

# Кинетика доменов при создании периодической доменной структуры в ниобате лития

© В.Я. Шур, Е.Л. Румянцев, Р.Г. Бачко\*, Г.Д. Миллер\*, М.М. Фейер\*, Р.Л. Байер\*

Научно-исследовательский институт физики и прикладной математики при Уральском государственном университете, 620083 Екатеринбург, Россия

\* Лаборатория Е.Л. Гинзтона, Стенфордский университет, 94305 Стенфорд, Калифорния, США

E-mail: Vladimir.Shur@usu.ru

(Поступила в Редакцию 3 ноября 1998 г.  
В окончательной редакции 23 марта 1999 г.)

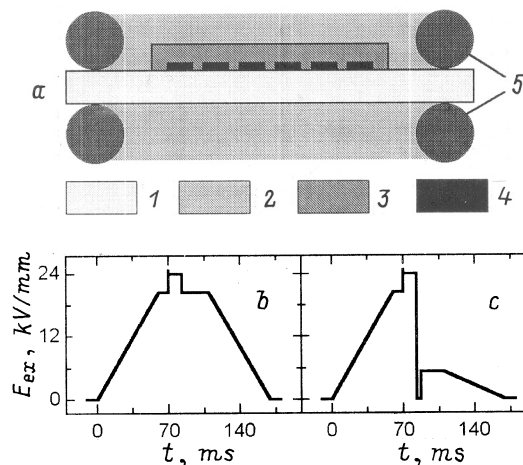
Экспериментально исследована эволюция доменной структуры в  $\text{LiNbO}_3$  при переключении поляризации в электрическом поле. Особое внимание уделено процессам формирования регулярной доменной структуры, используемой в устройствах нелинейной оптики. Предложен новый метод, основанный на эффекте самопроизвольного обратного переключения, позволивший создать регулярную структуру с периодом  $2.6 \mu\text{m}$  в  $\text{LiNbO}_3$  толщиной  $0.5 \text{mm}$ .

Создание периодической доменной структуры с микронными периодами в сегнетоэлектрических материалах, важных для применения, представляют собой проблему, решение которой особенно актуально для выполнения условий квазифазового синхронизма в нелинейно-оптических устройствах [1]. Для генерации второй гармоники в видимом и ультрафиолетовом диапазонах необходимы регулярные доменные структуры с периодом менее  $5 \mu\text{m}$  в подложках толщиной не менее  $0.5 \text{mm}$ . В 1993 г. впервые была продемонстрирована возможность создания регулярной доменной структуры в объемном  $\text{LiNbO}_3$  при воздействии электрического поля при комнатной температуре [2]. Эта методика стала популярной благодаря своей воспроизводимости и применимости к другим нелинейно-оптическим кристаллам. Сообщалось о создании этим методом доменной структуры с периодом  $3\text{--}4 \mu\text{m}$  в подложках толщиной  $200\text{--}300 \mu\text{m}$  в  $\text{LiNbO}_3$  [2],  $\text{LiTaO}_3$  [3,4] и  $\text{KTiOPO}_4$  (КТР) [5], позволяющей генерировать синий и ультрафиолетовый свет. В более толстых подложках однако не удается получать структуры, обеспечивающие выполнение условия квазифазового синхронизма для этого спектрального диапазона. Следует отметить, что кинетика доменов в  $\text{LiNbO}_3$  изучена только при очень медленных переключениях [6], хотя очевидно, что для развития существующих методов особенно важно последовательное исследование стадий эволюции доменной структуры при переключении с характерными временами менее секунды.

В работе детально исследовалось создание и закрепление доменной структуры в объемных образцах  $\text{LiNbO}_3$  при воздействии электрического поля, приложенного к периодическим полосовым электродам. Для анализа стадий эволюции доменной структуры использовалась визуализация доменных конфигураций химическим травлением и последующим исследованием рельефа с помощью оптического и сканирующего электронного микроскопа (SEM). Особое внимание уделялось изучению кинетики доменной структуры при самопроизвольном обратном переключении после выключения поля.

## 1. Эксперимент

Исследовались монодоменные пластины  $\text{LiNbO}_3$  толщиной  $0.5 \text{mm}$ , вырезанные перпендикулярно полярной оси из монокристаллов конгруэнтного состава и оптического качества. Полосовые периодические металлические электроды (NiCr), ориентированные вдоль направлений  $[10\bar{1}0]$ , были нанесены методом фотолитографии на полярную плоскость (0001). Для предотвращения роста доменов за пределы электродов поверхность с электродами была покрыта тонким слоем изолятора (рис. 1, *a*). Импульсы напряжения, создающие в объеме электрическое поле больше порогового ( $21.5 \text{kV/mm}$ ), прикладывались с помощью прижимного держателя (рис. 1, *a*) через жидкий электролит (рас-

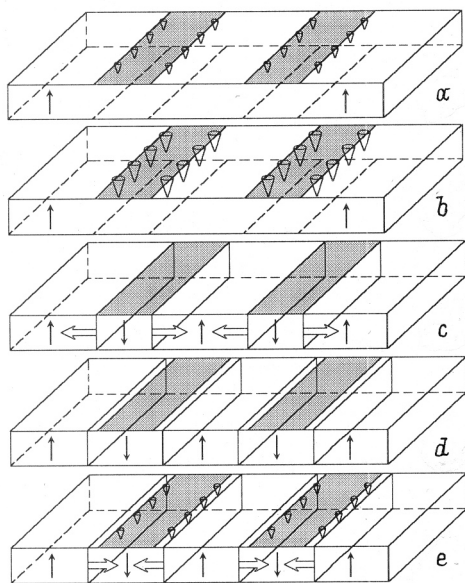


**Рис. 1.** *a* — схема электродов, используемая при создании периодической доменной структуры (1 — пластина  $\text{LiNbO}_3$ , 2 — жидкий электролит, 3 — слой изолятора, 4 — периодические полосовые электроды, 5 — кольцевые прокладки). *b, c* — форма импульса переключающего напряжения при традиционном методе и при использовании обратного переключения соответственно.

твор LiCl) [7,8]. Переключение производилось при комнатной температуре. В процессе создания доменной структуры регистрировались импульсы тока и напряжения. Изменение формы и длительности импульса напряжения и амплитуды тока позволяло управлять параметрами доменной структуры (рис. 1, *b, c*). Для анализа доменной структуры, полученной после частичного или полного переключения, полярные плоскости и сечения травились в течение 5–10 min в плавиковой кислоте при комнатной температуре. Наблюдение поверхностного рельефа производилось при помощи оптического микроскопа и SEM. Изготовление наклонных сечений (шлифов) существенно улучшало пространственное разрешение при исследовании доменной структуры в объеме. Сравнение доменных изображений, полученных при различной длительности переключающих импульсов, использовалось для получения детальной информации об эволюции доменов в процессе переключения.

## 2. Стадии эволюции доменной структуры

Анализ доменных конфигураций, полученных после частичных переключений, позволил выделить несколько стадий эволюции доменов [9] (рис. 2). Процесс переключения начинается с "зародышеобразования" (появления новых доменов) на полярной поверхности (0001) вдоль краев электродов (рис. 2, *a*), когда поле достигает порогового значения [10]. Вторая стадия характеризуется прорастанием доменов в полярном и боковом направлениях и их слиянием под электродами (рис. 2, *b*). По окончании этой стадии образуются сквозные пластинчатые



**Рис. 2.** Основные стадии эволюции доменов при переключении монодоменной пластины с полосовыми электродами на (0001).

домены (рис. 2, *c*). На третьей стадии плоские стенки сформировавшихся доменов смещаются за пределы электродов (рис. 2, *d*).

После быстрого уменьшения переключающего поля процесс переключения останавливается, и в зависимости от длительности импульса возможны два варианта эволюции доменов: стабилизация созданной доменной структуры или частичное переключение доменов в исходное состояние ("обратное переключение") [7,11–13]. При обратном переключении стенки переключенных доменов движутся по направлению к электродам и, кроме того, вдоль краев электродов возникают и растут цепи клиновидных доменов (рис. 2, *e*).

## 3. Основной подход

Наш подход к рассмотрению эволюции доменной структуры в сегнетоэлектриках основан на предположении о ключевой роли эффектов экранирования [14,15]. Известно, что переключение из монодоменного состояния происходит за счет образования и роста доменов обратного знака. Скорости образования и роста доменов определяются величиной полярной компоненты локального электрического поля  $E_z$  [10,15] в местах образования и на доменных стенках соответственно. Пространственное распределение локального поля  $E_z(r, t)$  определяется суммой  $z$  компонент полей различного происхождения: 1) внешнего поля  $E_{ex}(r)$ , создаваемого напряжением, приложенным к электродам, 2) деполяризующего поля  $E_{dep}(r, t)$ , создаваемого связанными зарядами мгновенной доменной конфигурации, и 3) двух типов экранирующих полей, компенсирующих деполяризующее поле: внешнего  $E_{escr}(r, t)$ , вызванного перераспределением зарядов на электродах, и внутреннего  $E_{bscr}(r, t)$ , обусловленного различными объемными механизмами [14,16,17]

$$E_z(r, t) = E_{ex}(r) - [E_{dep}(r, t) - E_{escr}(r, t) - E_{bscr}(r, t)]. \quad (1)$$

Деполяризующее поле замедляет рост доменов, а процессы экранирования уменьшают его влияние. Постоянная времени внешнего экранирования, как правило, много меньше, чем объемного, и определяется параметрами внешней цепи. Процессы объемного экранирования весьма существенны, поскольку даже после завершения внешнего экранирования в объеме существует остаточное деполяризующее поле  $E_{dr}(r)$  (порядка коэрцитивного), обусловленное наличием в сегнетоэлектриках поверхностного диэлектрического зазора [10,11]

$$E_{dr}(r) = E_{dep}(r) - E_{escr}(r) \approx 0. \quad (2)$$

Для бесконечного монодоменного сегнетоэлектрического конденсатора

$$E_{dr}(r) = 2L/d(P_S/\varepsilon_L\varepsilon_0), \quad (3)$$

где  $L$  — толщина диэлектрического зазора,  $d$  — толщина образца,  $P_S$  — спонтанная поляризация,  $\varepsilon_L$  — диэлектрическая проницаемость зазора.

Остаточное деполяризующее поле может быть экранировано за счет перераспределения зарядов в объеме и ориентации заряженных дипольных дефектов [16,17]. Эти процессы сравнительно медленны ( $\tau \sim 10^{-1} - 10^5$  s) [10], поэтому обычно наблюдаемое запаздывание объемного экранирования приводит к различным эффектам памяти [15]. Например, исходное доменное состояние может быть частично или полностью воссоздано после достаточно быстрого уменьшения внешнего поля (самопроизвольное обратное переключение). Этот процесс вызван действием частично заэкранированного остаточного деполяризующего поля

$$E_{bs}(r, t) = -[E_{dr}(r) - E_{bscr}(r, t)]. \quad (4)$$

Ранее нами было показано, что использование обратного переключения позволяет создавать периодические доменные структуры с исключительно малыми периодами [9].

#### 4. Детали эволюции доменной структуры

4.1. Образование доменов на поверхности. Принято считать, что плотность зародышей является важным параметром, лимитирующим пространственную частоту периодических доменных структур [8,12]. Экспериментально установлено, что в  $\text{LiNbO}_3$  средняя плотность зародышей слабо зависит от материала электрода [12,18]. Наши эксперименты показали, что для полосовых электродов плотность образующихся изолированных клиновидных доменов существенно пространственно неоднородна: вдали от краев электродов она не превышает  $1000 \text{ mm}^{-2}$  [8], а вдоль краев электродов линейная плотность возникающих доменов достигает  $1100 \text{ mm}^{-1}$  (рис. 3, *a*) [9].

Такое поведение может быть объяснено сингулярным пространственным распределением полярной компоненты локального поля  $E_z(x)$  вблизи поверхности у краев электродов. Результаты численного расчета приведены на рис. 3, *b*. Следует отметить, что пространственная неоднородность поля  $E_z(x)$  существует только вблизи поверхности и его амплитуда быстро убывает с глубиной. На глубине порядка периода электродов поле практически однородно (рис. 3, *b*). Следовательно, пространственно неоднородное зародышеобразование обусловлено неоднородностью поля в тонком приповерхностном слое, а рост доменов в объеме происходит в однородном поле.

Проведенные нами детальные исследования начальной стадии самопроизвольного обратного переключения с визуализацией доменной конфигурации на полярной плоскости с помощью SEM позволили обнаружить существование цепей нанодоменов (рис. 4, *a*). Типичный диаметр этих доменов 50–100 nm при линейной плотности до  $10^4 \text{ mm}^{-1}$ . Мы предполагаем, что обычно наблюдаемые клиновидные домены образуются в результате

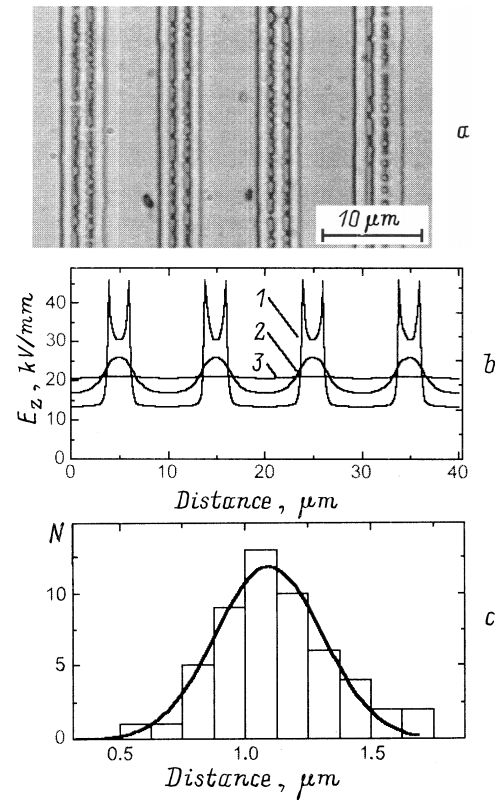


Рис. 3. *a* — образование зародышей вблизи краев электродов (при обратном переключении). *b* — теоретически рассчитанное пространственное распределение полярной компоненты поля  $E_z$  на различном расстоянии от поверхности  $\Delta z$  (в долях от периода электродов) ( $1 - 0.01$ ,  $2 - 0.1$ ,  $3 - 0.6$ ). *c* — гистограмма расстояний между соседними клиновидными доменами, аппроксимированная гауссианом.

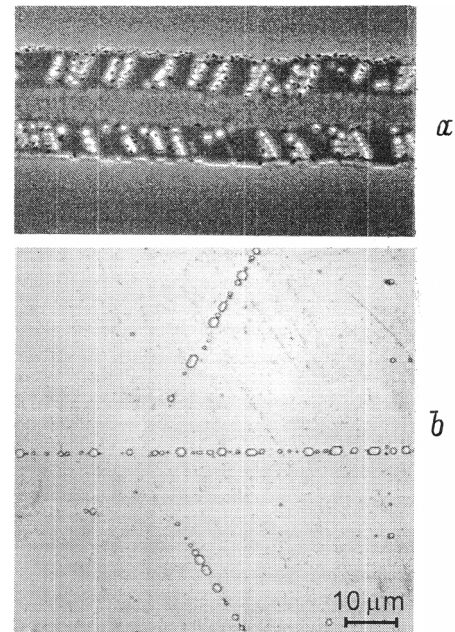


Рис. 4. *a* — нанодомены, образующиеся вблизи края электрода при обратном переключении. *b* — рост цепей доменов на поверхности  $(000\bar{1})$  в направлениях выгодного роста при переключении в однородном поле.

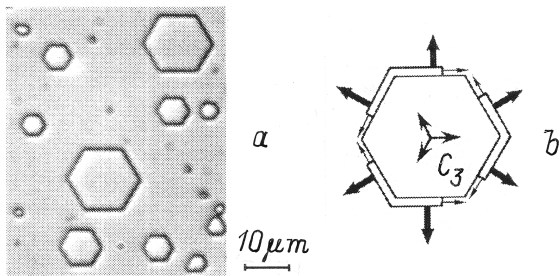
роста этих нанодоменов. Следует отметить, что ранее в  $\text{LiNbO}_3$  наблюдались изолированные "иглообразные микродомены" неизвестного происхождения диаметром менее  $1 \mu\text{m}$  [19].

Анализ доменных конфигураций на первой стадии обратного переключения показывает, что наблюдается корреляция в пространственном распределении клиновидных доменов (рис. 3, *c*). Эта особенность может быть связана с уменьшением локального поля вблизи образовавшегося клиновидного домена [10]. Такое изменение пространственного распределения электрического поля подавляет рост соседних зародышей. Этот эффект приводит к тому, что растущие клиновидные домены распределены квазирегулярно и их количество значительно меньше, чем нанодоменов.

4.2. Рост и коалесценция клиновидных доменов под электродами. Разрастание образовавшихся клиновидных доменов происходит за счет движения доменных стенок в прямом (полярном) и боковом направлениях. Анализ статических доменных конфигураций, наблюдаемых на наклонных сечениях, показал, что в  $\text{LiNbO}_3$  скорость прямого прорастания  $v_f$  приблизительно в 100 раз больше, чем скорость бокового движения  $v_s$ . Отношение скоростей определяет наблюдаемую величину углов при вершинах клиновидных доменов, составляющую менее одного градуса.

В случае одновременного роста системы клиньев величина локального поля  $E_z(r, t)$  у вершины определенного клина зависит от расстояний до соседей. Поэтому в случае отстаивания или остановки соседа (за счет торможения дефектами) изменяется локальное поле вблизи вершины движущегося клина, что приводит к отклонениям направления прорастания. Этот эффект должен приводить к различию между доменными конфигурациями на разных полярных поверхностях, что часто наблюдается на эксперименте.

Анализ доменных конфигураций на полярных поверхностях показал, что растущие домены в  $\text{LiNbO}_3$  обычно имеют гексагональную форму (рис. 5, *a*). Для объяснения роста доменов правильной формы воспользуемся отмеченным ранее подобием роста кристаллов и доменов [20,21]. Рост доменов (боковое движение доменных стенок) происходит за счет движения отдельных ступе-



**Рис. 5.** Гексагональные домены в  $\text{LiNbO}_3$ : *a* — доменная конфигурация, *b* — схема послойного роста доменов. Тонкие стрелки — направление движения ступеней, жирные стрелки — направление движения доменных стенок.

ней вдоль доменных стенок (рис. 5, *b*). Тригональная симметрия  $\text{LiNbO}_3$  в плоскости, перпендикулярной полярной оси, приводит к движению ступеней в трех  $[10\bar{1}0]$  направлениях. В результате такого роста формируются шесть плоских доменных стенок (рис. 5, *b*) [22]. Следует отметить, что эффект анизотропии проявляется также в образовании при переключении в однородном поле цепей клиновидных доменов, ориентированных в трех  $[10\bar{1}0]$  направлениях (рис. 4, *b*).

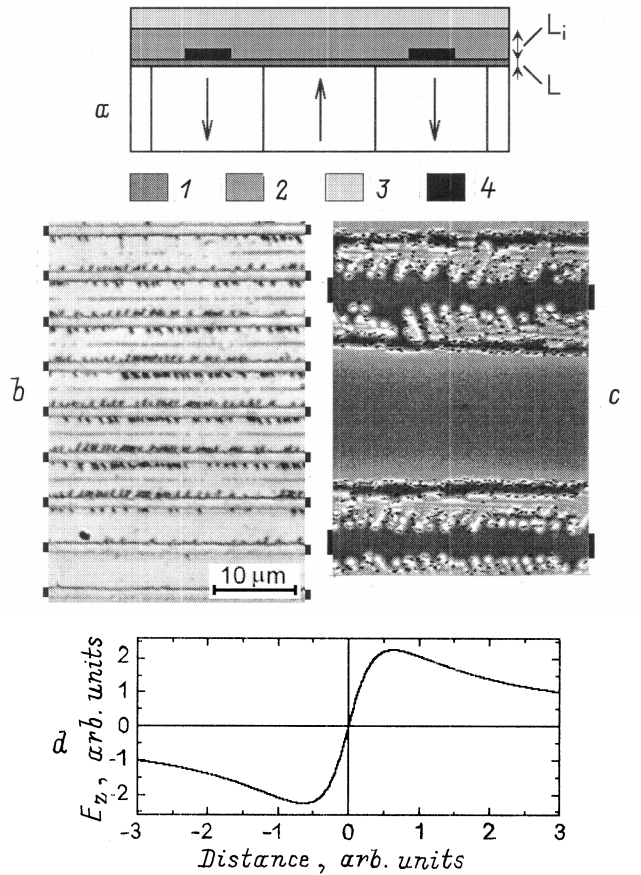
Полосовые электроды всегда ориентированы в одном из направлений преимущественного роста (движения ступеней). Благодаря такой ориентации послойный рост преобладает после коалесценции цепей доменов, образовавшихся вдоль краев электронов на первой стадии переключения, что приводит к формированию пар полосовых доменов с плоскими границами на поверхности (0001). В толстых образцах коалесценция изолированных доменов и образование полос на (0001) заканчиваются, когда вершины клиньев еще не прорастают насквозь. Экспериментально показано, что при расстоянии между зародышами  $0.9 \mu\text{m}$  коалесценция изолированных доменов заканчивается, когда их вершины прорастают в полярном направлении на глубину 50–100  $\mu\text{m}$ .

Пары доменных стенок, сформировавшиеся под краями электродов, движутся навстречу друг другу до полного переключения под электродами на (0001). Для образцов толщиной 0.5 mm с электродами шириной менее  $3 \mu\text{m}$  эта коалесценция заканчивается раньше, чем вершины клиньев прорастают сквозь образец.

Пластинчатые сквозные домены правильной формы формируются только после окончания прямого прорастания. Однако эволюция доменной структуры на этом не заканчивается. На заключительном этапе всегда наблюдается значительное нежелательное расширение пластинчатых доменов за пределы электродов.

4.3. Движение доменных стенок за пределами электродов. Очевидно, что при использовании периодических полосовых электродов пространственная неоднородность внешнего поля  $E_{ex}$  существует только в приповерхностном слое толщиной порядка периода электродной структуры  $\Lambda$ , поэтому движение сформировавшихся плоских доменных стенок за пределами электродов в толстых образцах ( $\Lambda \ll d$ ) происходит в практически однородном электрическом поле.

Скорость движения доменной стенки за пределами электродов определяется полярной компонентой локального электрического поля  $E_z$  [23]. При этом степень компенсации деполаризующего поля за счет внешнего экранирования (перераспределения зарядов в жидких электродах) значительно меньше, чем под металлическими электродами (рис. 6, *a*). Существование большого остаточного деполаризующего поля и его сравнительно медленное объемное экранирование в  $\text{LiNbO}_3$  при комнатной температуре приводят к уменьшению  $E_z$  при смещении стенки за пределы электрода  $\Delta x$ , вызванному увеличением нескомпенсированной доли деполаризую-



**Рис. 6.** *a* — схема приповерхностной области пластины с электродами (1 — диэлектрический зазор, 2 — слой изолятора, 3 — жидкий электролит, 4 — металлические электроды). Доменные конфигурации при аномальном расширении доменов за пределы электродов, полученные с помощью оптического микроскопа (*b*) и SEM (*c*). *d* — теоретически рассчитанное пространственное распределение полярной компоненты локального поля у поверхности вблизи плоской доменной стенки.

шего поля. Доменная стенка останавливается, когда

$$E_z(\Delta x) - E_{th} \approx 0, \quad (5)$$

где  $E_{th}$  — пороговое поле бокового смещения плоской доменной стенки.

Уменьшение  $E_z$  при смещении стенки вызвано увеличением  $E_{dr}(\Delta x)$  и поля, создаваемого "закрепленными" зарядами, образовавшимися при экранировании исходного монодоменного состояния, поскольку при быстром движении стенки перераспределением этих зарядов можно пренебречь. Пренебрегая проводимостью слоя изолятора и учитывая, что толщина слоя изолятора  $L_i$  много больше толщины диэлектрического зазора  $L$ , при используемой геометрии эксперимента (рис. 6, *a*) можно получить зависимость средней величины поля в объеме  $E_z$  от  $\Delta x$ , аппроксимируя пространственное распределение связанных и экранирующих зарядов полосой шириной

$\Delta x$  с плотностью зарядов  $\sigma$

$$\begin{aligned} E_z(\Delta x) &= E_{ex} - E_{dep}(\Delta x) \\ &= U/d - \sigma(\varepsilon_i \varepsilon_0)^{-1} F(\Delta x/d), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $U$  — приложенное напряжение,  $\varepsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость изолятора.  $F(\Delta x/d) = 1/\pi \times [2 \arctg(\Delta x/d) + \Delta x/d \ln(1 + d^2/\Delta x^2)]$ ,  $\sigma = LP_s d^{-1} \times \varepsilon_b \varepsilon_L^{-1} (1 + k)$ .

Параметр  $k$  позволяет учесть предысторию: для сдвига из полностью заэкранированного исходного состояния  $k = 1$ , а после достаточно долгого пребывания в смещенном состоянии  $k = -1$ .

Вывод уравнения (6) и его применение для анализа экспериментальных данных о движении плоской доменной стенки в молибдате гадолиния подробно изложены в нашей работе [24].

Для используемой геометрии электродов уравнение (6) и условие (3) позволяют объяснить смещение доменных стенок на определенное расстояние за пределы электродов и получить полевую зависимость величины максимального смещения  $\Delta x_{max}(E_{ex} - E_{th})$ . Следует отметить, что наличие проводимости несовершенного слоя изолятора приводит к значительному увеличению смещения стенок. Следовательно, наблюдаемое смещение доменной стенки должно зависеть от состава изолирующих слоев и технологии их нанесения.

4.4. "Аномальное движение" доменных стенок. Экспериментально было обнаружено, что при создании доменных структур с малым периодом  $\Delta x_{max}$  часто изменяется от электрода к электроду и в некоторых областях наблюдаются необычно большие смещения стенок (рис. 6, *b, c*). Попытка отнести такое поведение за счет неоднородности изолирующих слоев была опровергнута результатами наблюдений, показавшими, что при этом реализуется аномальный механизм движения доменной стенки.

Для изучения ранних стадий эволюции доменов в этом случае нами анализировались доменные конфигурации, полученные после очень короткого частичного обратного переключения. Эта возможность основана на экспериментально подтвержденном подобии положения зародышей при прямом и обратном переключениях. Наблюдения доменных конфигураций (рельефа протравленной поверхности) с помощью оптического микроскопа показывают, что кинетика доменов при аномальной эволюции представляет собой образование, рост и последующее слияние цепей доменных "пальцев", ориентированных в одном из  $[10\bar{1}0]$ -направлений (рис. 6, *b*). Наблюдение с улучшенным пространственным разрешением (при помощи SEM) показало, что оптически наблюдаемые доменные пальцы представляют собой цепочки клиновидных доменов диаметром около 100 nm (рис. 6, *c*), ср. с рис. 4, *b*. Линейная плотность зародышей в цепочках превышает  $10^4 \text{ nm}^{-1}$ . При создании доменных структур с малым периодом аномальный механизм может приводить к слиянию стенок между электродами и нарушению периодичности доменной структуры.

Аномальный механизм движения доменной стенки может быть рассмотрен по аналогии с эффектом "коррелированного зародышеобразования", наблюдавшимся нами ранее в германате свинца [25,26]. Эффект обусловлен дальнедействием движущейся доменной стенки. Расчет  $\Delta E_z(x)$  вблизи плоской доменной стенки (рис. 6, *d*) демонстрирует выраженный максимум на расстоянии порядка толщины приповерхностного диэлектрического зазора [10]. В  $\text{LiNbO}_3$  такое распределение приводит к образованию цепочек клиновидных нанодоменов в приповерхностном слое и их последующему росту в выделенных направлениях (рис. 6, *c*). Слияние цепочек приводит к неоднородному аномально большому смещению стенок и к изменению их формы.

4.5. Эволюция доменной структуры при обратном переключении. В отличие от общепринятого подхода мы показали возможность использования самопроизвольного обратного переключения для создания периодических доменных структур. Этот нетрадиционный подход базируется на идеях, экспериментально подтвержденных в наших работах [10,13,15].

Для поляризации с использованием обратного переключения изменена форма импульса напряжения (рис. 1, *c*). В результате воздействия первой части импульса (сильного поля) формируются пластинчатые домены, ширина которых существенно превышает ширину электродов. В переключенной области на стадии слабого приложенного поля начинается движение стенок доменов в обратном направлении (обратное переключение). Кроме того, как и при обычном переключении, вдоль краев электродов образуются и растут клиновидные домены (рис. 2 и 3, *a*). Доменная структура, полученная в результате обратного переключения, закрепляется на стадии стабилизации импульса поляризующего напряжения, но в значительно меньшем поле, чем при традиционном способе (рис. 1, *c*). Путем изменения длительности стадии слабого поля удается закреплять доменные структуры, соответствующие различной степени обратного переключения. Контролируемое обратное смещение плоских стенок позволяет получать сквозные доменные структуры с рекордно малыми периодами в

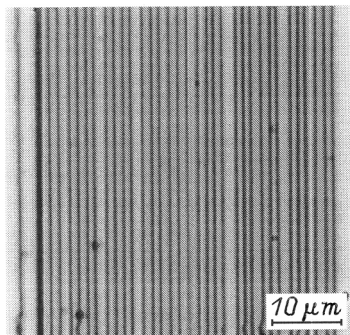


Рис. 7. Доменная структура с периодом  $2.6 \mu\text{m}$ , полученная при обратном переключении в пластине  $\text{LiNbO}_3$  толщиной  $0.5 \text{ mm}$ . Поверхность (000 $\bar{1}$ ).

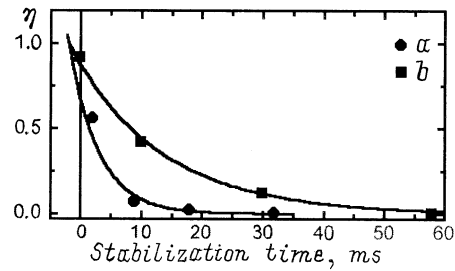


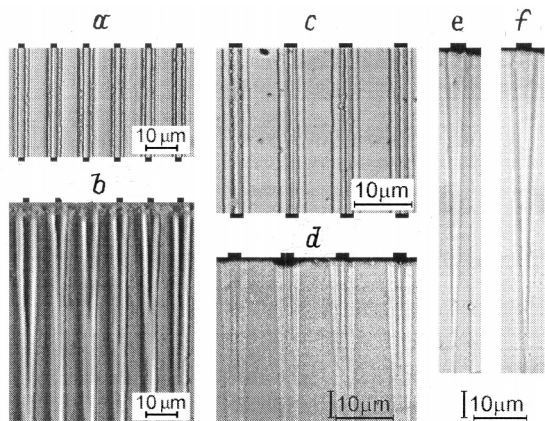
Рис. 8. Зависимость доли обратного переключения от времени при стабилизации в различных полях. Экспериментальные точки аппроксимированы экспоненциальными функциями. *a* —  $E_z = 24 \text{ kV/mm}$ ,  $\tau = 11 \text{ ms}$ , *b* —  $E_z = 20.6 \text{ kV/mm}$ ,  $\tau = 34 \text{ ms}$ .

толстых образцах за счет компенсации нежелательного уширения доменов на стадии переключения.

Метод обратного переключения позволил нам создать доменную структуру с периодом  $2.6 \mu\text{m}$  в пластине  $\text{LiNbO}_3$  толщиной  $0.5 \text{ mm}$  (рис. 7). Следует отметить, что традиционная методика не позволяет получать подобные структуры в подложках такой толщины.

4.6. Стабилизация доменной структуры после переключения. При традиционном переключении созданная в электрическом поле доменная структура закрепляется с помощью достаточно длительного выдерживания в поле, несколько меньшем порогового значения (рис. 1, *b*). Измерения зависимости доли обратного переключения (отношения величин зарядов обратного и прямого переключений, полученных интегрированием токов) от времени стабилизации  $Q_{bs}(t)/Q_s$  показали экспоненциальное уменьшение с постоянной времени  $10\text{--}30 \text{ ms}$  (рис. 8). В предположении, что движущей силой обратного переключения является не полностью заэкранированное деполаризующее поле, кинетика стабилизации определяется постоянной времени объемного экранирования [13,15,16]. Видно, что фаза стабилизации длительностью более  $50 \text{ ms}$  достаточна для практически полного предотвращения обратного переключения после выключения поля [12].

4.7. Умножение частоты. Результаты исследования кинетики доменов при обратном переключении позволили нам развить качественно новые методы создания регулярных структур с умножением пространственной частоты доменной структуры по сравнению со структурой электродов. Было получено удвоение частоты доменной структуры за счет образования полос дополнительных несквозных доменов под электродами на (000 $\bar{1}$ ) при обратном переключении (рис. 9, *a*). В полярном направлении длина доменов обычно составляет  $50\text{--}100 \mu\text{m}$  и зависит от параметров импульса и ширины электродов (рис. 9, *b*). Изменение условий переключения позволяет получать утроение частоты (рис. 9, *c*). В этом случае дополнительные полосовые домены формируются под краями электродов и прорастают в глубину на  $20\text{--}50 \mu\text{m}$  (рис. 9, *d*).



**Рис. 9.** Умножение пространственной частоты доменной структуры при обратном переключении. "Удвоение частоты": *a* — поверхность (0001), *b* — поперечное сечение. "Утроение частоты": *c* — поверхность (0001), *d* — поперечное сечение. "Стирание" (*e*) и "раскалывание" (*f*) (поперечные сечения).

Детальный анализ доменных конфигураций в поперечном сечении показывает два возможных варианта эволюции доменов при обратном переключении: "стирание" и "раскалывание". Процесс "стирания" представляет собой образование доменов внутри ранее переключенного домена без изменения его внешней формы (рис. 9, *e*). При "раскалывании" растущий при обратном переключении домен рассекает переключенный домен, существенно изменяя его форму, но приблизительно сохраняя его объем (рис. 9, *f*).

Таким образом, проведенные комплексные исследования позволили получить новую информацию о кинетике доменной структуры в  $\text{LiNbO}_3$  при быстром переключении поляризации (существенном запаздывании объемного экранирования) в пространственно неоднородном электрическом поле. Обнаружен эффект аномального расширения доменов за пределы электродов. Впервые исследованы и качественно объяснены особенности эволюции доменной структуры при спонтанном "обратном переключении" после выключения внешнего поля. Достигнутый уровень понимания позволил использовать этот традиционно "нежелательный" эффект как основу новых методов создания регулярных доменных структур.

Авторы благодарят L. Eyres за проведение анализа доменной структуры с помощью SEM, а также С. Макарова, Е. Николаеву, Е. Шишкина и Д. Фурсова за техническую помощь.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-19588), DARPA/ONR (грант N 00014-J-1903) и LLNL, а также US AFRL/EOARD по контракту № F61775-98-WE060.

## Список литературы

- [1] R.L. Byer. *J. Nonlinear Optic. Phys. & Mater.* **6**, 549 (1997).
- [2] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe. *Appl. Phys. Lett.* **62**, 435 (1993).
- [3] K. Mizuushi, K. Yamamoto. *Optics Lett.* **21**, 107 (1996).
- [4] J.-P. Meyn, M.M. Fejer. *Optics Lett.* **22**, 1214 (1997).
- [5] W.P. Risk, S.D. Lau. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3999 (1996).
- [6] Ю.С. Кузьминов. Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобат лития. Наука, М. (1987). 264 с.
- [7] L.E. Myers, R.C. Eckardt, M.M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg. *Optic Lett.* **21**, 591 (1996).
- [8] G.D. Miller, R.G. Batchko, M.M. Fejer, R.L. Byer. *SPIE Proc. on Solid State Lasers and Nonlinear Crystals* **2700**, 34 (1996).
- [9] V.Ya. Shur, E.L. Rumyantsev, R.G. Batchko, G.D. Miller, M.M. Fejer, R.L. Byer. *Ferroelectrics* (in press).
- [10] V.Ya. Shur. In: *Ferroelectric Thin Films: Synthesis and Basic Properties*. Gordon & Breach, N.Y. Ch. 6, 153 (1996).
- [11] V.Ya. Shur, E.L. Rumyantsev. *J. Korean Phys. Soc.* **32**, S727 (1998).
- [12] L.E. Myers. *Quasi-Phasematched Optical Parametric Oscillators In Bulk Periodically Poled Lithium Niobate*. Ph. D. thesis. The Stanford University (1995). 129 p.
- [13] В.Я. Шур, В.В. Летучев, И.В. Овечкина. *ФТТ* **26**, 11, 3474 (1984).
- [14] В.Я. Шур, Ю.А. Попов, Н.В. Коровина. *ФТТ* **26**, 3, 781 (1984).
- [15] V.Ya. Shur, E.L. Rumyantsev. *Ferroelectrics* **191**, 319 (1997).
- [16] P.V. Lambeck, G.H. Jonker. *Ferroelectrics* **22**, 729 (1978).
- [17] В.М. Фридкин. *Сегнетоэлектрики-полупроводники*. Наука, М. (1976). 408 с.
- [18] G.D. Miller. Ph. D. thesis. The Stanford University (1998). 82 p.
- [19] N. Ohnishi, T. Iisuka. *J. Appl. Phys.* **46**, 1063 (1975).
- [20] V.Ya. Shur, E.L. Rumyantsev. *Ferroelectrics* **142**, 1 (1993).
- [21] W.K. Burton, N. Cabrera, F.C. Frank. *Phil. Trans. Roy. Soc.* **243**, 299 (1951).
- [22] V.Ya. Shur, A.L. Gruverman, V.V. Letuchev, E.L. Rumyantsev, A.L. Subbotin. *Ferroelectrics* **98**, 29 (1989).
- [23] V.Ya. Shur, A.L. Gruverman, V.P. Kuminov, N.A. Tonkachyova. *Ferroelectrics* **111**, 197 (1990).
- [24] В.Я. Шур, Е.Л. Румянцев, В.П. Куминов, А.Л. Субботин, Е.В. Николаева. *ФТТ* **41**, 1, 126 (1999).
- [25] В.Я. Шур, А.Л. Груверман, Н.Ю. Пономарев, Е.Л. Румянцев, Н.А. Тонкачева. *Письма в ЖЭТФ* **53**, 12, 591 (1991).
- [26] V.Ya. Shur, A.L. Gruverman, N.Yu. Ponomarev, N.A. Tonkachyova. *Ferroelectrics* **126**, 371 (1992).