

Электрофизические свойства, мемристивное и резистивное переключение в заряженных доменных стенках в ниобате лития

© 2024 г. А. М. Кислюк¹✉, И. В. Кубасов¹, А. В. Турутин¹, А. А. Темиров¹,
А. С. Шпортенко¹, В. В. Куц¹, М. Д. Малинкович¹

¹ *Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,
Ленинский просп., д. 4, стр. 1, 119049 Москва, Российская Федерация*

✉ Автор для переписки: akislyuk94@gmail.com

Аннотация. Заряженные доменные стенки (ЗДС) в сегнетоэлектрических материалах интересны с фундаментальной и прикладной точек зрения, так как они обладают электрофизическими свойствами, отличными от объемных. На уровне микроструктуры ЗДС в сегнетоэлектриках представляют собой двумерные дефекты, разделяющие области материала с различающимися направлениями векторов спонтанной поляризации. Компенсация электрического поля связанного ионного заряда ЗДС подвижными носителями приводит к формированию протяженных узких каналов с повышенной проводимостью в исходно диэлектрическом материале. Управляя положением и углом наклона ЗДС по отношению к направлению спонтанной поляризации, можно изменять ее проводимость в широком диапазоне, что открывает широкие перспективы для создания устройств памяти, в том числе для нейроморфных систем. В обзоре представлено современное состояние исследований в области формирования и применения ЗДС, сформированных в монокристаллах одноосного сегнетоэлектрика ниобата лития (LiNbO_3 , LN), в качестве устройств резистивного и мемристивного переключения. Рассмотрены основные методы формирования ЗДС в монокристаллах и тонких пленках LN, приведены современные данные по электрофизическим свойствам и способам управления электропроводностью ЗДС. Обсуждены перспективы применения ЗДС в устройствах памяти с резистивным и мемристивным переключением.

Ключевые слова: ниобат лития, заряженная доменная стенка, мемристивный эффект, резистивное переключение, сегнетоэлектрические домены

Благодарность: Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00872, <https://rscf.ru/project/21-19-00872/>

Для цитирования: Кислюк А.М., Кубасов И.В., Турутин А.В., Темиров А.А., Шпортенко А.С., Куц В.В., Малинкович М.Д. Электрофизические свойства, мемристивное и резистивное переключение в заряженных доменных стенках в ниобате лития. *Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники.* 2024; 27(1): 35—55. <https://doi.org/10.17073/1609-3577j.met202310.565>

Electrophysical properties, memristive and resistive switching in charged domain walls in lithium niobate

A. M. Kislyuk¹✉, I. V. Kubasov¹, A. A. Temirov¹, A. V. Turutin¹,
A. S. Shportenko¹, V. V. Kuts¹, M. D. Malinkovich¹

¹ *National University of Science and Technology “MISIS”,
4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation*

✉ *Corresponding author: akislyuk94@gmail.com*

Abstract. Charged domain walls (CDW) in ferroelectric materials are interesting from fundamental and applied points of view, since they have electrical properties different from bulk ones. At the microstructural level, CDW in ferroelectrics are two-dimensional defects that separate regions of the material with different directions of spontaneous polarization vectors. Compensation of the electric field of the bound ionic charge of the CDW by mobile carriers leads to the formation of extended narrow channels with increased conductivity in the original dielectric material. By controlling the position and angle of inclination of the CDW relative to the direction of spontaneous polarization, it is possible to change its conductivity in a wide range, which opens up broad prospects for creating memory devices, including for neuromorphic systems. The review presents the current state of research in the field of formation and application of CDW formed in single crystals of uniaxial ferroelectric lithium niobate (LiNbO₃, LN) as resistive and memristive switching devices. The main methods for forming CDW in single crystals and thin films of LN are considered, and modern data on the electrophysical properties and methods for controlling the electrical conductivity of CDW are presented. The prospects for using CDW in memory devices with resistive and memristive switching are discussed.

Keywords: lithium niobate, charged domain wall, memristive effect, resistive switching, ferroelectric domains

Acknowledgments: The study was carried out with financial support from the Russian Science Foundation (grant No. <https://rscf.ru/project/21-19-00872/>).

For citation: Kislyuk A.M., Kubasov I.V., Temirov A.A., Turutin A.V., Shportenko A.S., Kuts V.V., Malinkovich M.D. Electrophysical properties, memristive and resistive switching in charged domain walls in lithium niobate. *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoy tekhniki = Materials of Electronics Engineering*. 2024; 27(1): 35–55. <https://doi.org/10.17073/1609-3577j.met202310.565>

Введение

Теоретическое рассмотрение возможности формирования заряженных доменных стенок (ЗДС) началось в 1973 г. с классической работы советских физиков [1], а экспериментальные исследования их необычных свойств активизировались в последние два десятилетия благодаря широкому распространению методов зондовой микроскопии, просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, фемтосекундных лазеров, а также открытию широкого спектра новых типов сегнетоэлектриков [2]. Природа свойств ЗДС происходит из явления экранирования внутренних электрических полей соседствующих доменов подвижными носителями зарядов. Для нейтрализации электрического поля 1 см² ЗДС требуется 10¹⁴—

10¹⁵ элементарных зарядов. При экранировании ионного заряда доменных стенок происходит накопление примесных ионов в области ЗДС [3] и/или перераспределение свободных носителей заряда, что может привести к значительному увеличению локальной проводимости вблизи доменных границ и формированию проводящего канала внутри диэлектрического материала [4–6] или локальному изменению контактных свойств материала [7]. В некоторых материалах поведение свободных носителей заряда в окрестности ЗДС может быть описано моделью квазидвумерного электронного газа. Концентрация свободных электронов на стенке может достигать значений ~10²¹ см⁻³, что в некоторых материалах способно приводить к появлению квазиметаллической электропроводности ЗДС [8]. Расчеты из первых принципов также предска

ют возможность изменения типа проводимости на металлический в некоторых материалах в области ЗДС, аккумулирующих вокруг себя повышенную концентрацию свободных носителей заряда [9]. Тем не менее электропроводность единичных ЗДС не вносит значительного вклада в объемную электропроводность образцов сегнетоэлектрических кристаллов макроскопических размеров, так как ширина проводящего канала очень мала [6].

Первое прямое свидетельство существования проводящих доменных стенок получено в пионерских экспериментах с BiFeO_3 [10]. С тех пор измерения проводимости ЗДС с помощью токовой атомно-силовой микроскопии (**c-AFM**) выполнены во многих сегнетоэлектриках, включая $\text{PbZr}_{0,2}\text{Ti}_{0,8}\text{O}_3$, LiNbO_3 и BaTiO_3 , RMnO_3 (где $R = \text{Sc}, \text{Y}, \text{In}$, редкоземельные элементы от Dy до Lu), $\text{Cu}_3\text{V}_7\text{O}_{13}\text{Cl}$ и $(\text{Ca}, \text{Sr})_3\text{Ti}_2\text{O}_7$. Полученные в ходе этих исследований данные свидетельствуют, что повышенная проводимость ЗДС является довольно общим явлением [11].

На значение электропроводности ЗДС σ существенно влияет угол α между вектором спонтанной поляризации и касательной к поверхности ЗДС (так называемый угол наклона, или инклинации), так как имеет место пропорциональность $\sigma \propto 2P_s \sin \alpha$, где $2P_s$ — спонтанная поляризация соседних доменов. При $\alpha < 90^\circ$ доменная стенка является частично заряженной, и ее проводимость ниже максимально возможного значения. Теория Ландау—Гинзбурга—Девоншира предсказывает увеличение проводимости относительно монодоменного материала на один порядок при малых углах наклона ЗДС ($\alpha \sim \pi/40$) и на три порядка при прямом угле наклона [12]. Однако получаемые при измерениях значения токов через ЗДС ниже теоретических, что может быть объяснено наличием контактных барьеров.

Среди классических собственных сегнетоэлектриков одним из наиболее интересных материалов с точки зрения изучения ЗДС является ниобат лития. Ниобат лития (**LN**) имеет одноосную доменную структуру, в которой векторы спонтанной поляризации соседних доменов всегда антипараллельны друг другу, что делает возможным существование только трех типов конфигураций доменных стенок: «голова–к–хвосту», являющихся нейтральными, и «голова–к–голове» и «хвост–к–хвосту», обладающих связанным ионным зарядом (рис. 1).

Температурная и химическая стабильность, высокое значение точки Кюри (порядка 1140°C для кристаллов конгруэнтного состава) и отсутствие в составе свинца делают LN идеальным модельным объектом для исследования свойств ЗДС. При этом существует широкий набор технологических методов, позволяющих создавать в монокристаллических пластинах LN метастабильные ЗДС, имею-

щие практически любую морфологию и способные существовать на протяжении неограниченного промежутка времени в широком диапазоне температур [13]. С этой точки зрения LN можно отнести к гиперсегнетоэлектрикам — собственным сегнетоэлектрикам, доменная структура в которых не дестабилизируется неэкранированным полем деполяризации. В нем ЗДС считается «замороженной» без необходимости внесения каких-либо примесей, дефектов или механических напряжений [9, 14].

На раннем этапе изучения доменной структуры LN большое внимание уделялось кристаллам с регулярной (периодической) доменной структурой (**РДС**), способным к эффективной генерации второй гармоники лазерного излучения. Таким кристаллам присущи нейтральные доменные стенки типа голова–к–хвосту (см. рис. 1, а), не демонстрирующие сколько-нибудь значительного увеличения электропроводности относительно окружающего объема. Считается, что изменение вектора спонтанной поляризации при переходе через такую нейтральную стенку происходит или по механизму Блоха [15] (экспериментальные данные для танталата лития, изоморфного LN), или по смешанному механизму Блоха—Нееля—Изинга [16] (расчеты из первых принципов).

Изучение процессов формирования РДС в кристаллах LN при приложении электрического поля позволило установить, что при комнатной температуре переключение доменной структуры в направлении полярной оси происходит через промежуточную стадию, при которой образуются иглообразные домены с небольшим (несколько градусов) углом наклона (см. рис. 1, б). Детальный анализ, проведенный методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, показал, что такие доменные стенки состоят (на масштабах порядка параметра решетки) из ступенек («кинков»), содержащих как нейтральные участки междоменных границ, так и области со связанным ионным зарядом, в которых вектор спонтанной поляризации перпендикулярен к доменной стенке. При этом даже в доменных стенках, имеющих нулевой угол наклона при макроскопическом рассмотрении, на микроскопическом уровне могут быть обнаружены подобные заряженные участки [17]. Дополнительный ионный заряд в областях, где вектор спонтанной поляризации направлен по нормали к доменной стенке, компенсируется в основном подвижными носителями зарядов, причем чем больше угол наклона макроскопической доменной стенки, тем больше в ней микроскопических участков со связанным зарядом и тем больше в ее окрестности аккумулировано подвижных носителей. Начиная с угла наклона в несколько градусов, доменная стенка приобретает способность проводить электрический ток лучше

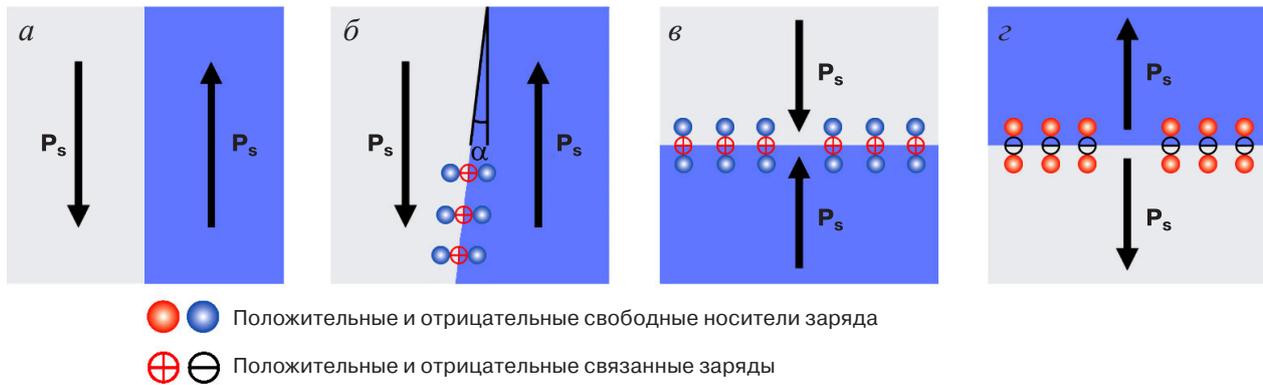


Рис. 1. Схемы различных типов доменных стенок, реализующихся в одноосных сегнетоэлектрических кристаллах: а — нейтральные («голова–хвосту»); б — частично заряженные с углом наклона α ; в — заряженные «голова–к–голове»; г — «хвост–к–хвосту». Изображение адаптировано из работы [18] с разрешения AIP Publishing

Fig. 1. Schematics of different domain wall types existing in uniaxial ferroelectric crystals: (a) neutral “head-to-tail”; (b) partially charged with the inclination angle α ; (v) charged “head-to-head”; (r) “tail-to-tail”. Image adapted from [18] upon permission of AIP Publishing

окружающих доменов. Если это изменение проводимости регистрируется экспериментальными методами, то говорят о наличии в кристалле ЗДС, хотя очевидно, что такое определение условно, так как нейтральные стенки на микроскопическом уровне также имеют небольшое количество участков со связанным ионным зарядом.

Существуют методы, позволяющие получать в кристаллах LN доменные стенки, перпендикулярные к вектору спонтанной поляризации на большой площади и имеющие связанный заряд, близкий к максимально возможному, — так называемые бидоменные структуры (см. рис. 1, в и г). Такие ЗДС демонстрируют высокую проводимость и представляют большой фундаментальный и практический интерес. Отметим, что характер изменения вектора спонтанной поляризации при переходе через максимально заряженную стенку на данный момент в литературе достоверно не установлен.

Ниже приведен краткий обзор основных достижений в области исследования ЗДС в кристаллах LN, а также описаны перспективные области применения ЗДС в устройствах электроники.

Методы формирования заряженных доменных стенок в ниобате лития

Необходимо различать два типа образцов монокристаллического LN, используемых в исследованиях ЗДС: пластины, вырезанные из объемных монокристаллов, и тонкие пленки (от сотен нм до единиц мкм), полученные методом отщепления на подложку после имплантации ионов (чаще всего гелия), — так называемый *Lithium Niobate on Insulator (LNOI)* [19]. Образцы второго типа значительно дороже, так как такие монокристаллические пленки выпускаются лишь несколькими производителями. В то же время для переключения спонтанной поляризации тонких пленок требуется

значительно меньшее электрическое напряжение, а сам ток проводимости ЗДС регистрировать проще [20—23], что делает их достаточно удобными для исследования объектами [24]. Однако экспериментальные результаты, полученные при изучении ЗДС в таких образцах, могут значительно отличаться от случая объемных монокристаллов из-за повышенной объемной концентрации радиационных дефектов.

Методы формирования ЗДС в объемных монокристаллах и тонких пленках LNOI в целом схожи, за исключением того, что LNOI не могут быть подвергнуты высокотемпературным (в окрестности температуры Кюри) термообработкам. Поэтому ниже методы формирования ЗДС условно разделены на низкотемпературные, осуществляемые при комнатной температуре, и высокотемпературные.

Большинство низкотемпературных методов основано на приложении внешнего электрического поля, локально переключающего доменную структуру. Таким образом, создаются наклонные частично заряженные доменные стенки, образующие с полярной осью угол наклона $0 < \alpha < 90^\circ$, обычно не более 10° . К сожалению, приложение внешнего электрического поля от проводящих электродов не позволяет формировать ЗДС на большой площади с большим углом наклона α из-за роста игольчатых доменов с зубчатой междоменной границей [12, 21, 25, 26].

При комнатной температуре для переключения доменной структуры LN необходимо приложение электрических полей высокой напряженности: коэрцитивное поле не менее 2 кВ/мм для кристаллов стехиометрического состава и не менее 20 кВ/мм для кристаллов конгруэнтного состава [27]. ЗДС, полученные путем переключения доменной структуры с помощью внешнего поля при комнатной температуре, вносят большой вклад в свободную энергию кристалла. Тем не менее ин-

дуцированные электрическим полем доменные структуры в LN остаются стабильными, вплоть до размеров порядка 100 нм [28, 29]. Размеры и морфология доменов, сформированных в кристаллах LN путем приложения внешнего электрического поля, зависят от условий поляризации и отличаются в различных кристаллографических срезах.

Для формирования ЗДС в макроскопических образцах монокристаллов LN широко используют переключение доменной структуры коэрцитивным электрическим полем, приложенным между плоскими проводящими электродами в конденсаторной структуре (рис. 2, а). Рост иглообразных доменов в кристаллах LN конгруэнтного состава начинается от Z^+ -поверхности при напряженности электрического поля, несколько меньшей, чем необходимо для полного переключения монодоменной пластины. При достижении напряженности электрического поля коэрцитивного значения скорость движения доменной стенки составляет десятки мкм/с [26]. Ассистирование процесса переключения при помощи ультрафиолетового излучения способствует лучшей генерации центров доменобразования и уменьшает коэрцитивное поле [30]. Для переключения сегнетоэлектрических доменов в конденсаторной структуре получили распространение тонкопленочные и жидкофазные (на основе электролита) контакты. Тонкопленочные электроды удобнее в работе и могут быть нанесены по заданной маске, в том числе с нанометровым разрешением. Однако имеются свидетельства о том, что многократное переключение доменной структуры с помощью таких электродов может приводить к явлению сегнетоэлектрической усталости, которое заключается в возникновении «замороженных» (не переключаемых внешним полем) доменов. Использование электродов на основе жидкого электролита (например, LiCl) позволяет избежать возникновения эффекта усталости и увеличить количество возможных циклов переключения доменной структуры [31]. Используя различные комбинации сплошных жидких и пленочных электродов, можно добиться сквозного роста инвертированных доменов в пластинах LN z -среза с возможностью управлять наклоном стенок в диапазоне от $0,2^\circ$ до $1,2^\circ$ и, следовательно, преобразовывать изолирующее состояние границы в проводящее и обратно [32].

Еще одним широко применяемым методом формирования ЗДС в LN в лабораторных условиях является локальное переключение доменной структуры в приповерхностном слое путем приложения потенциала к зонду кантилевера атомно-силового микроскопа (АСМ). Удобство метода заключается в возможности исследовать проводящее состояние ЗДС сразу после переключения методом s -AFM на том же приборе, не извлекая

образец, при этом подход одинаково хорошо работает для полярных и неполярных срезов кристалла. Главной особенностью метода является наличие сильно неоднородного сверхкоэрцитивного электрического поля в объеме материала, достаточно медленно экранируемого свободными носителями зарядов. Недостаточно быстрое экранирование внешнего поля может приводить к возникновению неожиданных эффектов при переключении доменной структуры. В частности, если при приложении к зонду отрицательного электрического потенциала перемещение кантилевера от одной переполяризуемой точки к другой происходит в контакте с поверхностью образца, могут формироваться домены с вектором спонтанной поляризации, направленным против электрического поля кантилевера. В случае отрыва кантилевера от поверхности кристалла перед перемещением его в следующую точку направления спонтанной поляризации формирующихся доменов совпадают по направлению с электрическим полем кантилевера (рис. 2, б). При приложении к зонду положительного электрического потенциала различий между индуцированными доменами, полученными с отрывом от поверхности и в контакте с ней, не наблюдается [33—35].

Несмотря на относительную доступность метода приложения поля к зонду кантилевера АСМ могут быть сформированы ЗДС с небольшим углом наклона относительно направления спонтанной поляризации. Сформировать в приповерхностной области неполярного x -среза доменные стенки со связанным зарядом, близким к максимальному, можно, если использовать периодические тонкопленочные электроды [18, 36] (рис. 2, в). При этом типом, углом и степенью заряженности ЗДС можно управлять, применяя различные конфигурации электродов. Для последующего применения таких границ в приборных структурах необходимо удалить контакты, использованные для переключения доменной структуры, и нанести новые электроды, пересекающие ЗДС.

Следствием высоких коэрцитивных полей кристаллов LN являются стабильность практически любой конфигурации доменной структуры при комнатной температуре и сильная зависимость процессов переключения от условий внешнего и внутреннего электрического экранирования зарядов. Если это необходимо в технологических целях, то для упрощения формирования ЗДС при комнатной температуре поля переключения могут быть понижены путем создания приповерхностного буферного слоя, уменьшающего поля внутреннего и внешнего экранирования, например, путем ионной имплантации [38]. Использование таких буферных слоев позволяет снизить рабочее напряжение переключения устройств, работающих на основе ЗДС.

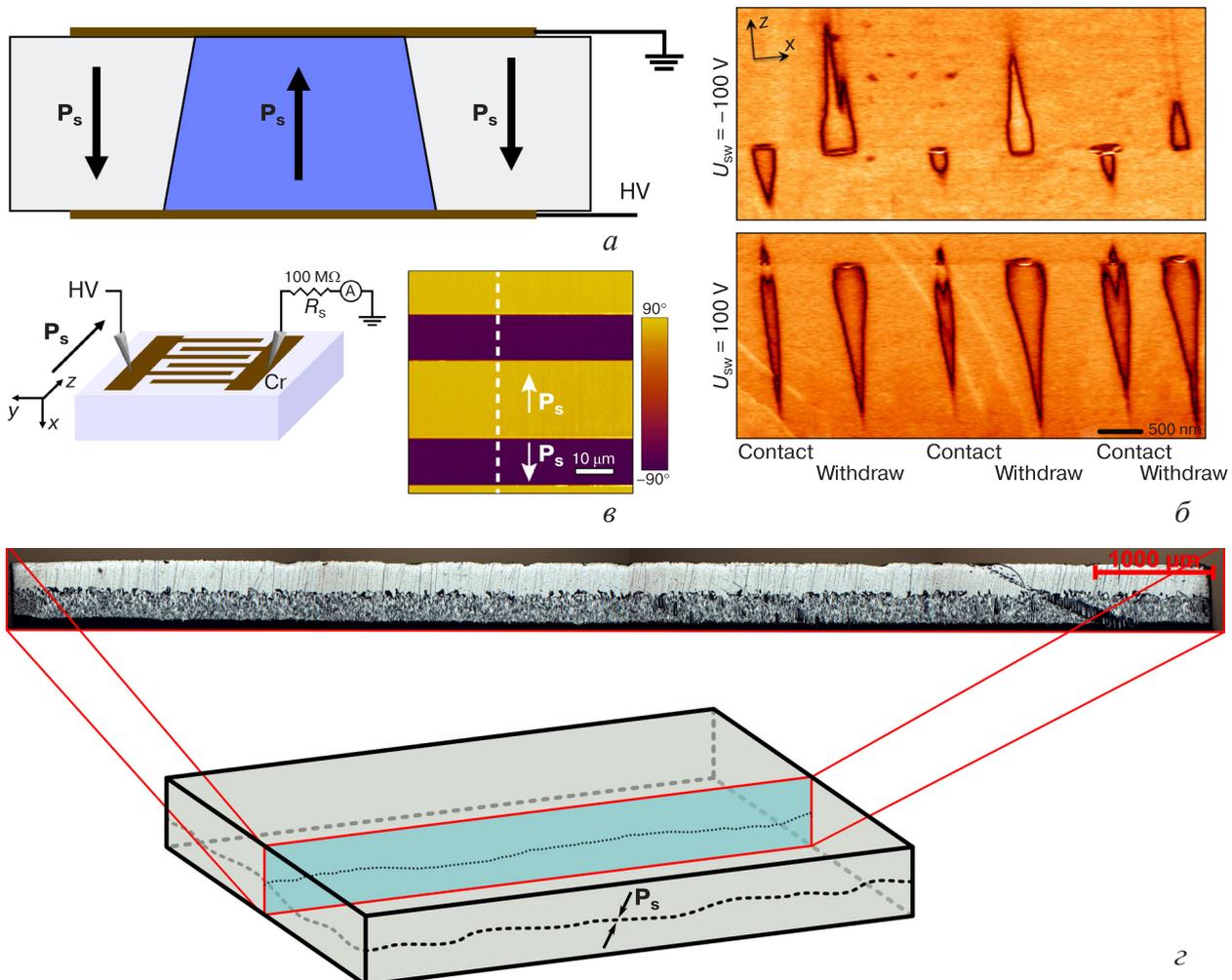


Рис. 2. Вид ЗДС, сформированных различными методами: *а* — с использованием плоских электродов в конденсаторной структуре; *б* — АСМ с приложением напряжения к зонду; *в* — при помощи плоских электродов в латеральном направлении в неполярном x -срезе; *г* — диффузионными отжигами с недостатком Li_2O . Изображение (*б*) скопировано из работы [33] с разрешения Copyright 2023 American Chemical Society, изображение (*в*) скопировано из [18] с разрешения AIP Publishing, изображение (*г*) скопировано из [37] в соответствии с лицензией CC BY 4.0

Fig. 2. Appearance of CDWs formed using different methods: (*a*) flat electrodes in a capacitor structure; (*б*) voltage application to AFM probe; (*в*) flat electrodes in lateral direction of non-polar x -cut; (*г*) diffusion annealing with Li_2O deficiency. Image (*б*) copied from [33] upon permission of Copyright 2023 American Chemical Society, image (*в*) copied from [18] upon permission of AIP Publishing, image (*г*) copied from [37] under CC BY 4.0 license

«Высокотемпературный» подход к формированию ЗДС в монокристаллах LN предполагает использование градиентов некоторых скалярных величин в объеме, например: концентрации точечных дефектов, примесных атомов или объемного распределения температуры при охлаждении и переходе через точку Кюри [13]. В этом случае в кристаллической пластине формируются два макродомена, разделенных одной ЗДС с $\alpha \approx 90^\circ$ (так называемый «бидоменный» кристалл) (рис. 2, *г*). Явление доменной инверсии в LN при термообработке вблизи температуры Кюри с сопутствующей аут-диффузией Li_2O было впервые представлено в исследованиях [39, 40], а затем исследовано многочисленными авторами [41—46].

С технологической точки зрения способы управления доменной структурой кристаллов LN без приложения внешнего электрического поля

можно разделить на две группы: направленные на формирование в кристалле неоднородного распределения состава и неоднородного распределения температуры. В методы из первой группы входят отжиги с диффузией и аут-диффузией оксида лития [44, 46], направленная диффузия титана [47], родия [45], иттрия [48] и других редкоземельных элементов в кристаллы LN. Также бидоменную сегнетоэлектрическую структуру возможно сформировать быстрым отжигом кристаллов, прошедших протонное замещение (обработку в расплаве слабой кислоты при температурах $\sim 200^\circ\text{C}$) [49—52].

Ко второй группе можно отнести различные методы формирования неоднородного теплового поля в объеме кристалла, например, расположением его в объеме с макронеоднородным стационарным распределением температуры с медленным охлаждением [53—55] или быстрым нестационар-

ным охлаждением при переходе через температуру Кюри [42, 43, 56].

Используя указанные методы, можно реализовывать в кристаллах доменные структуры с протяженными ЗДС типа «голова–к–голове» и «хвост–к–хвосту». В зависимости от характера внутреннего силового поля могут возникать полидоменные, бидоменно–полидоменные или бидоменные структуры с резкой междоменной границей [42, 43]. Изначально бидоменные кристаллы предлагались для использования в пьезоэлектрических механо–электрических преобразователях, таких, как прецизионные актюаторы [56–63], низкочастотные датчики вибрации [37] и магнитного поля (в составе композитного магнитоэлектрика) [64], а также в устройствах сбора бросовой энергии [65–67], однако наличие единой ЗДС площадью в десятки кв. см делает этот материал чрезвычайно интересным для изучения процессов резистивного и мемристивного переключения.

Сформированные в кристаллах LN ЗДС могут быть визуализированы различными методами как по контрасту соседних доменов с различными направлениями спонтанной поляризации, так и по контрасту самих границ. Среди широкого набора методов, позволяющих визуализировать доменные стенки в кристаллах LN, наиболее важными являются селективное травление и силовая микроскопия пьезоэлектрического отклика (**PFM**). Благодаря простоте реализации селективное травление очень часто применяется для экспресс–контроля доменной структуры, несмотря на то, что метод является разрушающим. Обычно используют травители на основе плавиковой кислоты. При экспресс–подготовке образцов для оптической микроскопии травление часто производят в кипящем травителе. В случае необходимости более щадящей обработки при исследовании доменов малых размеров или тонких приповерхностных слоев с инвертированным вектором спонтанной поляризации может применяться травление при комнатной температуре в течение длительного времени [68, 69]. В то время как селективное травление используется в основном для выявления доменов размером более 1 мкм, разрешение PFM позволяет исследовать особенности доменной структуры с разрешением в единицы и десятки нанометров. Детальная информация об особенностях применения PFM при исследовании образцов различных типов может быть найдена в обзорах [70, 71].

Кроме двух перечисленных выше методов, при изучении доменных структур в кристаллах LN получили ограниченное применение такие неразрушающие методы, как акустическая микроскопия [72] (в том числе в комбинации с зондовой микроскопией [73]), а также ряд оптических методов, включая конфокальную рамановскую [74, 75]

и люминесцентную [76] микроскопии, электрооптическую ближнепольную микроскопию [77], оптическую когерентную томографию [78], регистрацию и анализ второй гармоники лазерного излучения, генерируемой на доменной стенке (в дальнепольном [79] и ближнепольном [79, 80] режимах, а также по механизму излучения Вавилова–Черенкова [81–83]) рентгеновскую топографию [84]. Трехмерная реконструкция морфологии ЗДС может быть получена методами топографической атомно–силовой микроскопии [85, 86]. Подробное сравнение основных методов визуализации доменных стенок в LN представлено в работе [36].

Электрофизические свойства ЗДС в LN

Основными методами исследования локальной электропроводности ЗДС в кристаллах LN являются регистрация и анализ вольт–амперных характеристик (**ВАХ**), импедансная спектроскопия, а также определение изменения во времени значений тока через ЗДС при некотором постоянном напряжении.

На практике в основном применяют следующие два подхода. В одном случае в качестве токопроводящего электрода используется острие кантилевера АСМ, во втором — на кристалл напыляют сплошные электроды, контактирующие с ЗДС. Главным достоинством применения АСМ для исследования ЗДС является высокая локальность, этим методом можно изучать наноразмерные особенности морфологии и тока через границы. В то же время высокие значения напряженности электрического поля от зонда способны сами по себе влиять на измеряемые параметры, а в предельном случае — вызывать движение ЗДС и локальный электрический пробой. Кроме того, использование АСМ позволяет управлять морфологией ЗДС лишь на расстоянии порядка 10 мкм от острия зонда [87], и область примерно такого же размера дает доминирующий вклад в результат измерения проводимости с помощью *s*–AFM [7, 88]. Этого недостатка лишены плоские электроды, однако их площадь велика по сравнению с толщиной ЗДС, и кроме электрического тока через стенку одновременно регистрируется ток через монодоменное окружение. Кроме того, контактные явления между LN и материалом используемых плоских электродов гораздо сильнее влияют на характер протекания тока, чем при использовании кантилевера [4, 89]. Лидирующие в области изучения ЗДС коллективы чаще всего используют оба этих метода в комплексе [90–92].

С точки зрения практического применения ЗДС в электронных устройствах важное значение имеет определение механизмов проводимости стенок. Разделение объемных эффектов и контакт-

ных явлений при таких экспериментах является первоочередной задачей. Омический характер проводимости системы «контакт—ЗДС—контакт» может наблюдаться только в области слабых электрических полей (при регистрации ВАХ с помощью плоских металлических электродов) [93, 94]. Чаще всего в качестве материала электродов используют хром, который обычно позволяет реализовать омический контакт как к монодоменному объему, так и к участкам с ЗДС, причем и в объемном материале, и в пленке LNOI [7, 18, 89, 94, 95]. Также в ряде работ при работе с пленками LNOI использовали плоские платиновые электроды [96, 97], однако детальный анализ контактных явлений не проводился. Отметим, что в работе [4] омическая ВАХ наблюдалась только при измерениях на Cr электродах, использованных ранее на том же кристалле для формирования ЗДС путем переключения доменной структуры. Если же электроды стравливали и на то же место наносили новые аналогичные хромовые контакты, то форма ВАХ трансформировалась в диодную. Вероятно, значительные напряженности электрического поля при формировании ЗДС способны приводить к локальным изменениям на интерфейсе «пленка—образец», аналогичным тем, которые наблюдаются при переключении доменной структуры объемных монокристаллов [32]. При изучении ЗДС методиками АСМ часто в качестве нижнего электрода используют серебряную пасту (верхним электродом является кантилевер). В этом случае при изучении токов ЗДС на достаточно толстых образцах материал нижнего электрода не играет значительной роли, так как реализуется метод сопротивления растекания, и основной вклад в измерения проводимости дает приповерхностный слой. Однако применение серебряной пасты в качестве сплошного электрода в конденсаторных структурах с ЗДС приводит к появлению ВАХ выпрямляющего контакта [4, 92].

В электрических полях высокой напряженности ВАХ, регистрируемые на ЗДС типа «голова–к–голове» в пленках LNOI, демонстрируют проводимость по механизму тока, ограниченного пространственным зарядом (*Space-Charge-Limited Current, SCLC*) [22]. В то же время для ЗДС, сформированных в химически восстановленных объемных монокристаллах, SCLC–механизм, по–видимому, может не являться преобладающим [7]. В ряде случаев (тонкие пленки LNOI и неоднородные электрические поля значительной напряженности) ЗДС типа «голова–к–голове» могут демонстрировать признаки диодной ВАХ [20].

В целом, плоские омические контакты, несмотря на электрические поля гораздо меньшей напряженности по сравнению с полями зонда кантилевера АСМ, зачастую позволяют при тех же разностях потенциалов регистрировать токи большей

амплитуды, что легко можно объяснить большей площадью контакта с материалом. Использование зондов с микронной площадью контакта также позволяет существенно (на 6 порядков) увеличить ток, регистрируемый на ЗДС по сравнению с монодоменной областью [4].

Несмотря на то, что ЗДС в кристаллах LN аккумулируют в своей окрестности дополнительные носители заряда, амплитуда тока обычно мала, и его измерение может быть связано с рядом трудностей. Во–первых, для появления проводимости, отличной от монодоменного объема, стенка должна содержать достаточное количество участков с микроскопическим строением «голова–к–голове». Во–вторых, даже в случае, когда проводимость самой ЗДС на несколько порядков превышает проводимость монодоменного окружения, сам ток достаточно мал из–за узости проводящего канала. Действительно, с кристаллографической точки зрения ширина области, в которой происходит изменение направления вектора спонтанной поляризации, не превышает нескольких параметров решетки [17], и даже в случае высокой электропроводности сечение проводящего канала мало. Кроме того, в некоторых случаях проводимость даже сильно заряженной границы может деградировать во времени [98, 99].

По этой причине первые измерения электропроводности ЗДС в кристаллах LN проводились при сверхзонном облучении образцов ультрафиолетовым излучением [93, 100]. Было показано, что в таких экспериментах значения тока коррелируют не только с углом наклона ЗДС, но и с концентрацией примеси магния в образце [93], что хорошо согласуется с на 2–3 порядка более высокой фотопроводимостью LN : Mg по сравнению с номинально чистыми кристаллами [101]. Позже была предложена методика увеличения проводимости ЗДС, имеющей практически во всем объеме угол наклона, близкий к 0° , путем приложения к ним разности потенциалов > 150 В [94] (ток при такой «настройке» проводимости, по замечанию авторов, не должен превышать 10 мкА, а напряженность приложенного электрического поля должна быть намного меньше коэрцитивной). Воздействие электрическим полем на исходную ЗДС приводит к значительному увеличению удельной доли участков с морфологией «голова–к–голове» и углом наклона, достигающим 5° , с сопутствующим ростом проводимости. ЗДС с увеличенной проводимостью проявляют повышенную электропроводность без облучения в ультрафиолетовом диапазоне и стабильны во времени (рис. 3).

По–видимому, сильное влияние на проводящее состояние ЗДС оказывает способ переключения доменной структуры или амплитуда электрического поля в области доменной стенки при исходном

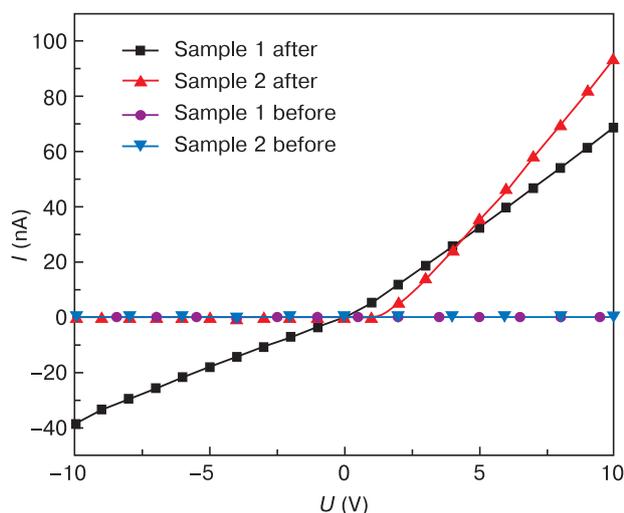


Рис. 3. Типичный вид ВАХ, полученных в кристаллах LN:Mg с помощью плоских электродов на ЗДС с малым углом наклона до и после процедуры «настройки» проводимости, проведенной, согласно методике, предложенной в работе [94]. Изображение скопировано из работы [94] с разрешения Copyright 2023 American Chemical Society

Fig. 3. Typical I-V curve pattern of LN:Mg crystals measured with flat electrodes from CDW with low inclination angles before and after conductivity “tuning” according to method [94]. Image copied from [94] upon premission of Copyright 2023 American Chemical Society

ее формировании: в работе [4] ЗДС, полученные в монокристаллах LN : Mg приложением сильно неоднородного электрического поля с напряженностью, превышающей коэрцитивное значение, демонстрировали высокую электропроводность сразу после получения без дополнительной процедуры увеличения проводимости, в отличие от [94]. Позже было показано, что угол наклона ЗДС, определяющий ее электропроводность, зависит при переключении поляризации не только от приложенной напряженности электрического поля, но также и от агрегатного состояния электродов (металлическая пленка или раствор электролита), а длительное пропускание тока через монокристалл LN при переключении доменной структуры может приводить к деградации поверхности образца под электродом [32].

Интересно, что одноосные механические напряжения растяжения–сжатия также способны влиять на проводимость ЗДС [102]. При таком воздействии происходит изменение условий экранирования на междоменной границе вследствие пьезоэлектрического эффекта. В зависимости от исходного зарядового состояния электропроводность ЗДС может увеличиваться либо при сжатии, либо при растяжении; проводимость в области нейтральных доменных стенок при механическом воздействии не изменяется.

Вследствие гораздо меньшей толщины образцов измерение тока через ЗДС, сформированные в тонких пленках LNOI, изначально сталкивалось

с меньшими трудностями, чем в объемных монокристаллах [20—23]. В то же время присутствие в пленках LNOI более высоких концентраций дефектов по сравнению с объемными монокристаллами LN усложняет сравнительный анализ механизмов электропроводности.

Основными носителями зарядов в ЗДС типа «голова–к–голове» являются электронные поляроны. Это подтверждается данными холловских исследований [103—105] и хорошо согласуется с тем, что проводимость монокристаллов также имеет электронный тип. Данные для ЗДС типа «хвост–к–хвосту» противоречивы: обычно считается, что их проводимость ниже или сопоставима с проводимостью монокристалла [7, 106], однако в работах [18, 103] на образцах легированного магнием LNOI получено, что такие ЗДС все же проводят несколько лучше монокристалла, причем демонстрируют проводимость р-типа. Численные значения подвижности носителей в ЗДС, полученные в литературе, достаточно противоречивы. В недавнем препринте [105] на ЗДС с близким к нулю углом наклона в объемных монокристаллах LN, легированных магнием, были получены значения холловской подвижности порядка десятков $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Схожие по порядку, однако несколько большие значения холловской подвижности в ЗДС с углом наклона около 90° были получены на легированных магнием тонких пленках LNOI [103]. Эти результаты на 3—4 порядка превышают данные по холловской подвижности в объемных монокристаллах химически восстановленного LN, полученные при фотовозбуждении ($\mu \approx 0,8 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при комнатной температуре) [107]. Отдельно необходимо отметить результаты работы [104], в которой при измерении эффекта Корбино от ЗДС были получены значения холловской подвижности, достигающие $3700 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при комнатной температуре.

В подавляющем большинстве случаев при исследовании электрофизических свойств ЗДС в LN используют образцы, легированные магнием. Хорошо известно, что в случае объемных монокристаллов LN ионы Mg занимают позиции ниобия, что уменьшает концентрацию антиструктурных дефектов Nb_{Li} , благодаря чему существенно подавляется фоторефрактивный эффект, возрастает фотопроводимость, снижаются поля переключения внешним электрическим полем и увеличивается стабильность индуцированной доменной структуры [108—110]. В то же время добавление магния в LN не повышает (а по некоторым данным немного снижает) электропроводность материала в целом [111—114]. Однако, по-видимому, в кристаллах LN количество носителей (поляронов), локализованных на ЗДС, зависит, в основном, от угла наклона стенки, а не от концентрации поля-

ронов в окружающем монодоменном объеме, поэтому в первом приближении проводимость ЗДС определяется подвижностью носителей. Энергия локализации электрона на антиструктурном дефекте Nb_{Li} (связанного полярона малого радиуса) составляет $1,11 \pm 0,1$ эВ [115] или $0,95 \pm 0,15$ эВ [116] при энергии локализации электрона на структурном атоме Nb_{Nb} (свободного полярона малого радиуса), равной $0,54$ эВ [115, 117]. Более того, пары поляронов, локализованных на соседствующих атомах Nb_{Nb} и Nb_{Li} , связываются в биполяроны малого радиуса, не участвующие в проводимости. По оценке авторов работы [22], в нелегированных кристаллах конгруэнтного состава частота перекоков между положениями связанных поляронов (дефектами Nb_{Li}) составляет $\sim 10^7$ с⁻¹, а между положениями свободных поляронов (структурными Nb_{Nb}) — $\sim 10^9$ с⁻¹. Таким образом, на ЗДС в нелегированных кристаллах носители имеют в среднем меньшую подвижность, а также в целом достаточно быстро захватываются на глубокие центры. В легированных магнием кристаллах концентрация Nb_{Li} значительно ниже, в связи с чем основной вклад в проводимость вносят свободные поляроны, что обеспечивает гораздо более высокую проводимость ЗДС в кристалле LN : Mg при той же проводимости монодоменного объема, что и у номинально чистого образца.

Исследование свойств ЗДС с углом наклона, близким к 90° (максимально возможное значение для структуры LN), чаще всего проводят на кристаллах химически восстановленного LN. Несмотря на то, что в монодоменном состоянии этот материал хорошо изучен, данные по проводимости ЗДС в восстановленном LN представлены в литературе достаточно скупо. При химическом восстановлении, которое технологически осуществляется путем отжига в бескислородной атмосфере, происходит «самолегирование» кристалла электронами при уходе из него молекулярного кислорода. Потеря кристаллом молекул Li_2O и O_2 при такой термообработке приводит к высвобождению четырех электронов из ковалентных связей в октаэдре NbO_6 [118]. Захват этих электронов структурными или дефектными узлами решетки приводит к появлению у кристалла окраски и изменению электрофизических свойств. Согласно принятой модели формирования антиструктурного дефекта в химически восстановленном LN, кислородная подрешетка остается заполненной, а освободившиеся при аутидиффузии кислорода электроны частично формируют свободные и связанные одиночные поляроны малого радиуса, обуславливающие повышенную электропроводность материала, и частично захватываются кластерами $Nb_{Nb}-Nb_{Li}$, образуя связанные биполяроны малого радиуса, не участвующие в электронном транспорте. Отношения concentra-

ций поляронов обоих типов и биполяронов сильно зависят от температуры [115], однако в нормальных условиях электропроводность химически восстановленных кристаллов значительно превышает электропроводность невосстановленных кристаллов. В химически восстановленных кристаллах LN экранирование электрического поля ЗДС, а также внешнего поля переключении происходит на гораздо меньших расстояниях [119]. Поэтому электрофизические свойства доменных границ в них также имеют особенности по сравнению с нелегированными и легированными Mg кристаллами LN.

В частности, в то время как ЗДС типа «голова-к-голове» в кристаллах химически восстановленного LN проводят лучше окружающих монодоменных областей, значение проводимости нестабильно во времени. Ток через ЗДС в кристаллах, выдержанных после восстановительного отжига в течение трех месяцев, на порядок ниже, чем сразу после термообработки. Показано, что данный эффект является объемным и не связан с влиянием окружающей атмосферы на поверхность [98]. По-видимому, причиной деградации является перераспределение носителей заряда, экранирующих связанный заряд ЗДС, и их ассоциация в биполяроны. Так как на границе типа «голова-к-голове» концентрация поляронов значительно выше, чем в монодоменной области, ассоциация одиночных поляронов в биполяроны на границе происходит интенсивнее. Таким образом, со временем связанный ионный заряд компенсируется локализованными носителями, не участвующими в проводимости. Схожее уменьшение проводимости во времени было обнаружено в работах [99, 120] при изучении тока через ЗДС, сформированных в кристаллах LN : Mg; вероятно, в случае легированных кристаллов роль центров локализации заряда могут играть глубокие уровни, например, фоновой примеси железа, типичной для LN. Отметим также, что даже по окончании деградации (после установления стабильного значения тока) ЗДС в кристаллах химически восстановленного LN проводят лучше окружающего объема.

Результаты измерений температурных зависимостей электропроводности ЗДС в кристаллах LN, представленные в литературе, достаточно противоречивы, что во многом связано с отсутствием общепринятой методики изучения процессов транспорта носителей заряда в двумерных дефектах. В работе [7] в кристаллах химически восстановленного LN для диапазона температур $110-170^\circ\text{C}$ на ЗДС типа «голова-к-голове» установлена энергия активации проводимости, равная $0,79$ эВ, что несколько выше, чем получено в той же работе для монодоменной области ($0,64$ эВ) (рис. 4, а). При этом авторами было обнаружено изменение контраста «ЗДС-окружающий домен»

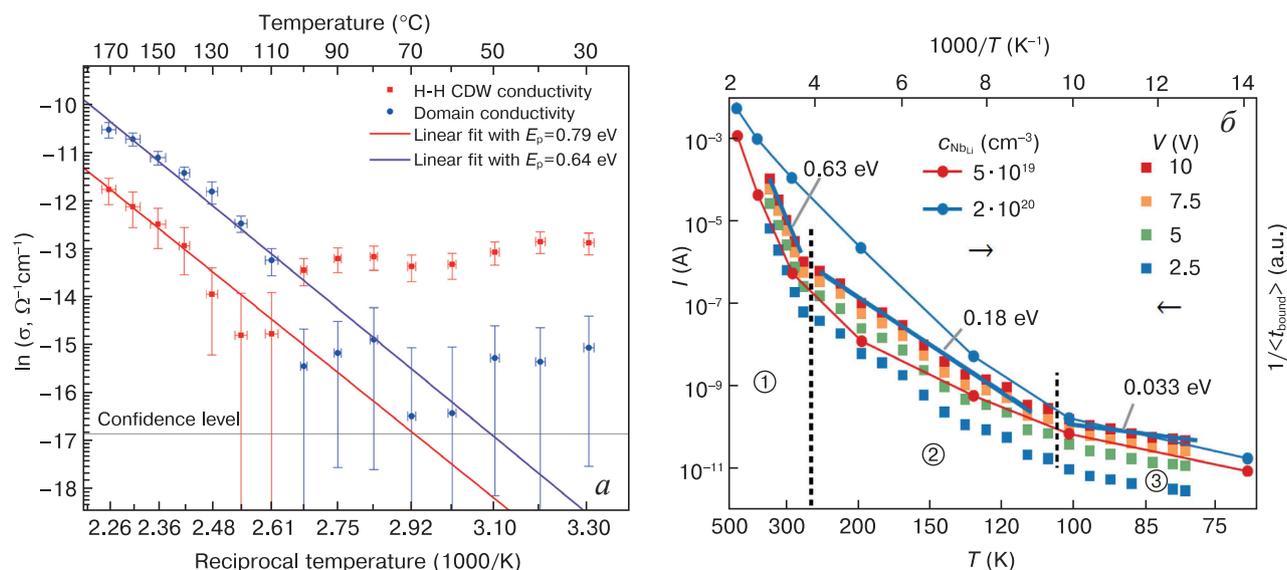


Рис. 4. Зависимости, по которым определены энергии активации поляронной проводимости в восстановленном кристалле LN с ЗДС (а) и в кристалле LNOI (б). Изображение (а) скопировано из работы [7] с разрешения Royal Society of Chemistry, изображение (б) скопировано из работы [22] в соответствии с лицензией CC BY 4.0

Fig. 4. Dependences from which polaron conductivity activation energies were determined for (a) reduced LN crystal with CDW and (b) LNOI crystal. Image (a) is copied from [7] upon premission from Royal Society of Chemistry, image (b) is copied from [22] under license CC BY 4.0

на сканах с-AFM: при температурах менее 100 °C ток через ЗДС был выше токов окружающей монодоменной области, а при дальнейшем нагреве проводимость ЗДС падала, и ток через монодоменную область доминировал. Повышение проводимости через ЗДС типа «хвост-к-хвосту» относительно монодоменной области не наблюдалось во всем изученном диапазоне температур (от комнатной до 190 °C). В другом исследовании [4] на ЗДС с малым углом наклона, сформированных в кристаллах LN : Mg, для температур ниже 70 °C было получено значение энергии активации проводимости, равное 0,1 эВ. При дальнейшем повышении температуры ток при постоянном напряжении становился нестабильным и демонстрировал экспоненциальное убывание во времени с энергией активации 1,2 эВ. Авторы связали такое поведение со вкладом ионной проводимости в ток через ЗДС. В работе [95] энергия активации в трехэлектродных элементах памяти (см. ниже) составила 0,08 эВ в окрестности комнатной температуры, что хорошо согласуется с данными [4]. Одной из возможных причин значительной разницы между значениями энергии активации в работах [7] и [4, 95] может являться разница в концентрациях антиструктурных дефектов в кристаллах: в первом случае изучались химически восстановленные кристаллы LN конгруэнтного состава, содержащие значительное количество Nb_{Li}, а во втором и третьем — кристаллы LN : Mg, в которых формирование Nb_{Li} при выращивании подавлено. Косвенно это предположение подтверждается данными работы [22], в которой было показано, что в образцах пленок LNOI со сформированными ЗДС на графиках зависимости

тока от температуры можно выделить три участка с различными энергиями активации: 0,033 эВ при температуре менее 100 K, 0,18 эВ при температурах от 100 K до 300 K, и 0,63 эВ при температуре выше 300 K (рис. 4, б). Значительные различия в структурном совершенстве кристаллов, исследованных в перечисленных работах, могут выражаться, в том числе, в смещении температурных областей изменения доминирующего механизма электропроводности по шкале температур и некотором изменении наклона зависимостей.

С точки зрения электроники, системе «электрод—ЗДС—электрод» можно сопоставить эквивалентную схему, моделирующую электрические свойства при пропускании постоянного или переменного тока. Поиск наиболее простых эквивалентных схем ЗДС — важная задача для последующего моделирования ЗДС в приборах. На основе данных наноимпедансной микроскопии в работе [100] была предложена эквивалентная схема, учитывающая вклад проводимости монодоменного окружения в ВАХ, регистрируемые на ЗДС с небольшим углом наклона (несколько градусов) в монокристаллах LN : Mg при сверхзонном освещении. В предложенной модели монодоменный образец в переменном электрическом поле может быть представлен в виде параллельно соединенных резистора и конденсатора. Доменная граница в микроскопическом представлении состоит из чередующихся нейтральных и заряженных сегментов, которые можно смоделировать как ряд различных комбинаций параллельных сопротивлений и емкостей. Для большого количества таких элементов ряд может быть объединен в единственный элемент

постоянной фазы (рис. 5, а). При этом влияние сверхзонного освещения отражается в уменьшении действительной части сопротивления. Интерфейсные барьеры на металлических электродах и ЗДС могут быть учтены добавлением дополнительной электрической емкости последовательно к элементу постоянной фазы. Таким образом, общая эквивалентная схема образца будет состоять из параллельного включения монодоменной схемы и схемы ЗДС. Другой подход к описанию эквивалентной схемы ЗДС предложен в [92]. Собственное омическое сопротивление материала в этом подходе может быть смоделировано резистором, а контактные явления — диодом, включенным последовательно с таким резистором. Так как контактные явления могут различаться на двух противоположных гранях образца, образец с плоскими электродами моделируется двумя параллельно соединенными цепочками «резистор–диод» с диодами, включенными встречно (рис. 5, б).

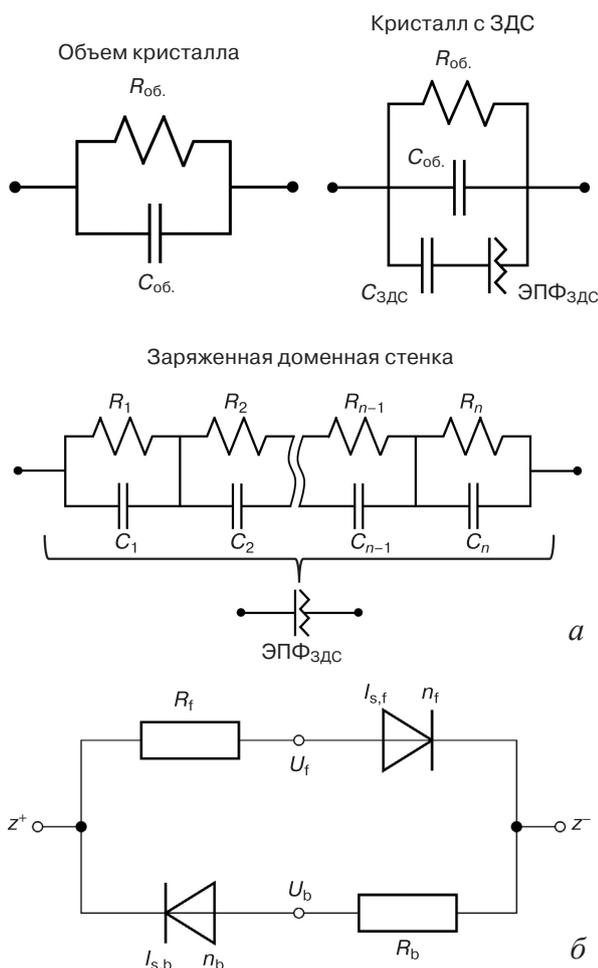


Рис. 5. Эквивалентные схемы системы «электрод — ЗДС — электрод», предложенные в работе [100] для переменного тока (а) и в работе [92] для постоянного тока (б). Изображение (б) скопировано из работы [92] в соответствии с лицензией CC BY 4.0

Fig. 5. Equivalent circuits of electrode/CDW/electrode system (a) suggested for AC [100] and (b) for DC [92] current. Image (b) is copied from [92] under licensee CC BY 4.0

Такая эквивалентная схема получила название R2D2 модели. Описание электрической схемы образца с ЗДС как совокупности элементарных электронных компонентов позволяет предсказать диодное поведение проводимости ЗДС и существенно упростить разработку соответствующих электронных устройств, например диодов [121] или логических переключателей [122].

Перспективы применения ЗДС в LN в качестве устройств с резистивным и мемристивным переключением

Как упоминалось выше, локальную проводимость ЗДС можно непрерывно изменять в некотором диапазоне значений, причем однажды установленное состояние сохраняется во времени. Поэтому одним из очевидных направлений практического применения сегнетоэлектрических ЗДС является создание на их основе логических элементов [123] или ячеек памяти, причем как бинарной, так и с непрерывным диапазоном хранимых значений. Одним из недостатков сегнетоэлектрической памяти (**FeRAM**), активно исследуемой в последние годы, является необходимость применения для чтения данных бита «пробных» импульсов, аналогичных импульсам записи. Очевидно, что такой подход к считыванию информации связан с высокой вероятностью стирания данных и необходимостью их перезаписи, что снижает скорость работы устройства [124]. При этом для некоторых материалов периодическая перезапись данных в FeRAM может приводить к усталостным эффектам и снижению значения остаточной поляризации [125]. Важнейшим преимуществом памяти на сегнетоэлектрических ЗДС является различие в амплитудах воздействия при процессах чтения и записи данных, так как за запись и чтение отвечают два различных процесса. Операция записи бита данных происходит, как в FeRAM — приложением коэрцитивного и/или субкоэрцитивного поля переключения доменной структуры, тогда как чтение производится путем измерения проводимости доменной стенки при электрическом напряжении меньшем, чем необходимое для записи данных. Благодаря этому появляется возможность при тех же скоростях записи (которые, как и в FeRAM, определяются скоростями движения доменной стенки в пределах элементарного устройства) достичь большей плотности хранения информации и скорости считывания данных, высокой стабильности, меньшего энергопотребления и, что, вероятно, представляет наибольший фундаментальный интерес, осуществить запись промежуточных между «0» и «1» состояний (реализовать мемристивное переключение) [91].

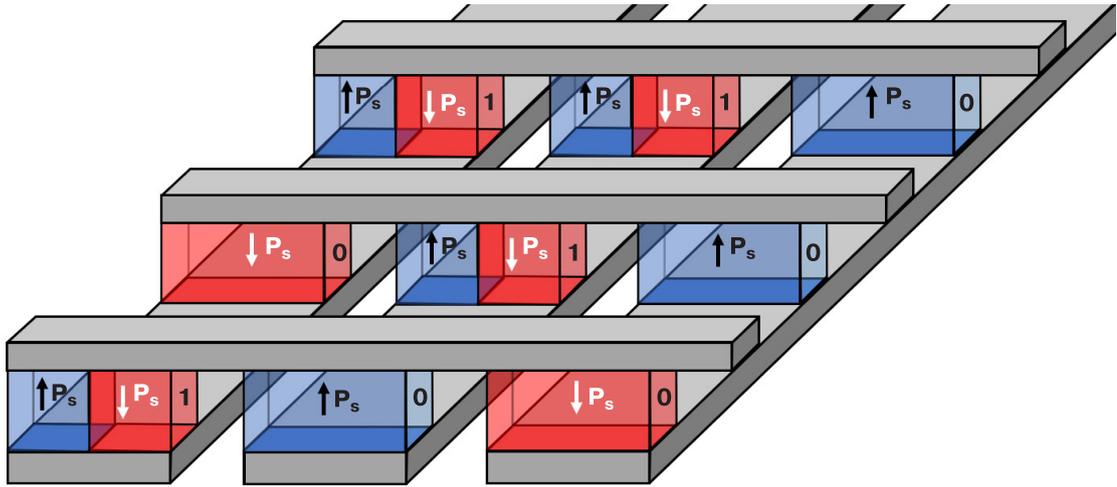


Рис. 6. Схема реализации памяти на ЗДС в топологии «кросс-бар»
Fig. 6. Schematic of crossbar CDWs memory cell

Простейший подход к организации памяти с произвольным доступом на основе сегнетоэлектрических ЗДС включает в себя структуру типа кросс-бар, на пересечении электродов которой находятся индивидуальные домены (рис. 6). К сожалению, такой подход достаточно трудно реализовать практически, так как для формирования ЗДС в наноразмерном монодоменном кластере, расположенном между пересекающимися электродами, необходимо прикладывать к нему субкоэрцитивные поля, инициализирующие переполяризацию, но не доводящие ее до конца. Из-за фундаментальной нестабильности процесса сегнетоэлектрического переключения воспроизводимость характеристик у такой памяти будет чрезвычайно низкой. Тем не менее, для отдельных образцов единичных ячеек такого типа получены многообещающие результаты.

Так, в работах [21, 91] получено, что в тонких пленках LNOI приложение к ЗДС коротких импульсов с субкоэрцитивной напряженностью электрического поля позволяет эффективно управлять проводимостью ЗДС. Изменение амплитуды тока составляло до нескольких раз и зависело от количества импульсов, при этом значения напряжения в каждом импульсе были одинаковы, а угол наклона ЗДС был невелик. Фактически, ЗДС демонстрировала выраженный мемристивный эффект с возможностью записи в одной ячейке памяти до ста различных значений проводимости.

Кроме импульсов субкоэрцитивной напряженности электрического поля, изменяющих локально угол наклона и, как следствие, проводимость ЗДС, для получения мемристивного переключения также могут использоваться импульсы с напряженностью, превышающей порог переключения доменной структуры [7, 97]. В этом случае локальная электропроводность изменяется вследствие увеличения длины ЗДС в окрестности управляющего электро-

да. Полное переключение доменной структуры сопровождается протеканием через образцы токов значительной плотности, и важным становится вопрос выбора электродов, способных не выгорать и не отслаиваться от образца в таких условиях. Многообещающим в данном случае может являться применение графена в качестве электрода [97], способного не только выдерживать высокие плотности тока переключения, но и активно взаимодействовать с электронной подсистемой LN [126].

Еще одной возможной концепцией топологии массива приборных структур на основе ЗДС является планарная структура, в которой проводящая стенка залегает на некоторой глубине от поверхности, а подключение электродов осуществляется через протравленные в необходимых местах углубления (рис. 7, см. supplementary information к статье [7]). Преимуществом такого подхода является возможность на этапе подготовки пластины сформировать ЗДС с углом наклона, близким к 90° , сразу на большой площади, недостатком — сложность организации кросс-бар структуры (меньшая плотность записи данных).

Еще одним типом приборных структур для ячеек памяти на ЗДС, предложенным в лите-

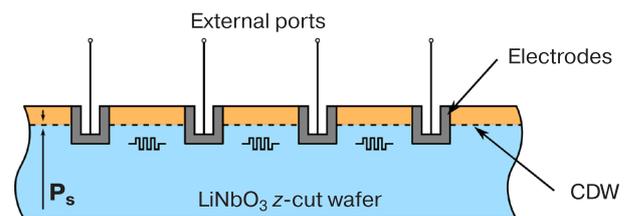


Рис. 7. Концепция массива мемристоров на ЗДС типа «голова-к-голове», сформированной в приповерхностной области кристалла LN. Изображение адаптировано из supplementary information к статье [7] с разрешения Royal Society of Chemistry
Fig. 7. Head-to-head CDW memristor array configuration in LN crystal surface area. Image adapted from supplementary information for [7] upon permission from Royal Society of Chemistry

ратуре, являются трехэлектродные элементы с управляющим электродом [90, 95, 120, 127]. По аналогии с полевыми транзисторами, электроды такой ячейки именуют стоком, истоком и затвором. Трехэлектродный элемент памяти на ЗДС представляет собой монокристаллический «островок», возвышающийся над поверхностью подложки и содержащий на своих торцах, а на верхней грани — управляющий затвор (рис. 8). Структура при этом симметрична относительно управляющего электрода, и поэтому понятия стока и истока условны. Сформировать такие мезаподобные структуры на поверхности монокристаллической пластины LN можно путем прецизионного ионного химического травления и литографии. В зависимости от соотношения напряжений на затворе и истоке (при фиксированном потенциале стока) в объеме монокристаллического островка может формироваться либо ЗДС, углом наклона которой можно управлять (состояние повышенной проводимости), либо монокристаллическая область без доменной стенки или с нейтральной стенкой «голова-к-хвосту» (состояние низкой проводимости).

В работах [90, 120] на таких трехэлектродных ячейках памяти с ЗДС в кристаллах LN : Mg достигнуты скорости записи в десятки и сотни нс на единичное переключение состояния проводимости границы, что соответствует частотам порядка де-

сятков и сотен МГц. Очевидно, одновременная запись большого количества ячеек дает возможность создавать энергонезависимую DWRAM (*Domain Wall Random Access Memory*) память со скоростями в единицы и десятки Гбит/с. Кроме того, было показано, что ЗДС в LN при определенной конфигурации демонстрируют диодную вольт-амперную характеристику, причем способны проводить токи значительной плотности, не обнаруживая деградации, что делает их перспективными кандидатами для создания силовых диодов [121, 128]. На трехэлектродных ячейках в 2023 г. была продемонстрирована бинарная память с кросс-бар топологией, в которой функциональными элементами выступали ЗДС, сформированные в мезаструктурах на монокристаллических пластинах LN : Mg [90].

Низкие напряжения переключения и возможность реализовать многоуровневую энергонезависимую память позволяют рассматривать трехэлектродные структуры с ЗДС в качестве синапсов для искусственных нейронных сетей [96]. Активация нейронных связей происходит в подобных устройствах посредством создания и стирания почти нейтральных доменных стенок между двумя электродами. Количеством стенок можно управлять с помощью импульсов положительного/отрицательного напряжения. Моделирование нейроморфной сети с использованием синапсов

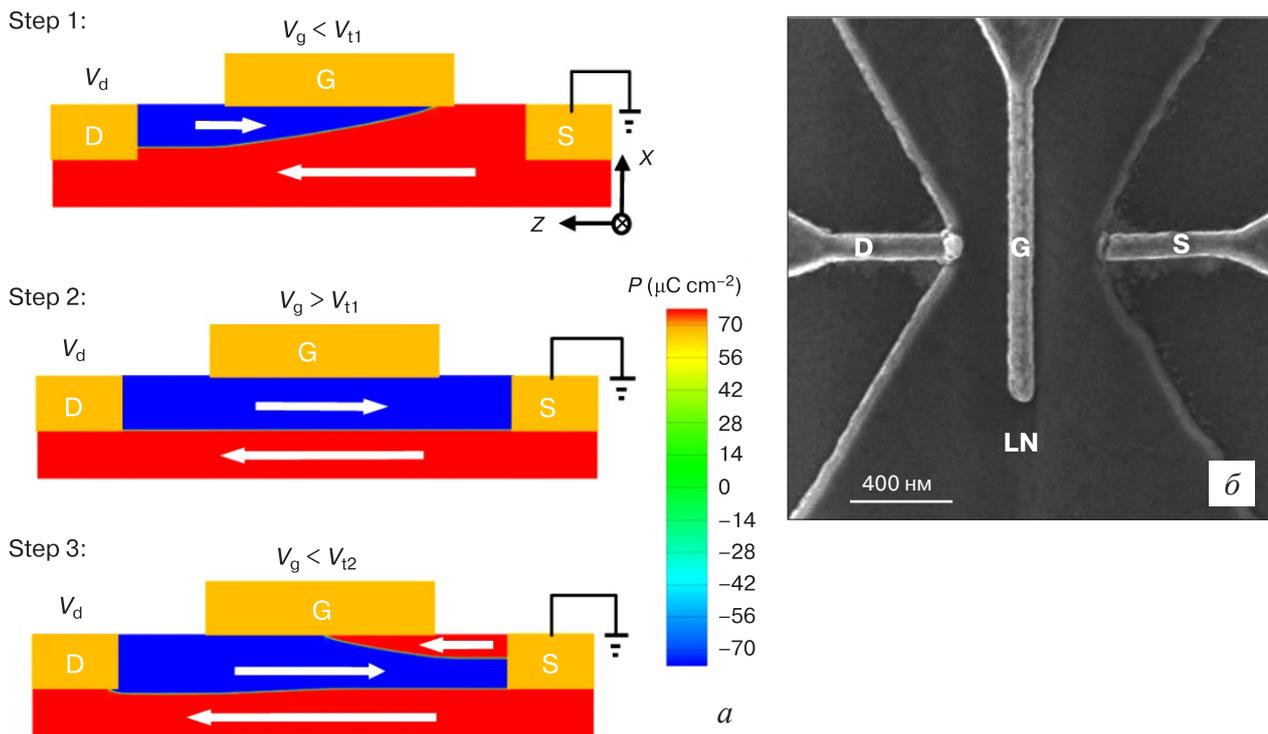


Рис. 8. Схема переключения проводящего состояния ЗДС в трехэлектродном элементе (а) и изображение структуры, полученное методом сканирующей электронной микроскопии (б).
а: G — затвор, D — сток, S — исток, управляющие напряжения $V_d = 8,5 \text{ В}$, $V_{t1} = -4,70 \text{ В}$, $V_{t2} = -4,72 \text{ В}$ и $V_g = -8 \text{ В}$, 0 В и -5 В на каждом этапе соответственно.

Изображения скопированы из работы [127] в соответствии с лицензией CC BY 4.0

Fig. 8. (a) CDW conductive state switching sequence in three-electrode cell and (b) scanning electron microscopy structure image.
(a) G gate, D drain, S source, controlling voltages $V_d = 8.5 \text{ V}$, $V_{t1} = -4.70 \text{ V}$, $V_{t2} = -4.72 \text{ V}$ and $V_g = -8 \text{ V}$, 0 V and -5 V at each stage, respectively. Images copied from [127] under license CC BY 4.0

на трехэлектродных устройствах памяти с ЗДС, сформированных в пленках LNOI, позволяет достигать точности распознавания человеческих лиц из тестового набора данных, достигающей 95,6 %, что приближается к теоретическому максимуму производительности для нейроморфных вычислительных устройств [96].

Многообещающим является объединение свойств ЗДС типа «голова–к–голове» и «хвост–к–хвосту» в одном устройстве. Так, две такие разноименные ЗДС, сформированные в LNOI: Mg и расположенные на малом расстоянии друг от друга, образуют выпрямляющий $p-i-n$ -диод, имеющий при прямом включении падение напряжения 10–15 В. При этом для увеличения плотности тока через такой диод может успешно применяться подход, при котором несколько проводящих ЗДС соединены параллельно [103].

Важной задачей при создании элементов бинарной и мемристивной памяти является миниатюризация отдельных ячеек. В сегнетоэлектриках с уменьшением размеров отдельных доменов, сформированных при локальном переключении, удельный вклад энергии доменной стенки в свободную энергию кристалла в локальном объеме значительно возрастает. В связи с этим стенки с наибольшей плотностью поверхностного заряда, сформированные при комнатной температуре путем приложения внешнего поля, обладают невысокой стабильностью и могут быть «стерты» макроскопическим монодоменным окружением или трансформироваться в нейтральную морфологию вследствие слабого экранирования связанных ионных зарядов, индуцирующих высокие поля деполяризации. Поляризуя ЗДС при повышенных температурах, можно создать в объеме ячейки памяти области с градиентом концентрации точечных дефектов, перераспределяющихся в пределах устройства благодаря электродиффузии [95, 120]. Считается, что такие области ассоциированы с положениями ЗДС при повышенной температуре, и после охлаждения стабилизируют вновь создаваемые стенки. При достаточно коротких импульсах записи–чтения (единицы мкс) сформированное в пределах ячейки памяти неоднородное распределение концентраций дефектов не деградирует, что позволяет обеспечивать стабильную циклическую работу устройства.

Заключение

Стремление использовать дефекты кристаллической структуры в качестве активных элементов устройств является закономерным развитием научной и инженерной мысли в области материаловедения микроэлектроники. ЗДС в сегнетоэлектрических материалах представляют

именно ту группу дефектов, формировать которые можно самым естественным для электроники путем — приложением внешнего электрического поля. Хорошо изученный, химически и термически стабильный, получаемый в промышленных количествах ниобат лития представляет собой идеальную платформу для создания устройств, использующих уникальные свойства ЗДС. Наиболее активно изучаемым направлением применения ЗДС является создание на их основе мемристоров — электронных компонентов, способных изменять свое электрическое сопротивление при внешнем воздействии током или напряжением и сохранять установленное состояние в течение длительного времени. Мемристоры на основе ЗДС, сформированных в LN, интересны в первую очередь в связи с возможностью создавать массивы нейроморфных устройств с воспроизводимыми и стабильными во времени характеристиками классическими методами микроэлектроники. Несмотря на то, что основные успехи в области изучения и применения ЗДС в LN получены на легированных магнием кристаллах, повышенная проводимость и мемристивные свойства обнаруживаются и у ЗДС, сформированных в химически восстановленных кристаллах. При этом именно в восстановленных кристаллах LN возможно сформировать ЗДС с углом наклона, близким к 90° , представляющие значительный фундаментальный интерес.

Несмотря на значительный прогресс в области изучения ЗДС в кристаллах LN, остается немало направлений для дальнейшей работы ученых и инженеров. Огромный интерес представляют свойства ЗДС в кристаллах и пленках, легированных электроактивными примесями, позволяющими понизить коэрцитивные поля переключения доменной структуры или повысить проводимости стенок. Кроме того, для применения ЗДС в перспективных устройствах электроники требуется дальнейший анализ факторов, способных влиять на проводимость ЗДС в каждом отдельном приборе, поиск методов повышения стабильности характеристик таких приборов, а также определение пределов миниатюризации и повышения плотности их расположения на подложках.

Библиографический список / References

1. Vul B.M., Guro G.M., Ivanchik I.I. Encountering domains in ferroelectrics. *Ferroelectrics*. 1973; 6(1): 29–31. <https://doi.org/10.1080/00150197308237691>
2. Meier D., Selbach S.M. Ferroelectric domain walls for nanotechnology. *Nature Reviews Materials*. 2021; 7(3): 157–173. <https://doi.org/10.1038/s41578-021-00375-z>
3. Aristov V.V., Kokhanchik L.S., Voronovskii Y.I. Voltage contrast of ferroelectric domains of lithium niobate in SEM. *Physica Status Solidi (a)*. 1984; 86(1): 133–141. <https://doi.org/10.1002/pssa.2210860113>

4. Werner C.S., Herr S.J., Buse K., Sturman B., Soregel E., Razzaghi C., Breunig I. Large and accessible conductivity of charged domain walls in lithium niobate. *Scientific Reports*. 2017; 7(1): 9862. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-09703-2>
5. Vasudevan R.K., Wu W., Guest J.R., Baddorf A.P., Morozovska A.N., Eliseev E.A., Balke N., Nagarajan V., Maksymovych P., Kalinin S.V. Domain wall conduction and polarization-mediated transport in ferroelectrics. *Advanced Functional Materials*. 2013; 23(20): 2592–2616. <https://doi.org/10.1002/adfm.201300085>
6. Gureev M.Y., Tagantsev A.K., Setter N. Head-to-head and tail-to-tail 180° domain walls in an isolated ferroelectric. *Physical Review B. Condensed matter*. 2011; 83(18): 184104. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.184104>
7. Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Ilina T.S., Shportenko A.S., Kiselev D.A., Turutin A.V., Temirov A.A., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N. Conductivity and memristive behavior of completely charged domain walls in reduced bidomain lithium niobate. *Journal of Materials Chemistry C*. 2021; 9(43): 15591–15607. <https://doi.org/10.1039/d1tc04170c>
8. Sluka T., Tagantsev A.K., Bednyakov P., Setter N. Free-electron gas at charged domain walls in insulating BaTiO₃. *Nature Communications*. 2013; 4(1): 1808. <https://doi.org/10.1038/ncomms2839>
9. Liu S., Cohen R.E. Stable charged antiparallel domain walls in hyperferroelectrics. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2017; 29(24): 244003. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/aa6f95>
10. Seidel J., Martin L.W., He Q., Zhan Q., Chu Y.-H., Rother A., Hawkrigde M.E., Maksymovych P., Yu P., Gajek M., Balke N., Kalinin S.V., Gemming S., Wang F., Catalan G., Scott J.F., Spaldin N.A., Orenstein J., Ramesh R. Conduction at domain walls in oxide multiferroics. *Nature Materials*. 2009; 8(30): 229–234. <https://doi.org/10.1038/nmat2373>
11. Evans D.M., Garcia V., Meier D., Bibes M. Domains and domain walls in multiferroics. *Physical Sciences Reviews*. 2020; 5(9). <https://doi.org/10.1515/psr-2019-0067>
12. Eliseev E.A., Morozovska A.N., Svechnikov G.S., Gopalan V., Shur V.Y. Static conductivity of charged domain walls in uniaxial ferroelectric semiconductors. *Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics*. 2011; 83(23): 235313. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.235313>
13. Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Turutin A.V., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N. Bidomain ferroelectric crystals: properties and prospects of application. *Russian Microelectronics*. 2021; 50(8): 571–616. <https://doi.org/10.1134/S1063739721080035>
14. Garrity K.F., Rabe K.M., Vanderbilt D. Hyperferroelectrics: Proper ferroelectrics with persistent polarization. *Physical Review Letters*. 2014; 112(12): 127601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.127601>
15. Cherifi-Hertel S., Voulot C., Acevedo-Salas U., Zhang Y., Crégut O., Dorkenoo K.D., Hertel R. Shedding light on non-Ising polar domain walls: Insight from second harmonic generation microscopy and polarimetry analysis. *Journal of Applied Physics*. 2021; 129(8): 81101. <https://doi.org/10.1063/5.0037286>
16. Lee D., Behera R.K., Wu P., Xu H., Li Y.L., Sinnott S.B., Phillpot S.R., Chen L.Q., Gopalan V. Mixed Bloch-Néel-Ising character of 180° ferroelectric domain walls. *Physical Review B*. 2009; 80(6): 060102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.060102>
17. Gonnissen J., Batuk D., Nataf G.F., Jones L., Abakumov A.M., Van Aert S., Schryvers D., Salje E.K.H. Direct observation of ferroelectric domain walls in LiNbO₃: wall-meanders, kinks, and local electric charges. *Advanced Functional Materials*. 2016; 26(42): 7599–7604. <https://doi.org/10.1002/adfm.201603489>
18. Zhang Y., Qian Y., Jiao Y., Wang X., Gao F., Bo F., Xu J., Zhang G. Conductive domain walls in *x*-cut lithium niobate crystals. *Journal of Applied Physics*. 2022; 132(4): 0144102. <https://doi.org/10.1063/5.0101067>
19. Poberaj G., Hu H., Sohler W., Günter P. Lithium niobate on insulator (LNOI) for micro-photonic devices. *Laser & Photonics Reviews*. 2012; 6(4): 488–503. <https://doi.org/10.1002/lpor.201100035>
20. Volk T.R., Gainutdinov R.V., Zhang H.H. Domain-wall conduction in AFM-written domain patterns in ion-sliced LiNbO₃ films. *Applied Physics Letters*. 2017; 110(13): 132905. <https://doi.org/10.1063/1.4978857>
21. Lu H., Tan Y., McConville J.P.V., Ahmadi Z., Wang B., Conroy M., Moore K., Bangert U., Shield J.E., Chen L.-Q., Gregg J.M., Gruverman A. Electrical tunability of domain wall conductivity in LiNbO₃ thin films. *Advanced Materials*. 2019; 31(48): e1902890. <https://doi.org/10.1002/adma.201902890>
22. Kämpfe T., Wang B., Haufmann A., Chen L.-Q., Eng L.M. Tunable non-volatile memory by conductive ferroelectric domain walls in lithium niobate thin films. *Crystals*. 2020; 10(9): 804. <https://doi.org/10.3390/cryst10090804>
23. Gainutdinov R., Volk T. Effects of the domain wall conductivity on the domain formation under AFM-tip voltages in ion-sliced LiNbO₃ films. *Crystals*. 2020; 10(12): 1160. <https://doi.org/10.3390/cryst10121160>
24. Boes A., Corcoran B., Chang L., Bowers J., Mitchell A. Status and potential of lithium niobate on insulator (LNOI) for photonic integrated circuits. *Laser and Photonics Reviews*. 2018; 12(4): 1700256. <https://doi.org/10.1002/lpor.201700256>
25. Alikin D.O., Ievlev A.V., Turygin A.P., Lobov A.I., Kalinin S.V., Shur V.Y. Tip-induced domain growth on the non-polar cuts of lithium niobate single-crystals. *Applied Physics Letters*. 2015; 106(18): 182902. <https://doi.org/10.1063/1.4919872>
26. Shur V.Y., Rummyantsev E.L., Nikolaeva E.V., Shishkin E.I. Formation and evolution of charged domain walls in congruent lithium niobate. *Applied Physics Letters*. 2000; 77(22): 3636–3638. <https://doi.org/10.1063/1.1329327>
27. Gopalan V., Dierolf V., Scrymgeour D.A. Defect-domain wall interactions in trigonal ferroelectrics. *Annual Review of Materials Research*. 2007; 37(1): 449–489. <https://doi.org/10.1146/annurev.matsci.37.052506.084247>
28. Shao G., Bai Y., Cui G., Li C., Qiu X., Geng D., Wu D., Lu Y. Ferroelectric domain inversion and its stability in lithium niobate thin film on insulator with different thicknesses. *AIP Advances*. 2016; 6(7): 075011. <https://doi.org/10.1063/1.4959197>
29. Bednyakov P.S., Sturman B.I., Sluka T., Tagantsev A.K., Yudin P.V. Physics and applications of charged domain walls. *npj Computational Materials*. 2018; 4(1): 65. <https://doi.org/10.1038/s41524-018-0121-8>

30. Müller M., Soergel E., Buse K. Influence of ultra-violet illumination on the poling characteristics of lithium niobate crystals. *Applied Physics Letters*. 2003; 83(9): 1824—1826. <https://doi.org/10.1063/1.1606504>
31. Shur V.Y., Akhmatkhanov A.R., Baturin I.S. Fatigue effect in ferroelectric crystals: Growth of the frozen domains. *Journal of Applied Physics*. 2012; 111(12): 124111. <https://doi.org/10.1063/1.4729834>
32. Esin A.A., Akhmatkhanov A.R., Shur V.Y. Tilt control of the charged domain walls in lithium niobate. *Applied Physics Letters*. 2019; 114(9): 092901. <https://doi.org/10.1063/1.5079478>
33. Ievlev A.V., Alikin D.O., Morozovska A.N., Varennyk O.V., Eliseev E.A., Kholkin A.L., Shur V.Y., Kalinin S.V. Symmetry breaking and electrical frustration during tip-induced polarization switching in the nonpolar cut of lithium niobate single crystals. *ACS Nano*. 2015; 9(1): 769—777. <https://doi.org/10.1021/nn506268g>
34. Turygin A.P., Alikin D.O., Kosobokov M.S., Ievlev A.V., Shur V.Y. Self-organized formation of quasi-regular ferroelectric nanodomain structure on the nonpolar cuts by grounded SPM Tip. *ACS Applied Materials & Interfaces*. 2018; 10(42): 36211—36217. <https://doi.org/10.1021/acsami.8b10220>
35. Ievlev A.V., Morozovska A.N., Shur V.Y., Kalinin S.V. Ferroelectric switching by the grounded scanning probe microscopy Tip. *Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics*. 2015; 91(21): 214109. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.214109>
36. Reitzig S., Rüsing M., Zhao J., Kirbus B., Mookherjee S., Eng L.M. “Seeing Is Believing” – In-depth analysis by co-imaging of periodically-poled x -cut lithium niobate thin films. *Crystals*. 2021; 11(3): 288. <https://doi.org/10.3390/cryst11030288>
37. Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Turutin A.V., Bykov A.S., Kiselev D.A., Temirov A.A., Zhukov R.N., Sobolev N.A., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N. Low-frequency vibration sensor with a sub-nm sensitivity using a bidomain lithium niobate crystal. *Sensors (Basel)*. 2019; 19(3): 614. <https://doi.org/10.3390/s19030614>
38. Alikin D.O., Shishkina E.I., Nikolaeva E.V., Shur V.Y., Sarmanova M.F., Ievlev A.V., Nebogatikov M.S., Gavrilov N.V. Formation of self-assembled domain structures in lithium niobate modified by ar ions implantation. *Ferroelectrics*. 2010; 399(1): 35—42. <https://doi.org/10.1080/00150193.2010.489855>
39. Ohnishi N. An etching study on a heat-induced layer at the positive-domain surface of LiNbO₃. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers*. 1977; 16(6): 1069—1070. <https://doi.org/10.1143/JJAP.16.1069>
40. Евланова Н.Ф., Рашкович Л.Н. Влияние отжига на доменную структуру монокристаллов метаниобата лития. *Физика твердого тела*. 1974; 16(2): 555—557.
- Evlanova N.F., Rashkovich L.N. Effect of annealing on the domain structure of lithium methaniobate single crystals. *Physics of the Solid State*. 1974; 16(2): 555—557. (In Russ.)
41. Nakamura K., Ando H., Shimizu H. Partial domain inversion in LiNbO₃ plates and its applications to piezoelectric devices. *IEEE 1986 Ultrasonics Symposium, Williamsburg, VA, USA. 17—19 November 1986*. IEEE; 1986. P. 719—722. <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1986.198828>
42. Kubasov I.V., Timshina M.S., Kiselev D.A., Malinkovich M.D., Bykov A.S., Parkhomenko Y.N. Interdomain region in single-crystal lithium niobate bimorph actuators produced by light annealing. *Crystallography Reports*. 2015; 60(5): 700—705. <https://doi.org/10.1134/S1063774515040136>
43. Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Bykov A.S., Malinkovich M.D., Zhukov R.N., Kiselev D.A., Ksenich S.V., Temirov A.A., Timushkin N.G., Parkhomenko Y.N. Bidomain structures formed in lithium niobate and lithium tantalate single crystals by light annealing. *Crystallography Reports*. 2016; 61(2): 258—262. <https://doi.org/10.1134/S1063774516020115>
44. Kugel V.D., Rosenman G. Domain inversion in heat-treated LiNbO₃ crystals. *Applied Physics Letters*. 1993; 62(23): 2902—2904. <https://doi.org/10.1063/1.109191>
45. Rosenman G., Kugel V.D., Shur D. Diffusion-induced domain inversion in ferroelectrics. *Ferroelectrics*. 1995; 172(1): 7—18. <https://doi.org/10.1080/00150199508018452>
46. Nakamura K., Ando H., Shimizu H. Ferroelectric domain inversion caused in LiNbO₃ plates by heat treatment. *Applied Physics Letters*. 1987; 50(20): 1413—1414. <https://doi.org/10.1063/1.97838>
47. Miyazawa S. Ferroelectric domain inversion in Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguide. *Journal of Applied Physics*. 1979; 50(7): 4599—4603. <https://doi.org/10.1063/1.326568>
48. Chen J., Zhou Q., Hong J.F., Wang W.S., Ming N.B., Feng D., Fang C.G. Influence of growth striations on paraferroelectric phase transitions: Mechanism of the formation of periodic laminar domains in LiNbO₃ and LiTaO₃. *Journal of Applied Physics*. 1989; 66(1): 336—341. <https://doi.org/10.1063/1.343879>
49. Nakamura K., Shimizu H. Ferroelectric inversion layers formed by heat treatment of proton-exchanged LiTaO₃. *Applied Physics Letters*. 1990; 56(16): 1535—1536. <https://doi.org/10.1063/1.103213>
50. Zhu Y.-Y., Zhu S.-N., Hong J.-F., Ming N. Ben domain inversion in LiNbO₃ by proton exchange and quick heat treatment. *Applied Physics Letters*. 1994; 65(5): 558—560. <https://doi.org/10.1063/1.112295>
51. Zhang Z.-YY., Zhu Y.-YY., Zhu S.-N.N., Ming N.-B. Ben domain inversion by Li₂O out-diffusion or proton exchange followed by heat treatment in LiTaO₃ and LiNbO₃. *Physica Status Solidi (A). Applied Research*. 1996; 153(1): 275—279. <https://doi.org/10.1002/pssa.2211530128>
52. Åhlfeldt H., Webjörn J., Arvidsson G. Periodic domain inversion and generation of blue light in lithium tantalate waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters*. 1991; 3(7): 638—639. <https://doi.org/10.1109/68.87938>
53. Tasson M., Legal H., Peuzin J.C., Lissalde F.C. Mécanismes d'orientation de la polarisation spontanée dans le niobate de lithium au voisinage du point de Curie. *Physica Status Solidi (a)*. 1975; 31(2): 729—737. <https://doi.org/10.1002/pssa.2210310246>
54. Tasson M., Legal H., Gay J.C., Peuzin J.C., Lissalde F.C. Piezoelectric study of poling mechanism in lithium niobate crystals at temperature close to the curie point. *Ferroelectrics*. 1976; 13(1): 479—481. <https://doi.org/10.1080/00150197608236646>

55. Luh Y.S., Feigelson R.S., Fejer M.M., Byer R.L. Ferroelectric domain structures in LiNbO_3 single-crystal fibers. *Journal of Crystal Growth*. 1986; 78(1): 135—143. [https://doi.org/10.1016/0022-0248\(86\)90510-5](https://doi.org/10.1016/0022-0248(86)90510-5)
56. Bykov A.S., Grigoryan S.G., Zhukov R.N., Kiselev D.A., Ksenich S.V., Kubasov I.V., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N. Formation of bidomain structure in lithium niobate plates by the stationary external heating method. *Russian Microelectronics*. 2014; 43(8): 536—542. <https://doi.org/10.1134/S1063739714080034>
57. Blagov A.E., Bykov A.S., Kubasov I.V., Malinkovich M.D., Pisarevskii Y.V., Targonskii A.V., Eliovich I.A., Kovalchuk M.V. An electromechanical X-ray optical element based on a hysteresis-free monolithic bimorph crystal. *Instruments and Experimental Techniques*. 2016; 59(5): 728—732. <https://doi.org/10.1134/S0020441216050043>
58. Marchenkov N., Kulikov A., Targonsky A., Eliovich Y., Pisarevsky Y., Seregin A., Blagov A., Kovalchuk M. LiNbO_3 -based bimorph piezoactuator for fast X-ray experiments: Resonant mode. *Sensors and Actuators A: Physical*. 2019; 293: 48—55. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2019.04.028>
59. Kulikov A., Blagov A., Marchenkov N., Targonsky A., Eliovich Y., Pisarevsky Y., Kovalchuk M. LiNbO_3 -based bimorph piezoactuator for fast x-ray experiments: Static and quasistatic modes. *Sensors and Actuators A: Physical*. 2019; 291: 68—74. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2019.03.041>
60. Nakamura K., Shimizu H. Hysteresis-free piezoelectric actuators using LiNbO_3 plates with a ferroelectric inversion layer. *Ferroelectrics*. 1989; 93(1): 211—216. <https://doi.org/10.1080/00150198908017348>
61. Nakamura K. Antipolarity domains formed by heat treatment of ferroelectric crystals and their applications. *Japanese Journal of Applied Physics*. 1992; 31(S1): 9—13. <https://doi.org/10.7567/JJAPS.31S1.9>
62. Nakamura K., Nakamura T., Yamada K. Torsional actuators using LiNbO_3 plates with an inversion layer. *Japanese Journal of Applied Physics*. 1993; 32(5S): 2415—2417. <https://doi.org/10.1143/JJAP.32.2415>
63. Nakamura K., Ando H., Shimizu H. Bending vibrator consisting of a LiNbO_3 plate with a ferroelectric inversion layer. *Japanese Journal of Applied Physics*. 1987; 26(S2): 198—200. <https://doi.org/10.7567/JJAPS.26S2.198>
64. Turutin A.V., Vidal J.V., Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Kiselev D.A., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N., Kobeleva S.P., Kholkin A.L., Sobolev N.A. Highly sensitive magnetic field sensor based on a metglas/bidomain lithium niobate composite shaped in form of a tuning fork. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2019; 486: 165209. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.04.061>
65. Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Malinkovich M.D., Temirov A.A., Ksenich S.V., Kiselev D.A., Bykov A.S., Parkhomenko Y.N. Vibrational power harvester based on lithium niobate bidomain plate. *Acta Physica Polonica A*. 2018; 134(1): 90—92. <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.134.90>
66. Vidal J.V., Turutin A.V., Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N., Kobeleva S.P., Parkhomov O.V., Sobolev N.A., Kholkin A.L. Low-frequency vibration energy harvesting with bidomain LiNbO_3 single crystals. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2019; 66(9): 1480—1487. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2019.2908396>
67. Vidal J.V., Turutin A.V., Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Kiselev D.A., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N., Kobeleva S.P., Sobolev N.A., Kholkin A.L. Dual vibration and magnetic energy harvesting with bidomain LiNbO_3 -based composite. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2020; 67(6): 1219—1229. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2020.2967842>
68. Webjorn J., Laurell F., Arvidsson G., Webjörn J., Laurell F., Arvidsson G., Webjorn J., Laurell F., Arvidsson G. Fabrication of periodically domain-inverted channel waveguides in lithium niobate for second harmonic generation. *Journal of Lightwave Technology*. 1989; 7(10): 1597—1600. <https://doi.org/10.1109/50.39103>
69. Kugel V.D., Rosenman G. Ferroelectric domain switching in heat-treated LiNbO_3 crystals. *Ferroelectrics Letters Section*. 1993; 15(3-4): 55—60. <https://doi.org/10.1080/07315179308204239>
70. Soergel E. Piezoresponse force microscopy (PFM). *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2011; 44(46): 464003. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/46/464003>
71. Kalinin S.V., Bonnell D.A. Imaging mechanism of piezoresponse force microscopy of ferroelectric surfaces. *Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics*. 2002; 65(12): 1—11. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.65.125408>
72. Yin Q.R., Zeng H.R., Yu H.F., Li G.R., Xu Z.K. Near-field acoustic microscopy of ferroelectrics and related materials. *Materials Science and Engineering B: Solid-State Materials for Advanced Technology*. 2003; 99(1-3): 2—5. [https://doi.org/10.1016/S0921-5107\(02\)00438-5](https://doi.org/10.1016/S0921-5107(02)00438-5)
73. Yin Q.R., Zeng H.R., Yu H.F., Li G.R., Lang S., Chan H.L.W. Near-field acoustic and piezoresponse microscopy of domain structures in ferroelectric material. *Journal of Materials Science*. 2006; 41(1): 259—270. <https://doi.org/10.1007/s10853-005-7244-2>
74. Berth G., Hahn W., Wiedemeier V., Zrenner A., Sanna S., Schmidt W.G. Imaging of the ferroelectric domain structures by confocal raman spectroscopy. *Ferroelectrics*. 2011; 420(1): 44—48. <https://doi.org/10.1080/00150193.2011.594774>
75. Rüsing M., Neufeld S., Brockmeier J., Eigner C., Mackwitz P., Spychala K., Silberhorn C., Schmidt W.G., Berth G., Zrenner A., Sanna S. Imaging of 180 ferroelectric domain walls in uniaxial ferroelectrics by confocal Raman spectroscopy: Unraveling the contrast mechanism. *Physical Review Materials*. 2018; 2(10): 103801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.2.103801>
76. Dierolf V., Sandmann C., Kim S., Gopalan V., Polgar K. Ferroelectric domain imaging by defect-luminescence microscopy. *Journal of Applied Physics*. 2003; 93(4): 2295—2297. <https://doi.org/10.1063/1.1538333>
77. Otto T., Grafström S., Chaib H., Eng L.M. Probing the nanoscale electro-optical properties in ferroelectrics. *Applied Physics Letters*. 2004; 84(7): 1168—1170. <https://doi.org/10.1063/1.1647705>
78. Pei S.-C., Ho T.-S., Tsai C.-C., Chen T.-H., Ho Y., Huang P.-L., Kung A. H., Huang S.-L. Non-invasive characterization of the domain boundary and structure properties of periodically poled ferroelectrics. *Optics Express*. 2011; 19(8): 7153. <https://doi.org/10.1364/oe.19.007153>
79. Bozhevolnyi S.I., Pedersen K., Skettrup T., Zhang X., Belmonte M. Far- and near-field second-

- harmonic imaging of ferroelectric domain walls. *Optics Communications*. 1998; 152(4–6): 221–224. [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(98\)00176-X](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(98)00176-X)
80. Neacsu C.C., Van Aken B.B., Fiebig M., Raschke M.B. Second-harmonic near-field imaging of ferroelectric domain structure of YMnO_3 . *Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics*. 2009; 79(10): 100107. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.100107>
81. Sheng Y., Best A., Butt H.-J., Krolkowski W., Arie A., Koynov K. Three-dimensional ferroelectric domain visualization by Čerenkov-type second harmonic generation. *Optics Express*. 2010; 18(16): 16539. <https://doi.org/10.1364/oe.18.016539>
82. Kämpfe T., Reichenbach P., Schröder M., Haußmann A., Eng L.M., Woike T., Soergel E. Optical three-dimensional profiling of charged domain walls in ferroelectrics by Čerenkov second-harmonic generation. *Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics*. 2014; 89(3): 035314. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.035314>
83. Cherifi-Hertel S., Bulou H., Hertel R., Taupier G., Dorkenoo K.D.H., Andreas C., Guyonnet J., Gaponenko I., Gallo K., Paruch P. Non-ising and chiral ferroelectric domain walls revealed by nonlinear optical microscopy. *Nature Communications*. 2017; 8(1): 15768. <https://doi.org/10.1038/ncomms15768>
84. Irzhak D.V., Kokhanchik L.S., Punegov D.V., Roshchupkin D.V. Study of the specific features of lithium niobate crystals near the domain walls. *Physics of the Solid State*. 2009; 51(7): 1500–1502. <https://doi.org/10.1134/s1063783409070452>
85. Tikhonov Y., Maguire J.R., McCluskey C.J., McConville J.P.V., Kumar A., Lu H., Meier D., Razumnaya A., Gregg J.M., Gruverman A., Vinokur V.M., Luk'yanchuk I. Polarization topology at the nominally charged domain walls in uniaxial ferroelectrics. *Advanced Materials*. 2022; 34(45): 2203028. <https://doi.org/10.1002/adma.202203028>
86. Steffes J.J., Ristau R.A., Ramesh R., Huey B.D. Thickness scaling of ferroelectricity in BiFeO_3 by tomographic atomic force microscopy. *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2019; 116(7): 2413–2418. <https://doi.org/10.1073/pnas.1806074116>
87. Alikin Y.M., Turygin A.P., Alikin D.O., Shur V.Y. Tilt control of the charged domain walls created by local switching on the non-polar cut of MgO doped lithium niobate single crystals. *Ferroelectrics*. 2021; 574(1): 16–22. <https://doi.org/10.1080/00150193.2021.1888044>
88. Eyben P., Bisiaux P., Schulze A., Nazir A., Vanderhorst W. Fast fourier transform scanning spreading resistance microscopy: a novel technique to overcome the limitations of classical conductive AFM techniques. *Nanotechnology*. 2015; 26(35): 355702. <https://doi.org/10.1088/0957-4484/26/35/355702>
89. Shportenko A.S., Kislyuk A.M., Turutin A.V., Kubasov I.V., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N. Effect of contact phenomena on the electrical conductivity of reduced lithium niobate. *Modern Electronic Materials*. 2021; 7(4): 167–175. <https://doi.org/10.3897/j.moem.7.4.78569>
90. Zhang W.J., Shen B.W., Fan H.C., Hu D., Jiang A.Q., Jiang J. Nonvolatile ferroelectric LiNbO_3 domain wall crossbar memory. *IEEE Electron Device Letters*. 2023; 44(3): 420–423. <https://doi.org/10.1109/LED.2023.3240762>
91. McConville J.P.V., Lu H., Wang B., Tan Y., Cochard C., Conroy M., Moore K., Harvey A., Bangert U., Chen L., Gruverman A., Gregg J.M. Ferroelectric domain wall memristor. *Advanced Functional Materials*. 2020; 30(28): 2000109. <https://doi.org/10.1002/adfm.202000109>
92. Zahn M., Beyreuther E., Kiseleva I., Lotfy A.S., McCluskey C.J., Maguire J.R., Suna A., Rüsing M., Gregg J.M., Eng L.M. R2D2 – An equivalent-circuit model that quantitatively describes domain wall conductivity in ferroelectric LiNbO_3 . *Condensed Matter*. 2023. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2307.10322>
93. Schröder M., Haußmann A., Thiessen A., Soergel E., Woike T., Eng L.M. Conducting domain walls in lithium niobate single crystals. *Advanced Functional Materials*. 2012; 22(18): 3936–3944. <https://doi.org/10.1002/adfm.201201174>
94. Godau C., Kämpfe T., Thiessen A., Eng L.M., Haußmann A. Enhancing the domain wall conductivity in lithium niobate single crystals. *ACS Nano*. 2017; 11(5): 4816–4824. <https://doi.org/10.1021/acsnano.7b01199>
95. Chai X., Lian J., Wang C., Hu X., Sun J., Jiang J., Jiang A. Conductions through head-to-head and tail-to-tail domain walls in LiNbO_3 nanodevices. *Journal of Alloys and Compounds*. 2021; 873: 159837. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.159837>
96. Wang C., Wang T., Zhang W., Jiang J., Chen L., Jiang A. Analog ferroelectric domain-wall memories and synaptic devices integrated with Si substrates. *Nano Research*. 2022; 15(4): 3606–3613. <https://doi.org/10.1007/s12274-021-3899-5>
97. Chaudhary P., Lu H., Lipatov A., Ahmadi Z., McConville J.P.V., Sokolov A., Shield J.E., Sinitskii A., Gregg J.M., Gruverman A. Low-voltage domain-wall LiNbO_3 memristors. *Nano Letters*. 2020; 20(8): 5873–5878. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c01836>
98. Kislyuk A.M., Ilina T.S., Kubasov I.V., Kiselev D.A., Temirov A.A., Turutin A.V., Shportenko A.S., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N. Degradation of the electrical conductivity of charged domain walls in reduced lithium niobate crystals. *Modern Electronic Materials*. 2022; 8(1): 15–22. <https://doi.org/10.3897/j.moem.8.1.85251>
99. Shur V.Ya., Baturin I.S., Akhmatkhanov A.R., Chezganov D.S., Esin A.A. Time-dependent conduction current in lithium niobate crystals with charged domain walls. *Applied Physics Letters*. 2013; 103(10): 102905. <https://doi.org/10.1063/1.4820351>
100. Schröder M., Chen X., Haußmann A., Thiessen A., Poppe J., Bonnell D.A., Eng L.M. Nanoscale and macroscopic electrical ac transport along conductive domain walls in lithium niobate single crystals. *Materials Research Express*. 2014; 1(3): 035012. <https://doi.org/10.1088/2053-1591/1/3/035012>
101. Gerson R., Kirchhoff J.F., Halliburton L.E., Bryan D.A. Photoconductivity parameters in lithium niobate. *Journal of Applied Physics*. 1986; 60(10): 3553–3557. <https://doi.org/10.1063/1.337611>
102. Singh E., Beccard H., Amber Z.H., Ratzenberger J., Hicks C.W., Rüsing M., Eng L.M. Tuning domain wall conductivity in bulk lithium niobate by uniaxial stress. *Physical Review B*. 2022; 106(14): 144103. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.144103>

103. Qian Y., Zhang Y., Xu J., Zhang G. Domain-wall p - n junction in lithium niobate thin film on an insulator. *Physical Review Applied*. 2022; 17(4): 044011. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.17.044011>
104. McCluskey C.J., Colbear M.G., McConville J.P.V., McCartan S.J., Maguire J.R., Conroy M., Moore K., Harvey A., Trier F., Bangert U., Gruverman A., Bibes M., Kumar A., McQuaid R.G.P., Gregg J.M. Ultrahigh carrier mobilities in ferroelectric domain wall corbino cones at room temperature. *Advanced Materials*. 2022; 34(32): e2204298. <https://doi.org/10.1002/adma.202204298>
105. Beccard H., Beyreuther E., Kirbus B., Seddon S.D., Rüsing M., Eng L.M. Hall mobilities and sheet carrier densities in a single LiNbO₃ onductive ferroelectric domain wall. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2308.00061>
106. Pawlik A.-S., Kämpfe T., Haußmann A., Woike T., Treske U., Knapf M., Büchner B., Soergel E., Streubel R., Koitzsch A., Eng L.M. Polarization driven conductance variations at charged ferroelectric domain walls. *Nanoscale*. 2017; 9(30): 10933—10939. <https://doi.org/10.1039/c7nr00217c>
107. Ohmori Y., Yamaguchi M., Yoshino K., Inuishi Y. Electron hall mobility in reduced LiNbO₃. *Japanese Journal of Applied Physics*. 1976; 15(11): 2263—2264. <https://doi.org/10.1143/JJAP.15.2263>
108. Palatnikov M., Makarova O., Kadetova A., Sidorov N., Teplyakova N., Biryukova I., Tokko O. Structure, optical properties and physicochemical features of LiNbO₃:Mg,B crystals grown in a single technological cycle: an optical material for converting laser radiation. *Materials*. 2023; 16(13): 4541. <https://doi.org/10.3390/ma16134541>
109. Volk T., Wöhlecke M., Reichert A., Jermann F., Rubinina N. The peculiar impurity concentration ranges in damage-resistant LiNbO₃ crystals doped with Mg, Zn, In and Sn. *Ferroelectrics Letters Section*. 1995; 20(3–4): 97—103. <https://doi.org/10.1080/07315179508204289>
110. Hu M.-L., Hu L.-J., Chang J.-Y. Polarization switching of pure and MgO-doped lithium niobate crystals. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2003; 42(12, Pt 1): 7414—7417. <https://doi.org/10.1143/JJAP.42.7414>
111. Yatsenko A.V., Evdokimov S.V., Palatnikov M.N., Sidorov N.V. Analysis of the conductivity and current-voltage characteristics nonlinearity in LiNbO₃ crystals of various compositions at temperatures 300—450 K. *Solid State Ionics*. 2021; 365(2): 115651. <https://doi.org/10.1016/j.ssi.2021.115651>
112. Yatsenko A.V., Evdokimov S.V., Shul'gin V.F., Palatnikov M.N., Sidorov N.V., Makarova O.V. Effect of magnesium impurity concentration on electrical properties of LiNbO₃ crystals. *Physics of the Solid State*. 2021; 63(12): 1851—1856. <https://doi.org/10.1134/S1063783421100401>
113. Li Y., Zheng Y., Tu X., Xiong K., Lin Q., Shi E. The high temperature resistivity of lithium niobate and related crystals. In: *Proceed. of the 2014 Symposium on piezoelectricity, acoustic waves, and device applications (SPAWDA). Beijing, China. 30 October 2014 — 02 November 2014*. IEEE; 2014. P. 283—286. <https://doi.org/10.1109/SPAWDA.2014.6998581>
114. Polgár K., Kovács L., Földvári I., Cravero I. Spectroscopic and electrical conductivity investigation of Mg doped LiNbO₃ single crystals. *Solid State Communications*. 1986; 59(6): 375—379. [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(86\)90566-1](https://doi.org/10.1016/0038-1098(86)90566-1)
115. Schirmer O.F., Imlau M., Merschjann C., Schoke B. Electron small polarons and bipolarons in LiNbO₃. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2009; 21(12): 123201. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/12/123201>
116. Guilbert L., Vittadello L., Bazzan M., Mhaouech I., Messerschmidt S., Imlau M. The elusive role of Nb Li bound polaron energy in hopping charge transport in Fe: LiNbO₃. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2018; 30(12): 125701. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/aaad34>
117. Faust B., Müller H., Schirmer O.F. Free small polarons in LiNbO₃. *Ferroelectrics*. 1994; 153(1): 297—302. <https://doi.org/10.1080/00150199408016583>
118. García-Cabaes A., Sanz-García J.A., Cabrera J.M., Agulló-López F., Zaldo C., Pareja R., Polgár K., Raksányi K., Fölvári I. Influence of stoichiometry on defect-related phenomena in LiNbO₃. *Physical Review B*. 1988; 37(11): 6085—6091. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.37.6085>
119. Kislyuk A.M., Ilina T.S., Kubasov I.V., Kiselev D.A., Temirov A.A., Turutin A.V., Malinkovich M.D., Polisan A.A., Parkhomenko Y.N. Tailoring of stable induced domains near a charged domain wall in lithium niobate by probe microscopy. *Modern Electronic Materials*. 2019; 5(2): 51—60. <https://doi.org/10.3897/j.moem.5.2.51314>
120. Jiang J., Chai X., Wang C., Jiang A. High temperature ferroelectric domain wall memory. *Journal of Alloys and Compounds*. 2021; 856: 158155. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2020.158155>
121. Niu L., Qiao X., Lu H., Fu W., Liu Y., Bi K., Mei L., You Y., Chou X., Geng W. Diode-like behavior based on conductive domain wall in LiNbO ferroelectric single-crystal thin film. *IEEE Electron Device Letters*. 2023; 44(1): 52—55. <https://doi.org/10.1109/LED.2022.3224915>
122. Suna A., McCluskey C.J., Maguire J.R., Kumar A., McQuaid R.G.P., Gregg J.M. Ferroelectric domain wall logic gates. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.08133>
123. Wang J., Ma J., Huang H., Ma J., Jafri H.M., Fan Y., Yang H., Wang Y., Chen M., Liu D., Zhang J., Lin Y.-H., Chen L.-Q., Yi D., Nan C.-W. Ferroelectric domain-wall logic units. *Nature Communications*. 2022; 13(1): 3255. <https://doi.org/10.1038/s41467-022-30983-4>
124. Park B.-E., Ishiwara H., Okuyama M., Sakai S., Yoon S.-M. (eds). *Ferroelectric-gate field effect transistor memories : Device physics and applications (Topics in applied physics book 131)*. Dordrecht: Springer Netherlands; 2016. 350 p. <https://doi.org/10.1007/978-94-024-0841-6>
125. Lupascu D.C. *Fatigue in ferroelectric ceramics and related issues*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg; 2004. Vol. 61. 228 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-07189-2>
126. Baeumer C., Saldana-Greco D., Martinez J.M.P., Rappe A.M., Shim M., Martin L.W. Ferroelectrically driven spatial carrier density modulation in graphene. *Nature Communications*. 2015; 6(1): 6136. <https://doi.org/10.1038/ncomms7136>
127. Chai X., Jiang J., Zhang Q., Hou X., Meng F., Wang J., Gu L., Zhang D. W., Jiang A. Q. Nonvolatile ferroelectric field-effect transistors. *Nature Communications*. 2020; 11(1): 2811. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-16623-9>
128. Sun J., Li Y., Zhang B., Jiang A. High-power LiNbO₃ domain-wall nanodevices. *ACS Applied Materials & Interfaces*. 2023; 15(6): 8691—8698. <https://doi.org/10.1021/acsami.2c20579>

Информация об авторах / Information about the authors

Кислюк Александр Михайлович — канд. физ.–мат. наук, научный сотрудник, кафедра материаловедения полупроводников и диэлектриков, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-7185-8715>; e-mail: akislyuk94@gmail.com

Кубасов Илья Викторович — канд. физ.–мат. наук, старший научный сотрудник, кафедра материаловедения полупроводников и диэлектриков, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-6569-466X>; e-mail: ilya.kubasov@misis.ru

Темиров Александр Анатольевич — научный сотрудник, кафедра материаловедения полупроводников и диэлектриков, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-9965-1046>; e-mail: temirov.alex@yandex.ru

Турутин Андрей Владимирович — канд. физ.–мат. наук, старший научный сотрудник, кафедра материаловедения полупроводников и диэлектриков; Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-1090-3441>; e-mail: aturutin92@gmail.com

Шпортенко Андрей Сергеевич — младший научный сотрудник, кафедра материаловедения полупроводников и диэлектриков, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-7658-2620>; e-mail: Andrei.shportenko@yandex.ru

Куц Виктор Викторович — младший научный сотрудник, кафедра материаловедения полупроводников и диэлектриков, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-9780-5686>; e-mail: viktor.kuts.3228@yandex.ru

Малинкович Михаил Давыдович — канд. физ.–мат. наук, доцент, кафедра материаловедения полупроводников и диэлектриков, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-9531-6072>; e-mail: malinkovich@yandex.ru

Alexander M. Kislyuk — Researcher, Department of Materials Science of Semiconductors and Dielectrics, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-7185-8715>; e-mail: akislyuk94@gmail.com

Ilya V. Kubasov — Cand. Sci. (Phys.–Math.), Senior Researcher, Department of Materials Science of Semiconductors and Dielectrics, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-6569-466X>; e-mail: kubasov.ilya@gmail.com

Alexander A. Temirov — Researcher, Department of Materials Science of Semiconductors and Dielectrics, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-9965-1046>; e-mail: temirov.alex@yandex.ru

Andrei V. Turutin — Cand. Sci. (Phys.–Math.), Senior Researcher, Department of Materials Science of Semiconductors and Dielectrics, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-1090-3441>; e-mail: aturutin92@gmail.com

Andrey S. Shportenko — Junior Researcher, Department of Materials Science of Semiconductors and Dielectrics, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-7658-2620>; e-mail: Andrei.shportenko@yandex.ru

Viktor V. Kuts — Junior Researcher, Department of Materials Science of Semiconductors and Dielectrics, National University of Science and Technology MISIS, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-9780-5686>; e-mail: viktor.kuts.3228@yandex.ru

Mikhail D. Malinkovich — Cand. Sci. (Phys.–Math.), Associate Professor, Department of Materials Science of Semiconductors and Dielectrics, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-9531-6072>; e-mail: malinkovich@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.11.2023; поступила после доработки 20.12.2023; принята к публикации 28.12.2023
Received 17 November 2023; Revised 20 December 2023; Accepted 28 December 2023

* * *