

Потенциал микроразмерных блоков поверхности пленки NaNbO_3

© М.А. Бунин, В.А. Ёршин, К.С. Чумаченко, И.П. Раевский

Южный федеральный университет, Научно-исследовательский институт физики,
344090 Ростов-на-Дону, Россия
e-mail: bunin.m.a@gmail.com

Поступило в Редакцию 4 декабря 2024 г.

В окончательной редакции 14 февраля 2025 г.

Принято к публикации 17 февраля 2025 г.

Проанализированы свойства собственного потенциала блоков размером $\sim 0.1 \mu\text{m}^2$ на поверхности пленки NaNbO_3 , при выращивании которой возможна неустойчивая деформация несоответствия. Результаты использованы в качественной модели описания диссипации инжектированного заряда, учитывающей потенциал блоков.

Ключевые слова: ниобат натрия, пленка, поверхность, блок, потенциал, заряд, деформация несоответствия, электрет.

DOI: 10.61011/JTF.2025.06.60468.436-24

Введение

Для повышения надежности и производительности энергонезависимых устройств памяти необходимо глубокое понимание механизмов инжекции/генерации, транспорта, локализации и хранения заряда [1]. Особое внимание уделяется наноразмерным сегнетоэлектрическим (СЭ) материалам — пленкам. Методику формирования их характеристик называют „деформационной инженерией“ [2]. Она использует деформацию несоответствия (ДН) на границе пленка/подложка для управления свойствами материала пленки. Последние могут существенно отличаться и от свойств кристалла, и от пленки того же состава на другой подложке [3–6].

Ранее получена эпитаксиальная [001]-ориентированная гетероструктура $\text{NaNbO}_3/\text{SrRuO}_3/\text{MgO}$ (NNO) толщиной 500 nm, сегнетоэлектрические свойства которой обусловлены ДН [7,8]. В [9] методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) исследованы морфология и диссипация заряда, инжектированного в ее поверхность, которая образована сонаправленными блоками размером $\sim (0.8\text{--}1.1) \times (0.1\text{--}0.3) \mu\text{m}$ и высотой $\sim 20\text{--}40$ nm (до 50 nm). В [10] показано, что в ней возможна неустойчивая ДН, которая создает электретоподобное состояние блоков. Их небольшой собственный потенциал ($\sim -(15\text{--}25)$ mV) виден до инжекции (рис. 1, *a, b*). Он изменяется иначе, чем для инжектированных областей (рис. 1, *h*) (подробнее — см. ниже).

Устойчивость электретного состояния зависит от внешнего поля и от поля инжектированного извне заряда [11–15]. Его релаксация проходит две стадии: после быстрой диссипации знак поля изменяется и начинается стадия его медленного затухания [12,13]. Причиной считают взаимное влияние двух самосогла-

сованных процессов: разориентации диполей и нейтрализации внутреннего электрического поля за счет электропроводности образца [12]. В результате время релаксации электретного состояния значительно увеличивается. Однако для ниобата натрия пока были известны лишь слабые электретные свойства его керамики [16]; для пленок таких данных пока не было.

Известно, что исходное состояние поверхности СЭ может существенно влиять на диссипацию заряда [17]. На ней может заметно сказаться электретная природа потенциала блоков, в частности, при его инверсии. Поэтому изучение особенностей изменения со временем потенциала поверхности даст возможность убедиться в электретной природе свойств блоков и учесть их в качественной модели диссипации инжектированного заряда.

1. Условия эксперимента и модели описания свойств ДН

Для рассмотрения диссипации значительно различающихся по величине зарядов (блоков и инжектированных) необходимо убедиться, что в условиях эксперимента в работе [9] отсутствуют мешающие этому факторы. Также желательно, чтобы модель описания характеристик пленки, в том числе потенциала поверхности, соответствовала ее свойствам.

1.1. СЗМ эксперимент

Результаты СЗМ измерений пленок сегнетоэлектриков могут искажаться за счет влияния локального экранирования поляризации, реполяризации, поверхностного экранирования, из-за давления зонда на поверхность

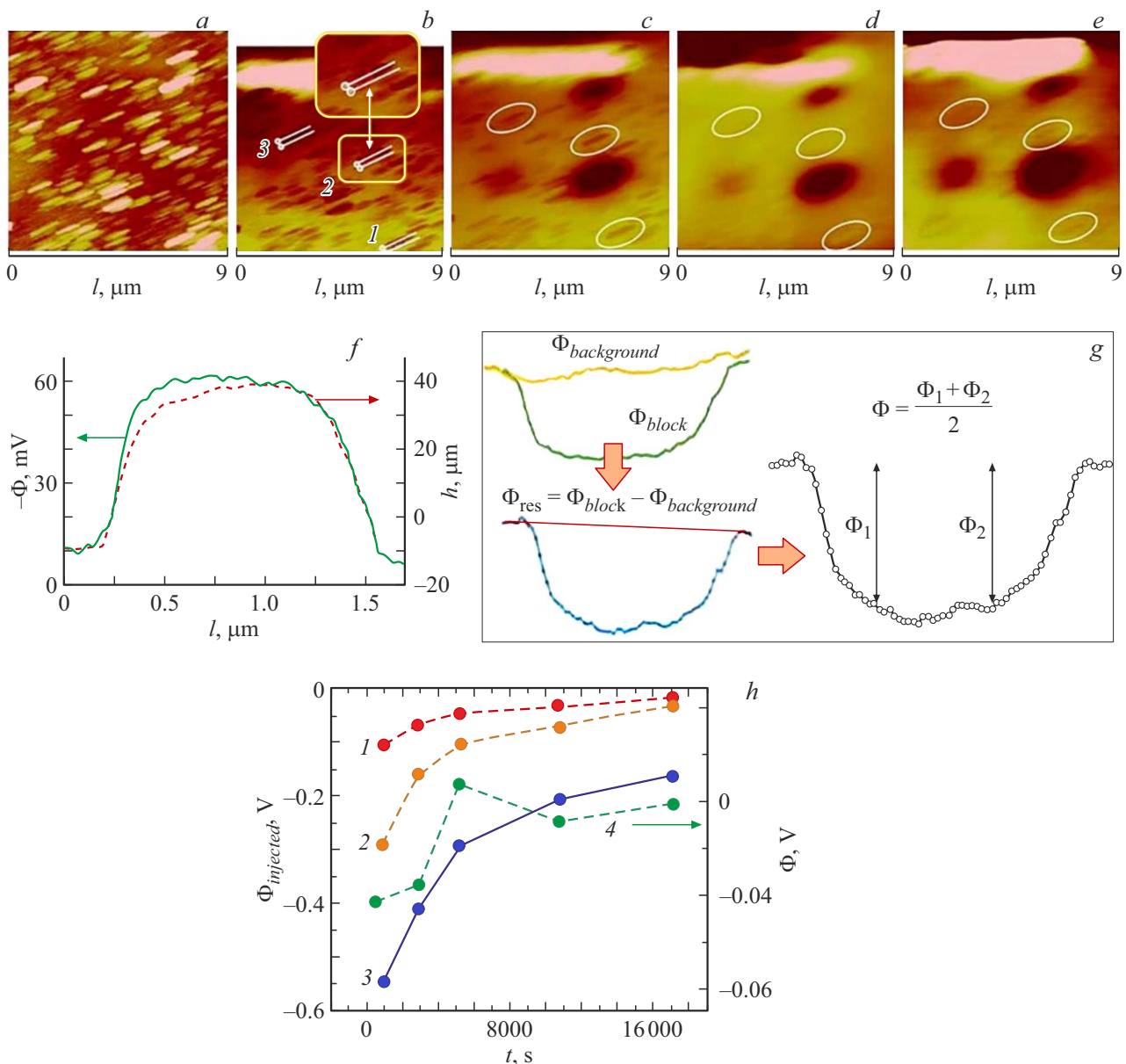


Рис. 1. Изображения рельефа и электрического потенциала поверхности пленки NaNbO_3 (данные получены в [9]). *a* — рельеф; *b–e* — электрический потенциал: *b* — до инъекции заряда (цифрами 1–3 обозначены три типичных блока; значения уровня фона взяты на белых линиях, проведенных в непосредственной близости от блока); *c* — через ~ 3000 s; *d* — через ~ 5000 s; *e* — через ~ 17000 s. *c–e* — контрастность изображений повышена, чтобы слабые детали были более различимы; белые овалы показывают места расположения блоков 1–3 на рисунке *b*; *f* — сравнение профилей сечений рельефа и его электрического потенциала (пример на изображении относится к блоку № 2 (*b*)); *g* — схема расчета электрического потенциала блоков поверхности: $\Phi_{\text{background}}$ — потенциал фона, Φ_{block} — потенциал блока, Φ_{res} — потенциал блока после вычитания фона, его значения Φ_1 и Φ_2 взяты на расстоянии $\sim 1/4$ от левого и правого краев блока соответственно; *h* — зависимость от времени значений потенциалов Φ : 1–3 — для инжестрированных участков при значениях смещения на зонде -1 , -2 , и -3 V соответственно; 4 — для блоков поверхности. Соединительные линии проведены для удобства восприятия. Методика выделения профиля поперечного сечения поверхности показана на *b, g*.

и внезапного обратного переключения [17]. Известно, что эти процессы требуют достаточно высокого напряжения на зонде ($\gtrsim (4-13)$ V) ([17] и ссылки в ней), которые в работе [9] не применялись (см. ниже). Переключение возможно при большом давлении зонда на поверхность. В [9] оно невелико: силы $\sim 2 \cdot 10^2$ nN

недостаточно, чтобы заметно изменить электрические потенциалы блоков или вызвать разрядку ранее существовавших поверхностных зарядов (если таковые имелись). Это подтверждается отсутствием электрического потенциала для области, соответствующей смещению на зонде 0 V [9]. В целом, условия эксперимента в рабо-

те [9] обеспечивают отсутствие возможных искажений результатов измерений за счет рассмотренных в [17] причин.

1.2. Модели описания свойств ДН в пленках

Феноменологические модели свойств границ раздела в тонких сегнетоэлектрических пленках рассматривались в работах Глинчук с соавторами [18,19] и Таганцева с соавторами [18]. Они различаются, в том числе, представлением о роли ДН в формировании свойств пленки и причинах происхождения ее характеристик. Сравнение этих подходов позволит обоснованно оценивать свойства пленки NNO .

В моделях [18–21] источником создаваемого на интерфейсе поля является механическая связь между сегнетоэлектриком и подложкой. Однако в [18,19] и [20,21] по-разному рассматривается последовательность причин его возникновения. В [18,19] сочетание несоответствия параметров решетки пленки и подложки и пьезоэлектрического эффекта (коэффициент d_{31}) создает электрическое поле, оценка величины которого для пленки PZT 50/50 дала вполне разумное согласие с экспериментом. В исходных положениях учтена температурная зависимость ДН.¹ В [10] характеристики пленки NNO были оценены согласно модели [18,19]. Полученные значения позволили объяснить результаты измерений в [7] и предположить возможность существования электрето-подобного состояния для блоков поверхности в [10].

В [20,21] рассматривались модели вызванных интерфейсом явлений, влияющих на характеристики переключения и диэлектрические свойства тонких сегнетоэлектрических пленок. Полагалось, что деформация на границе раздела приводит к появлению на ней дислокаций несоответствия (ДлН), которые локализованы в малой области вблизи границы (не более нескольких монослоев). По мере удаления от нее деформация затухает, создавая градиент деформации, который вызывает линейную поляризацию за счет флексоэлектрического эффекта (ФЭ) и способствует дислокационному снятию напряжений. За счет ФЭ создается электрическое поле, а его внеплоскостная составляющая создает поляризацию [20,21]. При этом авторы предупреждают, что размеры рассматриваемых ими объектов могут быть близки к границе применимости континуального подхода. Температурная зависимость ДН не учитывалась, а сама она использовалась только как параметр при оценке границы действия ДлН. Недавние исследования [22–24] показали иное: например, в материале с большим несоответствием решетки дислокации появляются в основном на определенном расстоянии от интерфейса ($\sim 6 \text{ nm}$ в [19], до $\sim 100 \text{ nm}$ в [24]). Поэтому, в целом, этот подход в нашем случае менее предпочтителен, тем более что

¹ Чаще всего параметры материала позволяют не учитывать температурную зависимость ДН. Для пленки ниобата натрия ситуация иная [10].

толщина исследуемой пленки NNO намного больше рассматриваемых в [20,21].

В целом, условия измерений потенциала поверхности в [9] не показывают возможность заметного влияния посторонних эффектов. Предлагаемый в модели [18,19] подход к описанию свойств блоков поверхности NNO дает согласующиеся с экспериментом результаты. Это позволяет анализировать небольшие вклады в потенциал поверхности при рассмотрении диссипации инжектированного заряда.

2. Результаты и обсуждение

В [9] заряд инжектировался АСМ зондом в участки $(0.5 \times 0.5) \mu\text{m}$; значения смещений на зонде: 0, -1 , -2 и -3 V при неизменных условиях эксперимента. На рис. 1, $b-e$ показаны изменения изображений сканов потенциала блоков в процессе измерений. Вначале обсудим особенности морфологии потенциала поверхности, а затем — диссипацию заряда.

В [10] показана возможность неустойчивой ДН при получении пленки NNO . Ее проявление возможно как в поперечном, так и в латеральном направлениях относительно интерфейса. В первом случае из-за разницы в параметрах решетки нижний слой играет роль подложки для верхнего. Латеральная ДН формирует в эпитаксиальной пленке латеральную анизотропную деформацию. В результате возникают участки неоднородностей с градиентом деформаций, что создает неоднородность свойств блоков поверхности. Это соответствует результатам [25,26], где ДН формирует латеральную анизотропную деформацию, зависящую от толщины, параметров решетки и коэффициента теплового расширения эпитаксиальной пленки. Также известно, что в поликристаллической керамике сильная анизотропия теплового расширения создает механические напряжения [27]. Такое описание вполне согласуется с результатами СЗМ измерений на рис. 1: на сканах потенциала есть блоки с положительным или близким к нулевому потенциалам, которые выглядят светлее остальных на изображениях. При этом в гистограмме распределения значений электрического потенциала поверхности в [9] доминируют отрицательные значения, что объясняет наблюдавшуюся в [7] униполярность пленки.

Рассмотрим качественное описание влияния электрето-ного состояния блоков поверхности на диссипацию инжектированного заряда.

Профили сечений рельефа и потенциала блока на рис. 1 имеют похожую на прямоугольную форму с соотношением длин осей $\sim 1/(4-5)$. Это в $\sim (1.8-2.5)$ раза больше, чем для эллиптических пятен инжектированных потенциалов в [9], и может указывать на разные механизмы диссипации заряда для поверхностных блоков и для инжектированных областей. Это подтверждает сравнение зависимостей на рис. 1, h : инжектированные области — кривые 1–3; блоки — кривая 4.

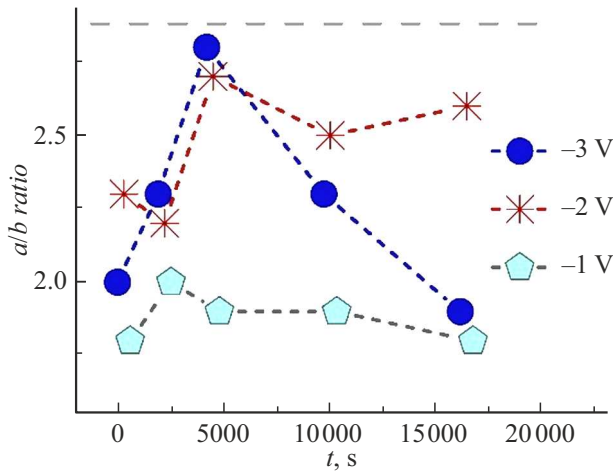


Рис. 2. Изменение отношения a/b со временем для пятен электрического потенциала инжектированного заряда при разных смещениях на зонде. Горизонтальная штриховая линия соответствует „идеальному“ значению $a/b = 2.88$, рассчитанному для r -фазы NaNbO_3 . Соединительные линии проведены для удобства восприятия.

Форма пятен электрического потенциала инжектированных зарядов — это эллипс с соотношением осей $a/b \sim (1.8–2.8)$ (подробнее их морфология описана в [9]). Эта величина зависит от времени и величины смещения при инжекции (рис. 2). Для -3 В и -2 В зависимости, в целом, похожи. Наибольшее значение $a/b = 2.8$ достигается в том же интервале времени, в котором изменяется знак потенциала блоков на рис. 1, h ($\sim 5100\text{ с}$) (инверсия). Для смещения -1 В соотношение $a/b \sim (1.8–2.0)$.

Согласно принципам кристаллографии, величина a/b определяется взаимной ориентацией поверхности эпитаксиальной пленки и главных осей ее тензора проводимости, направления которых зависят от пространственной группы, описывающей фазовое состояние. Если ориентации не соответствуют друг другу, то отношение a/b зависит от линейной комбинации соответствующих проекций.

В работе [18,19] получено, что электретоподобное состояние образуется из r -фазы ² материала поверхности пленки. Полагая, что, согласно [28], $a/b = (\varepsilon_x/\varepsilon_y)^{1/2}$, из данных для r -фазы NNO из [29,30], получаем: $a/b = 2.88$ (пунктирная линия на рис. 2), что близко к наибольшему значению — 2.8 (рис. 2). Оно достигается в интервале времени, соответствующем инверсии потенциала блоков (рис. 1, h).

Попробуем качественно описать зависимости a/b на рис. 2. Полагаем, что действующее на носители заряда эффективное поле $\mathbf{E}$ образовано вкладами $\mathbf{E}_{inj}$ поля инжектированного заряда, $\mathbf{E}_{elt}$ поля электретного заряда блоков и (при наличии) $\mathbf{E}_{ext}$ поля внешнего заряда (на

рис. 1, $b–e$ в верхней части сканов видно большое пятно положительного заряда; см. также [9]):

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{inj} + \mathbf{E}_{elt} + \mathbf{E}_{ext}, \quad (1a)$$

$$\mathbf{E}_{inj} = \mathbf{E}_{crst} + \mathbf{E}_S. \quad (1b)$$

Поле инжектированного заряда $\mathbf{E}_{inj}$ состоит из двух компонент: $\mathbf{E}_{crst}$ — латеральной („кристаллографический“ вклад) и $\mathbf{E}_S$ — нормальной, которая определяет утечку в подложку. В „чистом“ виде $\mathbf{E}_{crst}$ может проявиться, когда другие вклады в (1a) взаимно компенсированы или малы.

$\mathbf{E}_{elt}$ — поле, создаваемое электретными блоками поверхности. При инверсии и переходе в стадию медленной релаксации знак этого поля изменяется (рис. 1, h). Это происходит при $t \sim (5000–5100)\text{ с}$, когда $a/b = 2.8$ максимально, что дает оценку максвелловского времени релаксации электретного состояния в пленке NNO . Сложное латеральное распределение потенциала по поверхности пленки [9], обусловленное неустойчивой ДН [10], не позволяет получить значения $\mathbf{E}_{elt}$ из оценки в [10] для поля, порождающего электретное состояние. Кроме того, в тонкопленочных электретах латеральные компоненты поля невелики, и оно не поддерживает распространение заряда [31] из-за высокого поверхностного сопротивления. Поэтому считают, что поле электретного заряда направлено в основном нормально поверхности.

$\mathbf{E}_{ext}$ — поле внешнего заряда. Оно определяется наличием заряда вблизи (см., например, верх сканов на рис. 1, $b–e$).

Полную утечку в подложку определяет сумма $\mathbf{E}_S + \mathbf{E}_{elt}$ (полагаем, что латеральная утечка от небольшого заряда блоков совсем мала). Вначале при большой плотности инжектированного заряда, $\mathbf{E}_S$ доминирует, и $\mathbf{E}_S > \mathbf{E}_{elt}$. С течением времени $\mathbf{E}_S$ убывает, и величины вкладов $\mathbf{E}_S$ и $\mathbf{E}_{crst}$ становятся сравнимы. При малости или отсутствии утечки в подложку (например, для толстой пленки) поле электретных блоков $\mathbf{E}_{elt}$ может превышать $\mathbf{E}_S$.

При анализе зависимостей a/b на рис. 2 получаются три варианта: поле $\mathbf{E}_{inj}$ велико (смещение на зонде -3 В), инжекция при наличии вблизи положительного потенциала (-2 В) и малое поле (-1 В).

Для смещения -3 В инжектируемый заряд — наибольший, а $\mathbf{E}_{elt} \ll \mathbf{E}_S$ (в ~ 10 раз на начальном этапе, рис. 1, h). С течением времени плотность инжектированного заряда уменьшается, также как $\mathbf{E}_{crst}$ и $\mathbf{E}_S$. Поскольку толщина пленки 500 нм существенно меньше расстояния между областями инжекции ($> 5–7\text{ мкм}$), утечка в подложку превалирует, и $\mathbf{E}_S$ уменьшается быстрее, чем $\mathbf{E}_{crst}$, относительный вклад которого растет. При этом отношение a/b должно увеличиваться, что соответствует рис. 2. К моменту $t \sim (5000–5100)\text{ с}$ вклад $\mathbf{E}_S$ становится сравнимым с $\mathbf{E}_{elt}$, который в это время проходит через этап инверсии со сменой знака (рис. 1, h). Тогда становится возможна взаимная компенсация $\mathbf{E}_{elt}$ и

² Обозначение фазового состояния пленки соответствует применяемому в работе [18,19].

E_S , при которой вклад E_{crst} остается практически единственным, и $a/b = 2.8$ — наибольшее. В дальнейшем плотность инжектируемого заряда уменьшается за счет утечки в подложку. При этом вклад электретных блоков почти не изменяется, и в результате относительный вклад латерального растекания становится больше. При этом отношение a/b постепенно уменьшается, достигая ~ 1.9 в конце измерений. Величина E_{elt} соответствует стадии медленной релаксации, когда внешнее поле электрета мало.

Возможность влияния поля внешнего заряда на диссипацию подтверждает анализ пятна, получившегося при смещении -2 V . От него на расстоянии $\sim 2\text{ }\mu\text{m}$ (~ 4 характерных размера инжектированной области) находится участок с положительным потенциалом (наверху сканов на рис. 1, $b-e$). На начальном этапе, до $\sim 5100\text{ s}$ зависимости для -2 V и -3 V аналогичны, однако, начиная от $\sim 10000\text{ s}$, значение $a/b \sim (2.4-2.6)$, тогда как в том же интервале времени для -3 V a/b уменьшается с ~ 2.4 до $\sim (1.9-1.8)$ (рис. 2). По-видимому, поле положительного заряда снижает утечку в подложку и латеральное растекание. Его влияние ограничено только ближней областью; он (почти) не влияет на пятна для -3 V и -1 V , расположенные на большем в $\sim (1.5-2)$ раза расстоянии.

При смещении -1 V инжектируемый заряд невелик, поэтому в начале относительные вклады E_S , E_{crst} и E_{elt} сравнимы. Затем зависимость отчасти аналогична наблюдавшейся для -3 V и -2 V , причем значение a/b немного увеличивается, достигая ≈ 2.0 в интервале $\sim (2800-5000)\text{ s}$. После этого a/b уменьшается до $\sim (1.6-1.7)$ в конце измерений.

В целом, описанная выше качественная модель позволяет объяснить наблюдаемые в эксперименте зависимости a/b при диссипации инжектированного заряда и учесть электретную природу потенциала блоков. Изменяя величину смещения на зонде при инжекции и расстояние до области соседнего заряда, можно управлять временем релаксации и результатом диссипации заряда.

Выводы

Качественная модель диссипации инжектированного заряда соответствует предположению об электретном происхождении полей блоков $[001]$ — ориентированной гетероструктуры $\text{NaNbO}_3/\text{SrRuO}_3/\text{MgO}$. Максимальное значение отношения осей a/b эллиптических пятен потенциала инжектированных зарядов (2.8) близко к вычисленному из кристаллографических данных для r -фазы ниобата натрия (2.88). При диссипации заряда поверхности его значение изменяется: оно наибольшее в интервал времени, соответствующий инверсии электретного потенциала блоков. Заряд, расположенный вблизи ($\sim 2\text{ }\mu\text{m}$) от инжектированной области, влияет на диссипацию ее заряда, тогда как более удаленные области — почти не влияют. Изменяя величину смещения на зонде

при инжекции и расстояние до области соседнего заряда, можно управлять временем релаксации инжектированной области и результатом диссипации заряда.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (ГЗ в сфере научной деятельности 2023 г., проект № FENW-2023-0015).

Благодарности

Вклад авторов: М.А. Бунин — концепции работы, эксперимент, модели, обсуждение, текст; В.А. Ёршин — получение и обработка данных СЗМ эксперимента; К.С. Чумаченко — обработка данных СЗМ эксперимента, обсуждение, графическое оформление; И.П. Раевский — обсуждение основных концепций и результатов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Mikolajick, S. Slesazeck, H. Mulaosmanovic, M.H. Park, S. Fichtner, P.D. Lomenzo, M. Hoffmann, U. Schroeder. *J. Appl. Phys.*, **129**, 100901 (2021). DOI: 10.1063/5.0037617
- [2] A.R. Damodaran, J.C. Agar, S. Pandya. *J. Phys.: Condens. Matter*, **28**, 263001 (2016). DOI: 10.1088/0953-8984/28/26/263001
- [3] Y. Shiratori, A. Magrez, J. Dornseiffer, F.-H. Haegel, C. Pithan, R. Waser. *J. Phys. Chem. B*, **109**, 20122 (2005). DOI: 10.1021/jp052974p
- [4] T.M. Shaw, S. Trolrier-McKinstry, P.C. McIntyre. *Annu. Rev. Mater. Sci.*, **30**, 263 (2000). DOI: 10.1146/annurev.matsci.30.1.263
- [5] H. Liu, H. Wu, Kh.Ph. Ong, T. Yang, P. Yang, P.K. Das, X. Chi, Y. Zhang, C. Diao, W.K.A. Wong, E.P. Chew, Y.F. Chen, Ch.K.I. Tan, A. Rusydi, M.B.H. Breese, D.J. Singh, L.-Q. Chen, S.J. Pennycook, K. Yao. *Science*, **369**, 292 (2020). DOI: 10.1126/science.abb3209
- [6] S.B. Anooz, Y.Wang, P. Petrik, M.de Oliveira Guimaraes, M. Schmidbauer, J. Schwarzkopf. *Appl. Phys. Lett.*, **120**, 202901 (2022). DOI: 10.1063/5.0087959
- [7] А.В. Павленко, Д.В. Стрюков, Н.В. Тер-Оганесян. *Письма в ЖТФ*, **46**, 15 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.02.48946.18063.
- [8] A.V. Pavlenko, D.V. Stryukov, M.V. Vladimirov, A.E. Ganzha, S.A. Udovenko, A. Joseph, J. Sunil, Ch. Narayana, R.G. Burkovsky, I.P. Raevski, N.V. Ter-Oganessian. *arXiv:2112.04579v1[cond-mat.mtrl-sci]* 8 Dec 2021.
- [9] M.A. Bunin, V.A. Yorshin, M.D. Miruschenko, I.A. Donchenko, A.V. Pavlenko, O.A. Bunina, I.P. Raevski. *Ferroelectrics*, **590** (1), 190 (2022). DOI: 10.1080/00150193.2022.2037950
- [10] М.А. Бунин, И.П. Раевский. *Письма в ЖТФ*, **51** (2), 6 (2025). DOI: 10.61011/PJTF.2025.02.59548.20026

- [11] G.M. Sessler. *Physical principles of electrets*. In G.M. Sessler (ed). *Electrets. Topics in Applied Physics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1980), v. 33, p. 13–80.
DOI: 10.1007/3540173358_10
- [12] Ю.А. Горохватский, Г.А. Бордовский. *Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков* (Наука, М., 1991)
- [13] F.T. Xu, S.M. Thaler, C.A. Lopez, J.A. Barnard, A. Butera, J.L. Weston. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 074105 (2005).
DOI: 10.1063/1.1868067
- [14] A.N. Pavlov, Yu.A. Trusov, E.M. Panchenko, F.I. Savenko, V.P. Sakhnenko. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **25** 1243 (1992).
DOI: 10.1088/0022-3727/25/8/015
- [15] H. Amjadi, C. Thielemann. *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, **3**, 494 (1996). DOI: 10.1109/94.536727
- [16] S.O. Lisitsina, E.M. Panchenko, I.P. Raevskii, Yu.A. Trusov, E.G. Fesenko. *J. Electrostat.*, **24**, 295 (1990).
DOI: 10.1016/0304-3886(90)90016-o
- [17] S.V. Kalinin, Yu. Kim, D.D. Fong, A.N. Morozovska. *Rep. Prog. Phys.*, **81**, 036502 (2018).
DOI: 10.1088/1361-6633/aa915a
- [18] M.D. Glinchuk, A.N. Morozovska, E.A. Eliseev. *Ferroelectrics*, **335**, 257 (2006). DOI: 10.1080/00150190600691593
- [19] M.D. Glinchuk, A.N. Morozovska, E.A. Eliseev. *J. Appl. Phys.*, **99**, 114102 (2006). DOI: 10.1063/1.2198940
- [20] A.K. Tagantsev, G. Gerra. *J. Appl. Phys.*, **100**, 051607 (2006).
DOI: 10.1063/1.2337009
- [21] A.K. Tagantsev, A.S. Yurkov. *J. Appl. Phys.*, **112**, 044103 (2012). DOI: 10.1063/1.4745037
- [22] J. Wawra, K. Nielsch, R. Hühne. *Materials*, **16**, 6036 (2023).
DOI: 10.3390/ma16176036
- [23] M. Saghayezhian, Z. Wang, D. Howe, P. Siwakoti, E.W. Plummer, Y. Zhu, J. Zhang. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **33**, 275003 (2021). DOI: 10.1088/1361-648X/abfdfl
- [24] V. Nagarajan, C.L. Jia, H. Kohlstedt, R. Waser, I.B. Misirlioglu, S.P. Alpay, R. Ramesh. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 192910 (2005). DOI: 10.1063/1.1922579
- [25] Biya Cai, J. Schwarzkopf, C. Feldt. *Phys. Rev. B*, **95**, 184108 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.95.184108
- [26] J. Schwarzkopf, E. Hollmann, D. Braun, M. Schmidbauer, T. Grellmann, R. Wördenweber. *Phys. Rev. B*, **93**, 224107 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.93.224107
- [27] J. Koruza, P. Groszewic, H. Breitzke, G. Buntkowsky, T. Rojac, B. Malič. *Acta Mater.*, **126**, 77 (2017).
DOI: 10.1016/j.actamat.2016.12.049
- [28] G. Damamme, C. Guerret-Piécourt, T. Temga, D. Juvé, D. Tréheux. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41** (6), 065208 (2008).
DOI: 10.1088/0022-3727/41/6/065208
- [29] *The Materials Project*. Электронный ресурс. Режим доступа: <https://materialsproject.org/materials/mp-4681/>
- [30] *The Materials Project*. Электронный ресурс. Режим доступа: <https://materialsproject.org/materials/mp-3671/>
- [31] C. Villeneuve-Faure, K. Makasheva, L. Boudou, G. Teyssedre. *Space Charge at Nanoscale: Probing Injection and Dynamic Phenomena Under Dark/Light Configurations by Using KPFM and C-AFM*. In U. Celano (ed.). *Electrical Atomic Force Microscopy for Nanoelectronics* (Springer, 2019), p. 267–301. DOI: 10.1007/978-3-030-15612-1_9