06,08

Влияние временных параметров электрического воздействия на поляризационный и зарядовый отклик гетероструктуры $BiFeO_3/TiO_2(Nt)/Ti$

© Г.М. Гаджиев, А.Р. Алиев, Т.Н. Эфендиева, Н.С. Абакарова, Ш.М. Рамазанов

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН,
Махачкала, Россия

E-mail: ramazanv@mail.ru

Поступила в Редакцию 7 сентября 2026 г.
В окончательной редакции 17 октября 2026 г.
Принята к публикации 19 октября 2026 г.

Исследовано влияние временных параметров электрического воздействия на поляризационный и зарядовый отклик гетероструктуры $BiFeO_3/TiO_2(Nt)/Ti$. Поляризационные характеристики измерялись при различных амплитудах напряжения, временах выдержки t_{delay} в каждой точке развертки и интервалах $t_{between}$ между последовательными импульсами в модифицированной PUND-последовательности. Установлено, что увеличение $t_{between}$ приводит к релаксации состояния, сформированного предыдущим поляризующим импульсом, тогда как увеличение t_{delay} сопровождается существенным ростом измеряемого заряда непосредственно под действием приложенного напряжения. Для одной полярности временная зависимость разности поляризационного отклика удовлетворительно описывается растянутой экспоненциальной функцией с характерными временами порядка 3–4 s, тогда как для противоположной полярности наблюдается логарифмическая эволюция с характерным временным масштабом порядка 0.2 s. При больших значениях t_{delay} измеряемая эффективная плотность заряда достигает величин, значительно превышающих характерный масштаб собственной сегнетоэлектрической поляризации $BiFeO_3$, что указывает на существенный вклад процессов переноса, захвата и перераспределения носителей заряда. Полученные результаты показывают, что электрический отклик гетероструктуры определяется совместной динамикой поляризационной и зарядовой подсистем и существенно зависит от длительности и временной последовательности приложенного напряжения.

Ключевые слова: $BiFeO_3$, эволюция поляризации, инжекция заряда, тонкие пленки.

DOI: 10.61011/FTT.2026.10.64099.10611

1. Введение

Феррит висмута $BiFeO_3$ (BFO) является одним из наиболее изучаемых однофазных мультиферроиков благодаря сосуществованию сегнетоэлектрического и магнитного упорядочений при комнатной температуре, высокой спонтанной поляризации и возможности электрического управления доменной структурой. Эти свойства делают тонкие пленки BFO перспективными для создания энергонезависимых элементов памяти, ферроэлектрических и резистивных переключателей, сенсорных и многофункциональных устройств. Интерес к тонкопленочному BFO связан с обнаружением значительного увеличения поляризации в эпитаксиально напряженных пленках и высокой чувствительности его функциональных характеристик к состоянию интерфейсов, механическим напряжениям и дефектной структуре [1–3].

Практическое использование тонкопленочных сегнетоэлектриков в устройствах памяти во многом определяется стабильностью переключенного поляризационного состояния. В реальных структурах остаточная поляризация после снятия внешнего поля может изменяться вследствие деполяризующего и встроенного электрических полей, обратного переключения доменов, перераспределения заряженных дефектов и экранирующих зарядов. Эти процессы во многом обусловлены возникновением и развитием во времени в образце встроенного электрического поля, явление, именуемое в англоязычной литературе как импринт (imprint). Импринт приводит к формированию предпочтительного направления поляризации и соответствующему смещению петли гистерезиса. Для BFO существенное влияние на релаксацию доменной структуры оказывают состояния поверхности и интерфейсов, кислородные вакансии и динамика экранирующего заряда; в частности, для противоположно ориентированных доменных состояний может наблюдаться существенно различная устойчивость во времени [4–8].

Ранее, методами атомно-слоевого осаждения (АСО) была продемонстрирована возможность увеличения площади гетерогенной границы раздела путем формирования слоя BFO как на плоских, так и на трехмерных подложках [9–11]. Структуры, полученные методом АСО BFO на поверхности массива нанотрубок TiO_2, сочетают сегнетоэлектрические и полупроводниковые свойства, причем их проводимость существенно зависит не только от величины приложенного напряжения, но и от продолжительности его действия. Такое поведение связывается

с захватом и высвобождением носителей на дефектных уровнях, кислородными вакансиями и электрической неоднородностью границы BFO/TiO_2 [11].

В большинстве исследований остаточной поляризации временным параметром является интервал между записью поляризационного состояния и его последующим считыванием при слабом внешнем поле. При этом значительно меньше внимания уделяется влиянию самой длительности действия поляризующего электрического поля на последующее состояние неоднородной сегнетоэлектрик–полупроводниковой структуры. Однако увеличение продолжительности электрического воздействия может одновременно изменять степень переключения доменов, инжекцию носителей, заполнение ловушек и пространственное экранирование поляризационного заряда. В результате измеряемый заряд представляет собой совокупность быстрого сегнетоэлектрического отклика и более медленных процессов переноса и локализации носителей. Варьирование временных параметров импульсной последовательности напряжений, прикладываемых к образцу, является эффективным способом разделения и изучения этих процессов [12]. В настоящей работе исследована поляризационная динамика гетероструктуры $BiFeO_3/TiO_2$(Nt)/Ti в широком диапазоне длительностей воздействия электрического поля.

2. Образцы и методика эксперимента

Пленки BFO толщиной 50 nm выращивались методом атомно-слоевого осаждения (АСО) на установке ALDCERAM ML-200. В качестве подложки использовалась титановая пластина, на которой предварительно электрохимическим методом была получена пленка TiO_2(Nt) в виде вертикальных нанотрубок. Толщина слоя TiO_2(Nt) составляла $\sim 2.0\,\mu$m. В качестве источников прекурсоров использовали $Bi(mmp)_3$ и ферроцен $Fe(cp)_2$. В методе АСО прекурсоры доставлялись в камеру с помощью газа-носителя N_2 чистотой 99.999 %. Температурный интервал испарения $Bi(mmp)_3$ составлял 135–145 °C, температура испарения ферроцена составляла 90 °C. АСО BiO_x состоял из импульса прекурсора $Bi(mmp)_3$ длительностью 1, 2 s, далее продувка N_2 напуск импульса O_3 — 5 s, в промежутке между циклами проводили продувку азотом в течении 15 s. Затем были применены циклы АСО FeO_x. Длительность импульса прекурсора $Fe(C_5H_5)_2$ — 2 s. Количество подциклов напуска каждого прекурсора составляло 90. Реактор равномерно нагревался до 250 °C. После проводили термическую обработку полученных образцов на воздухе при температуре 660 °C в течении 60 min. Более детально экспериментальная часть изготовления данной структуры описана в работе [13].

Поляризационные свойства, исследуемой пленочной структуры изучали с помощью электрометра Keithley 6517B со встроенным источником напряжения в режиме измерения заряда. Напряжение как функция времени $U(t)$ в форме двух последовательных биполярных треугольных импульсов прикладывалось к образцу, при этом скорости нарастания и спада $U(t)$ совпадали. В каждой точке развертки измерение проводилось по схеме: генерация напряжения — задержка (ожидание) — измерение заряда. Величина задержки t_{delay} варьировалась от 0 s до 120 s. Опция скорости измерения была выбрана как нормальная, соответствующая времени интегрирования сигнала, равному одному периоду сетевого напряжения (1 PLC, что составляет 20 ms). Для $t_{\text{delay}} = 0$ s при нормальной скорости измерения развертка биполярного треугольного импульса напряжения осуществляется за 0.8 s; $t_{\text{delay}} = 0$ означает отсутствие дополнительной выдержки после установки очередного значения напряжения; конечная длительность измерения сохраняется вследствие времени установки напряжения и интегрирования сигнала. Работа источника-измерителя была автоматизирована в среде LabVIEW. Верхний электрический контакт создавался подпружиненным платиновым электродом с площадью контакта $S \approx 3.14 \cdot 10^{-4}\,\text{cm}^2$ на который подавался потенциал смещения (знак напряжения определялся относительно верхнего электрода), нижним контактом служила титановая подложка. Измерительная конструкция была экранирована заземленным алюминиевым корпусом (рис. 1). Перед каждым циклом измерения остаточный заряд с поверхности образца удалялся через внутренный высокомный (10 MΩ) шунт в течение одной двух секунд.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены петли $P-U$, измеренные при $T = 300$ K для различных амплитуд биполярного напряжения треугольной формы. Петли на рис. 2 получены при максимальной скорости (доступной для электрометра Keithley 6517B в выбранном режиме работы) развертки напряжения. С увеличением максимального напряжения от 10 до 50 V наблюдается закономерное увеличение размаха петли как по оси напряжения, так и по оси поляризации. При этом петли имеют выраженную наклонную форму и остаются заметно асимметричными относительно начала координат. При малой амплитуде, $U_{\max} = 10$ V, петля характеризуется сравнительно небольшим размахом поляризации. Увеличение $U_{\max}$ приводит к постепенному расширению гистерезиса, причем наибольшие значения измеряемой поляризации (для используемого в работе интервала напряжений 10–50 V) достигаются при $U_{\max} = 50$ V. Такое поведение свидетельствует об увеличении доли электрически активных областей структуры с ростом поля. В сегнетоэлектрической составляющей отклика это может соответствовать постепенному вовлечению в переключение доменов с различными локальными коэрцитивными полями. Вместе с тем наклонная форма петель указывает на присутствие существенного несегнетоэлек-

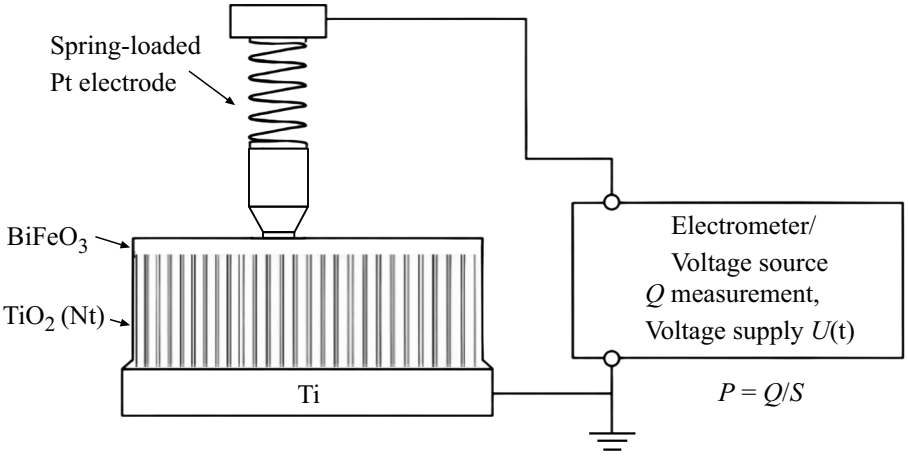


Рис. 1. Схематическое представление исследуемой структуры с подпружиненными электродом.

трического вклада. Следует также учитывать, что величина $P = Q/S$ в настоящих измерениях нормирована на геометрическую площадь верхнего Pt-контакта. Для конформной пленки на массиве нанотрубок эта площадь не эквивалентна реальной развитой площади внутренних интерфейсов, участвующих в накоплении заряда. Поэтому получаемая величина P представляет собой прежде всего эффективную поверхностную плотность измеренного заряда, содержащую как сегнетоэлектрическую, так и межфазную и объемно-зарядовую составляющие. Таким образом, рис. 2 показывает исходное состояние системы, в котором сегнетоэлектрический гистерезис уже сосуществует с процессами переноса и накопления заряда.

Наиболее существенные изменения обнаружены при варьировании времени ожидания t_{delay} между установкой очередного значения напряжения и регистрацией заряда. В использованной измерительной последовательности каждая точка формируется по схеме „установка напряжения — выдержка — измерение заряда“, причем t_{delay} может изменяться в широком диапазоне. На рис. 3 представлены $P-U$ петли для амплитуд биполярного треугольного импульса 10, 30 и 50 V, измеренные при различных значениях t_{delay}. Уже при $U_{\max} = 10$ V увеличение t_{delay} от 0.2 до 1 s сопровождается существенным расширением петли и увеличением измеряемого заряда. На вставке видно, что дальнейшее увеличение выдержки до нескольких и десятков секунд усиливает этот эффект. При $U_{\max} = 30$ V временная зависимость становится значительно более выраженной: с ростом t_{delay} размах петли увеличивается на порядок и более, причем отрицательная ветвь изменяется сильнее положительной. При 50 V эффект приобретает еще более резкий характер: для $t_{\text{delay}} = 5$ s измеряемые значения достигают порядка 10^2 и $-3 \cdot 10^2\,\mu\text{C/cm}^2$.

Столь сильная зависимость от времени выдержки является важным результатом. Если бы зарегистрированный заряд определялся только быстрым переключением

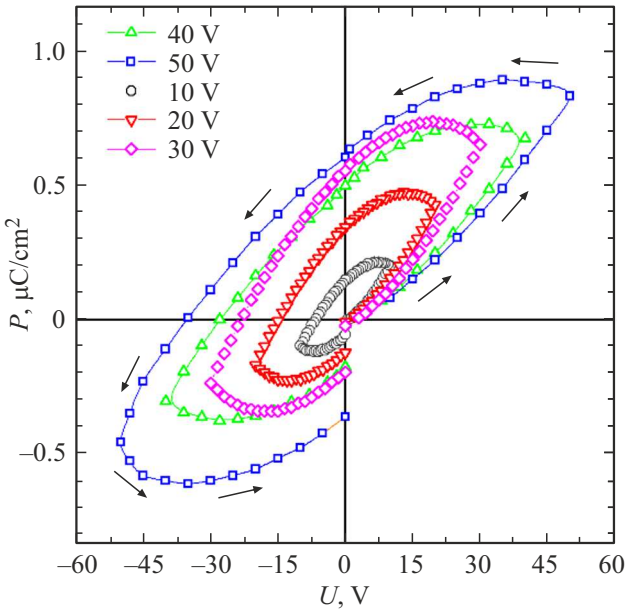


Рис. 2. Петли гистерезиса поляризации $P-U$ для образца при температуре $T = 300$ K, измеренные при различных амплитудах напряжения треугольной формы $U(t)$ (указаны наверху слева). Стрелками указано направление обхода петли.

сегнетоэлектрических доменов, после завершения переключения увеличение времени нахождения при неизменном поле не должно было бы приводить к многократному росту Q/S. Следовательно, при увеличении t_{delay} в измеряемый отклик все больший вклад вносят медленные процессы переноса и локализации зарядов. Для сравнения, для эпитаксиальных пленок BFO характерные значения спонтанной поляризации при комнатной температуре составляют порядка $50-60\,\mu\text{C/cm}^2$ [1]. Поэтому значения в сотни $\mu\text{C/cm}^2$, наблюдаемые на рис. 3, тем более нельзя интерпретировать исключительно как собственную сегнетоэлектрическую поляризацию BFO.

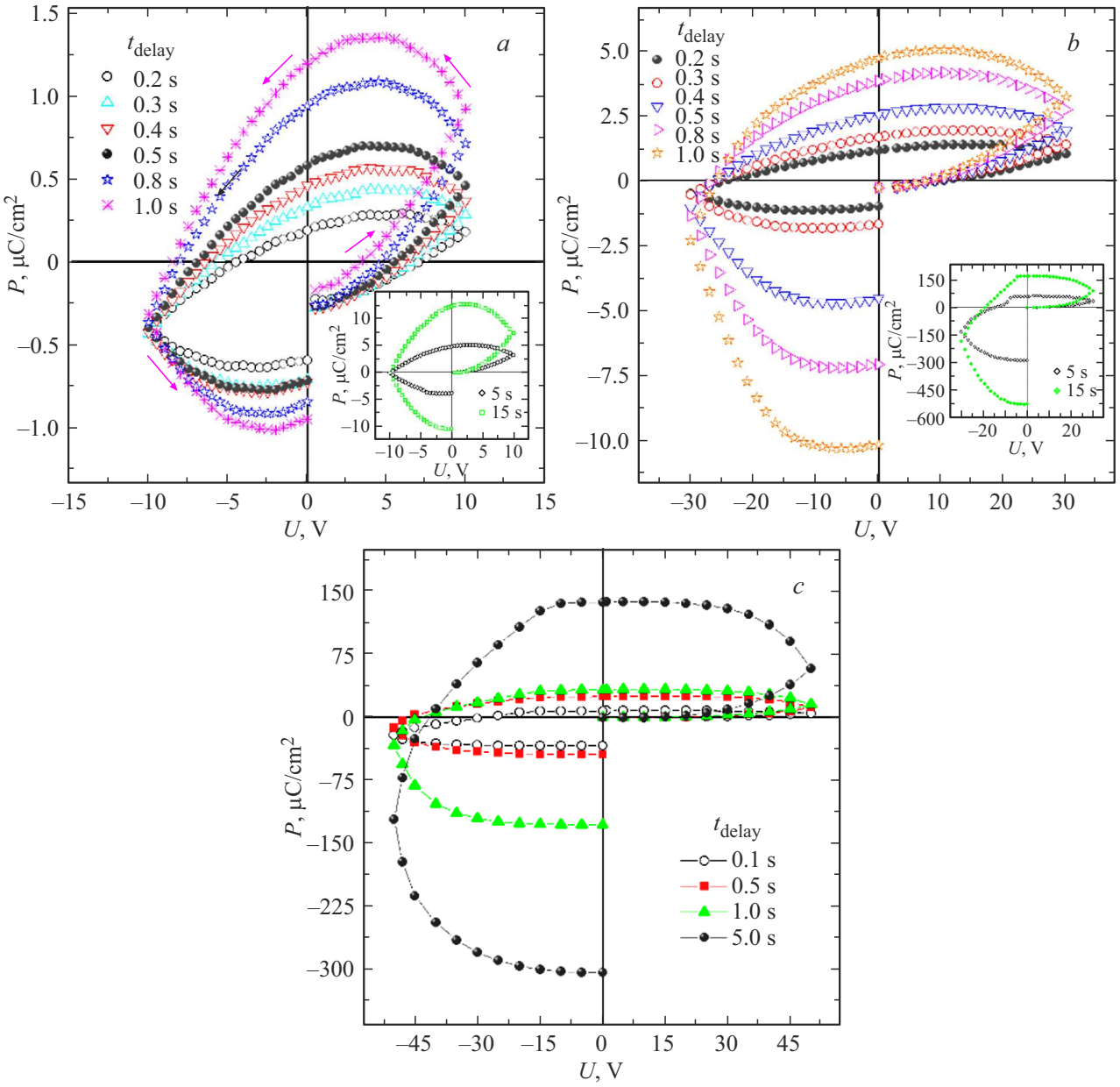


Рис. 3. $P-U$ петли гистерезиса для разных значений времени ожидания t_{delay} между приложенным напряжением и измерением: *a* — амплитуда двойного биполярного треугольного импульса напряжения — ±10 V; *b* — ±30 V; *c* — ±50 V. На вставке рисунков *a* и *b* указаны петли $P-U$ для t_{delay} 5 и 15 s.

Для рассматриваемой структуры естественно представить измеряемый отклик в виде:

$$P_{app}(t) = Q_{meas}(t)/S;$$

$$Q_{meas} = Q_{FE} + Q_{diel} + Q_{trap} + Q_{cond}, \qquad (1)$$

где заряд Q_{FE} соответствует переключаемой сегнетоэлектрической составляющей, Q_{diel} — обычный обратимый диэлектрический (ёмкостный) заряд, Q_{trap} — заряд, захваченного ловушками или накопленного в интерфейсных областях, Q_{cond} — заряд, прошедший через структуру вследствие проводимости. Данное разложение носит качественный характер, однако позволяет объяснить наблюдаемое резкое увеличение кажущейся поляризации P_{app} с длительностью воздействия поля. Такая интерпретация согласуется с ранее исследованной временной эволюцией тока утечки именно в $BiFeO_3/TiO_2$(Nt)/Ti (BFOT)-структуре. Для нее обнаружено характерное время порядка 0.5 s, связанное с захватом и высвобождением носителей на дефектных уровнях, а медленно изменяющаяся составляющая тока была отнесена к перераспределению свободных зарядов в объеме структуры и их захвату ловушками, в качестве которых могут выступать кислородные вакансии [14].

Особое внимание привлекает асимметрия рис. 3. При одинаковой абсолютной величине внешнего напряжения заряд на отрицательной ветви при больших t_{delay} значительно превышает соответствующее значение на положительной ветви. Подобное поведение ожидаемо для структуры Pt/BFO/TiO_2(Nt)/Ti, в которой верхний и нижний интерфейсы принципиально неэквивалентны. Различия высот потенциальных барьеров, плотности ловушек и распределения дефектов могут приводить к различным условиям инжекции носителей при противоположной полярности поля. Таким образом, эксперимент на рис. 3 непосредственно показывает, что состояние структуры определяется не только величиной приложенного напряжения, но и произведенной полем электрической предысторией, то есть продолжительностью его действия.

Для разделения процессов, происходящих непосредственно под действием поля, и процессов релаксации после его снятия использована последовательность квази-PUND (Positive-Up, Negative-Down), состоящая из импульсов P, U, N и D. В эксперименте независимо варьировались два временных параметра: t_{delay}, характеризующий длительность воздействия определенного значения напряжения внутри треугольного импульса, и t_{between}, задающий интервал между последовательными импульсами (см. верхнюю часть рис. 4).

Мы называем использованный подход как квази-PUND, поскольку минимальная длительность импульсов в вышеуказанной последовательности в нашем случае равна 0.4 s ($t_{\text{delay}} = 0$ s; число шагов в развертке — 20), в то время как в типичных методах PUND длительность импульсов не превышет миллисекунды [12]. Если в течение t_{between} часть поляризации успевает обратно переключиться или релаксирует компенсирующий пространственный заряд, то к моменту приложения U состояние образца уже отличается от состояния сразу после P. В результате происходит смещение ветви U относительно P такое, что между нисходящей и восходящей ветвями импульсов P и U (N и D) соответственно, появляется зазор, указанный жирной штриховой линией в левой верхней рамке на рис. 4.

На рис. 5 величина этого зазора в самой широкой области, обозначенная как $|\Delta P|$, возрастает с увеличением t_{between}. Для обеих полярностей наиболее быстрое изменение происходит в первые несколько секунд при 30 и 40 V, затем наблюдается переход к более слабой временной зависимости и приближение к насыщению. Для 40 V величина $|\Delta P|$ достигает приблизительно $0.16\,\mu\text{C/cm}^2$ для одной ветви (рис. 5, a) и $0.13\,\mu\text{C/cm}^2$ для противоположной (рис. 5, b), тогда как при 10 V эффект существенно слабее. Рост $|\Delta P|$ с t_{between} свидетельствует о постепенной потере состояния, сформированного первым поляризующим импульсом. Однако применительно к BFOT правильнее говорить не только о классическом обратном переключении доменов, но и о совместной релаксации поляризационного и зарядового состояний.

Для количественного анализа временной эволюции потери поляризации зависимости $\Delta P(t_{\text{between}})$ были аппроксимированы различными релаксационными функциями. Установлено, что отрицательная компонента $|-\Delta P|$ (рис. 5, b) при $U = -30$ и -40 V наиболее удовлетворительно описывается растянутой экспоненциальной зависимостью:

$$|\Delta P| = P_0 + A\{1 - \exp[-(t/\tau)^{\beta}]\}, \qquad (2)$$

Полученные характерные времена τ составляют 2.99 ± 0.55 и 4.05 ± 0.40 s соответственно, тогда как показатели растяжения равны $\beta = 0.59 \pm 0.07$ и 0.74 ± 0.07. Значения $\beta < 1$ свидетельствуют о дисперсионном характере релаксации, обусловленном распределением локальных времен релаксации в электрически неоднородной гетероструктуре. В отличие от этого, временная зависимость $+\Delta P$ (рис. 5, a) не демонстрирует выраженного насыщения и при 30–40 V лучше описывается логарифмической зависимостью, аналогичной по функциональной форме зависимости, полученной в модели импринта Таганцева [6]:

$$\Delta P = P_0 + A\ln(1 + t/t_0), \qquad (3)$$

с $t_0 = 0.225 \pm 0.110$ s при 30 V и 0.164 ± 0.064 s при 40 V. Различный характер временной эволюции для противоположных направлений поляризации указывает на существенную роль асимметрии интерфейсов и связанного с ней перераспределения пространственного и захваченного заряда. В логарифмическом законе параметр A в (3) характеризует интенсивность временной эволюции поляризационного отклика, то есть величину изменения ΔP на единичный интервал логарифмического времени, тогда как t_0 задаёт характерный временной масштаб начала данного процесса. В уравнении (2) для растянутой экспоненты коэффициент A определяет амплитуду релаксирующей составляющей и соответствует разности между предельным и начальным значениями поляризационного отклика.

Во время ненулевого интервала могут происходить обратное переключение части доменов, релаксация деполяризующего поля, перераспределение интерфейсного заряда, высвобождение носителей из неглубоких ловушек и миграция заряженных дефектов. Подобная связь между удержанием поляризации (retention) и состоянием интерфейсного заряда установлена для BFO в литературе. Jiang и соавт. [7] показали возможность исследования удержания поляризации и импринт в проводящих BFO-пленках после отделения тока утечки от тока переключения, а Liu и соавт. [8] продемонстрировали, что инжекция зарядов вблизи электродов может существенно изменять устойчивость поляризации. Полученные данные поэтому позволяют сделать важное различие между двумя экспериментальными режимами: $t_{\text{between}} \Rightarrow$ релаксация преимущественно без внешнего поля, тогда как $t_{\text{delay}} \Rightarrow$ эволюция состояния непосредственно под действием поля. Именно независимое управление этими

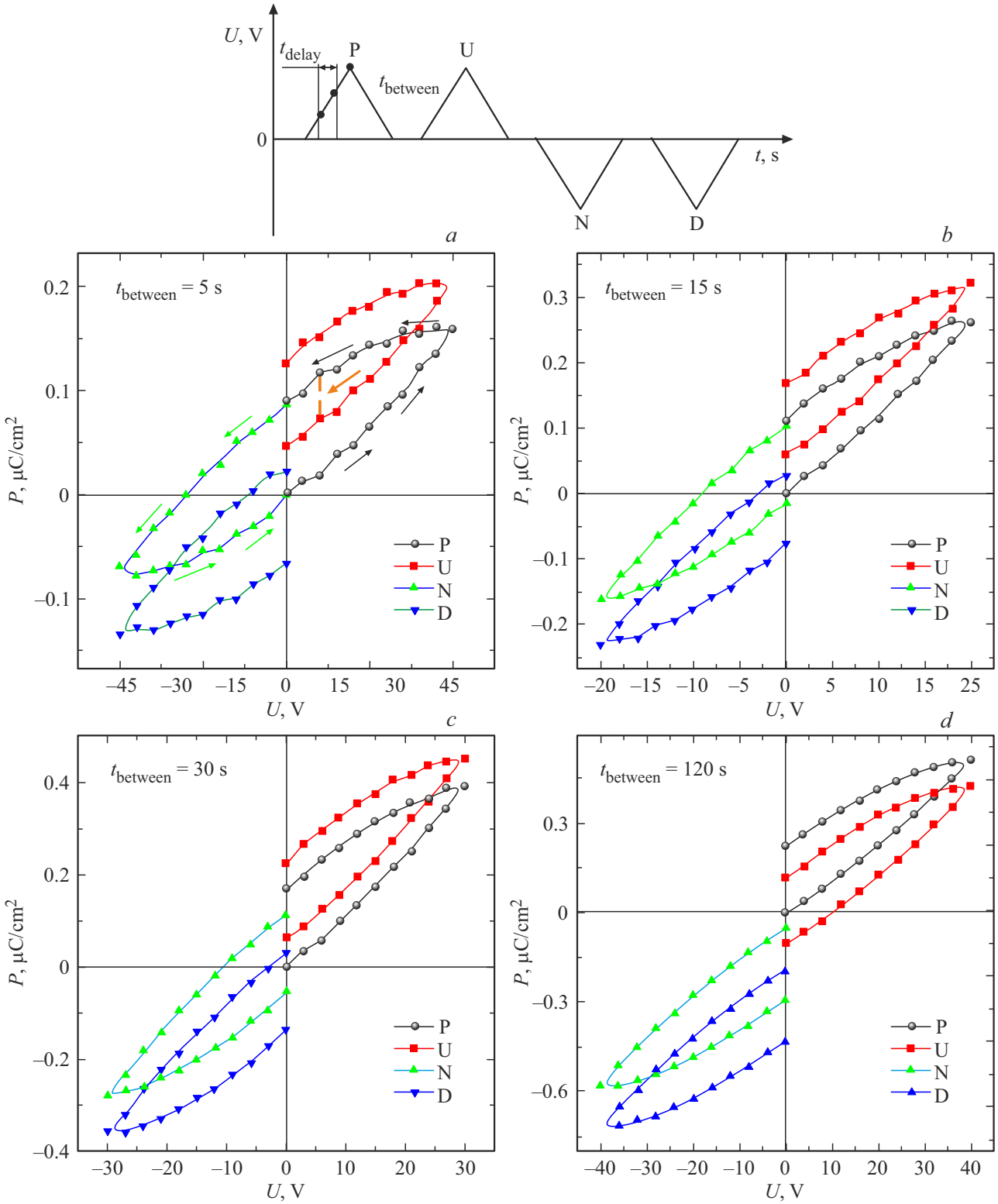


Рис. 4. Поляризационные характеристики образца, измеренные методом квази-PUND. На рисунке сверху приведена схема прикладываемых к образцу импульсов напряжения. Зависимости $P-U$ получены для разных интервалов времени $t_{between}$ между импульсами $P-U-N-D$ (указаны в рамках наверху слева) и при нулевом времени ожидания t_{delay} между точками развертки треугольных форм напряжения.

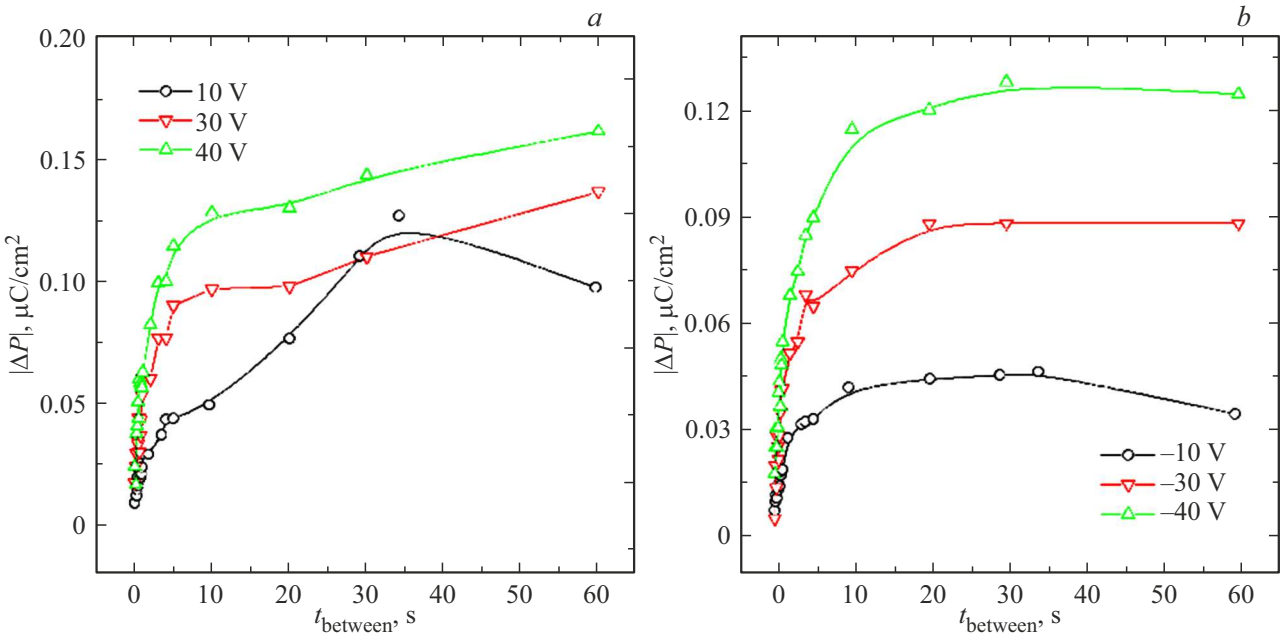


Рис. 5. Временная эволюция разности поляризационного отклика $|\Delta P|$ между последовательными импульсами квази-PUND. ΔP оценена как самая широкая область зазора между нисходящей и восходящей ветвями импульсов P и U соответственно (указана в верхней левой рамке рис. 4 жирной штриховой линией). *a* — ветви соответствуют положительным импульсам напряжения (амплитуды указаны наверху слева); *b* — ветви получены для отрицательных импульсов напряжения (амплитуды указаны внизу справа).

временными параметрами является существенным преимуществом использованной методики.

Дополнительное подтверждение различной природы двух временных эффектов дают результаты рис. 6. Здесь интервал t_{between} между последовательными импульсами выбран равным нулю, а изменяется только время t_{delay} внутри каждой точки развертки. Для $t_{\text{delay}} = 0.1\,\text{s}$ поляризационные характеристики импульсов P, U, N и D сохраняют сравнительно небольшой размах, порядка долей $\mu\text{C/cm}^2$. При увеличении выдержки до 1 s измеряемый заряд возрастает уже до единиц $\mu\text{C/cm}^2$, при 5 s — до нескольких $\mu\text{C/cm}^2$, а при $t_{\text{delay}} = 25\,\text{s}$ достигает десятков $\mu\text{C/cm}^2$. Важно, что при этом $t_{\text{between}} = 0$. Следовательно, резкое увеличение заряда невозможно связать с обычной потерей поляризации во время хранения между, прикладываемыми к образцу, импульсами. Оно формируется непосредственно в процессе длительного нахождения структуры под приложенным напряжением. Это еще раз указывает на возрастающую роль инжекции и захвата носителей.

Особенность используемой в работе последовательности импульсов состоит в том, что фоновые процессы не обязательно полностью воспроизводятся в импульсах P и U или N и D. Если первый импульс изменяет заполнение ловушек, внутреннее поле или состояние интерфейсного барьера, то следующий импульс той же полярности прикладывается уже к электрически измененной системе. Поэтому разность $P-U$ при больших t_{delay} нельзя автоматически считать чистой переключаемой поляризацией. В данном случае она содержит информацию о необратимой либо медленно обратимой перестройке зарядового состояния, вызванной первым импульсом. Физически данный процесс близок к сценарию, использованному в модели импринта Таганцева [6]: инжекция и накопление заряда в приэлектродной области изменяют локальное внутреннее поле, которое, в свою очередь, влияет на последующий перенос заряда и устойчивость поляризации. Однако в настоящем случае развитый $\text{BFO/TiO}_2\text{(Nt)}$ интерфейс дополнительно создает множество пространственно неоднородных путей транспорта и центров локализации, поэтому простой однослойный вариант модели следует рассматривать лишь как качественную аналогию.

На рис. 7 представлены значения остаточного поляризационного отклика, извлеченные из P, U, N и D зависимостей как функция t_{delay}.

Положительные ветви демонстрируют относительно плавное увеличение: при росте выдержки до 30 s величина $\text{Pr}[P]$ возрастает приблизительно до $27\,\mu\text{C/cm}^2$, а $\text{Pr}[U]$ — до $50\,\mu\text{C/cm}^2$. Принципиально другое поведение наблюдается после приложения отрицательных импульсов. До $t_{\text{delay}} \approx 20-25\,\text{s}$ изменения остаются относительно умеренными, однако при дальнейшем увеличении выдержки возникает резкий скачок. Особенно сильным он является для D-ветви: измеряемая эффективная плотность заряда переходит в диапазон порядка $10^3\,\mu\text{C/cm}^2$. Такое значение физически невозможно интерпретировать как собственную остаточную поляризацию BFO.

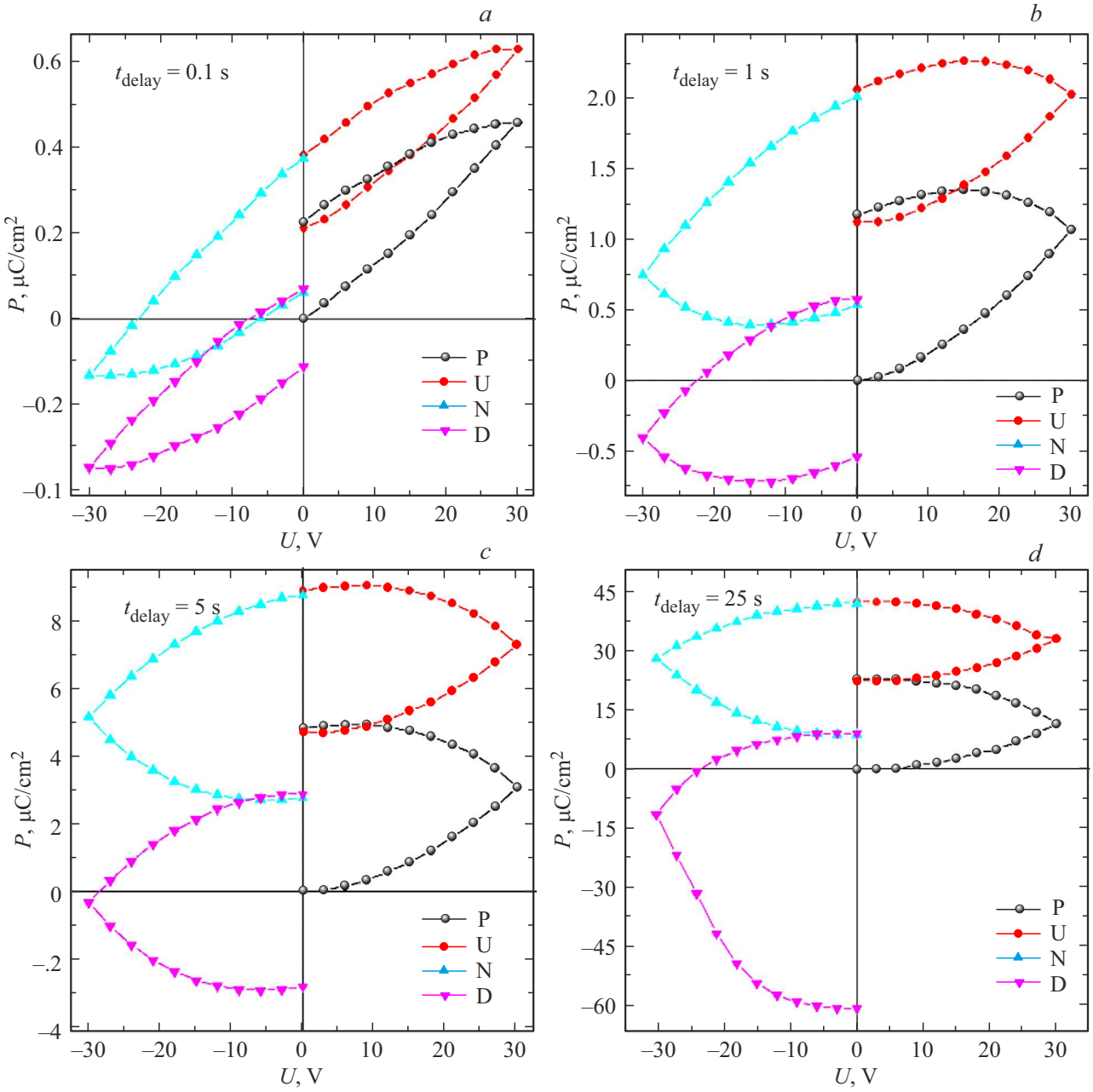


Рис. 6. Влияние скорости развертки импульсов напряжения на петли гистерезиса $P-U$ зависимости при нулевом интервале времени $t_{between}$ между импульсами.

Резкий пороговый рост, наблюдаемый только для одной полярности, указывает на качественное изменение режима переноса заряда. Наиболее вероятными причинами могут быть интенсивная инжекция носителей через один из несимметричных интерфейсов, заполнение ловушек с последующим снижением барьера, развитие пространственно-зарядовой проводимости либо переход в более проводящее резистивное состояние. Подобная интерпретация согласуется с ранее установленным для BFOT существованием электрически неоднородных состояний и токов, зависящих от длительности воздействия напряжения. В тех же структурах выявлены ток абсорбции, захват носителей дефектными уровнями и характерные времена релаксации, причем в качестве вероятных центров захвата рассматривались кислородные вакансии [14]. Таким образом, резкий рост на рис. 7 следует рассматривать не как „гигантскую поляризацию“, а как экспериментальный признак перехода от преимущественно поляризационного режима к режиму, в котором доминирует транспорт и накопление заряда.

Совокупность результатов рис. 2–7 позволяет предложить следующую качественную картину. При коротком электрическом воздействии отклик BFOT определяется преимущественно быстрыми процессами: емкостным

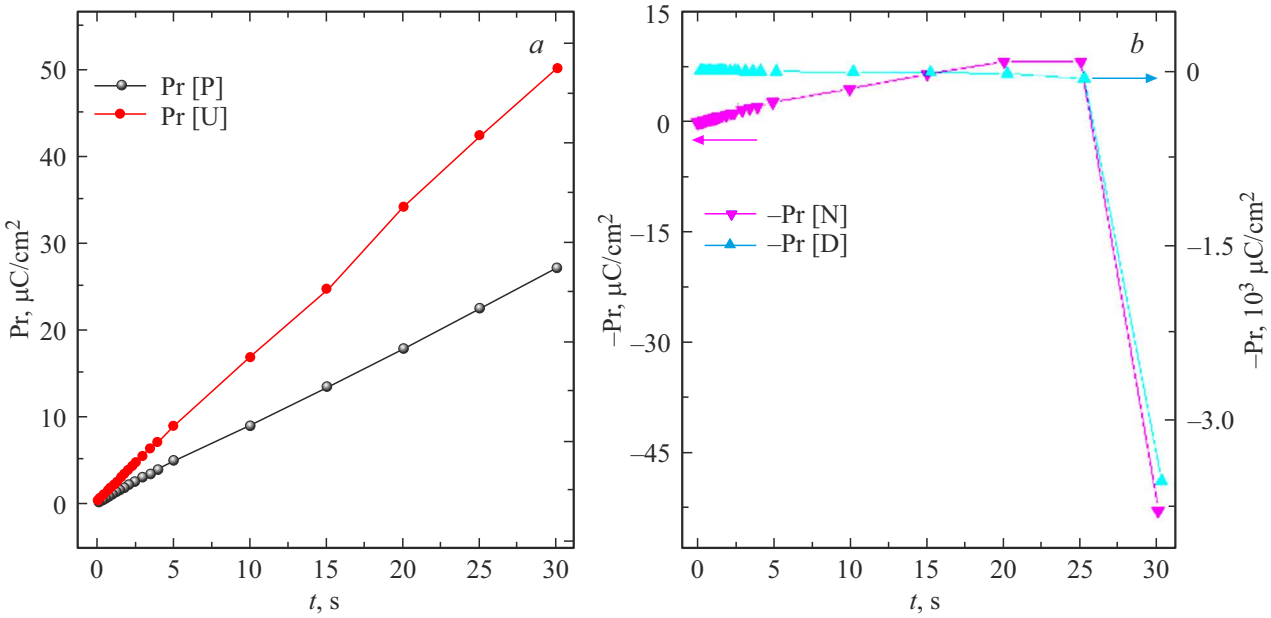


Рис. 7. Динамика изменения остаточной поляризации в зависимости от времени выдержки электрического напряжения ($U_{max} = 30$ V) в каждой точке развертки импульса напряжения.

током и переключением доступной части доменной структуры BFO. С увеличением времени воздействия включаются более медленные процессы — перераспределение носителей, инжекция через интерфейсы Pt/BFO и BFO/TiO_2, заполнение ловушек и формирование пространственного заряда. Накопленный заряд изменяет внутреннее поле гетероструктуры. В зависимости от его знака и локализации это поле может либо способствовать обратному переключению и ухудшать retention, либо частично экранировать исходное деполяризующее поле и стабилизировать поляризованное состояние. Возможность обоих сценариев известна для тонких пленок BFO: инжекция зарядов может как участвовать в развитии импринта, так и повышать устойчивость поляризации при соответствующей полярности воздействия [6,8]. Для BFOT существенным дополнительным фактором является развитая нанотрубчатая граница раздела. Конформное покрытие TiO_2(Nt) слоем BFO увеличивает площадь интерфейса и создает пространственно неоднородное распределение поля и дефектных состояний. Ранее на этой структуре было непосредственно показано проникновение BFO в массив нанотрубок и наличие нелинейной, зависимой от времени проводимости [11]. Поэтому одновременно наблюдаемые гистерезис, retention и сильная зависимость Q/S от времени электрического воздействия являются взаимосвязанными проявлениями динамики доменной и зарядовой подсистем.

Основным результатом настоящего исследования, таким образом, является обнаружение двух различных типов временной эволюции поляризационного состояния $BiFeO_3/TiO_2$(Nt)/Ti. Увеличение интервала $t_{between}$ отражает преимущественно релаксацию сформированного состояния после действия поляризующего импульса, тогда как увеличение t_{delay} приводит к продолжительной эволюции структуры непосредственно под электрическим полем и сопровождается накоплением значительного пространственного и инжектированного заряда. При больших напряжениях и временах воздействия второй механизм становится доминирующим и определяет форму измеряемых $P-U$-зависимостей.

4. Заключение

В работе исследовано влияние временных параметров электрического воздействия на поляризационный и зарядовый отклик гетероструктуры $BiFeO_3/TiO_2$(Nt)/Ti. Показано, что изменение времени выдержки под приложенным напряжением и интервала между последовательными импульсами приводит к существенной перестройке измеряемых $P-U$-зависимостей и отражает различную динамику процессов, протекающих непосредственно под действием поля и после его снятия. Установлено, что временная эволюция отклика носит выраженно асимметричный характер для противоположных полярностей и может описываться различными релаксационными зависимостями. При увеличении длительности электрического воздействия наблюдается значительный рост измеряемого заряда, который при больших временах и напряжениях уже не может быть связан исключительно с сегнетоэлектрической поляризацией BFO и указывает на существенный вклад процессов переноса, захвата и перераспределения носителей заряда в объеме структуры и на интерфейсах. Полученные результаты свидетельствуют о совместном влиянии поляризационной и зарядовой

подсистем на электрический отклик гетероструктуры $BiFeO_3/TiO_2(Nt)/Ti$ и показывают существенную роль временных параметров электрического воздействия в формировании ее функционального состояния.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J. Wang, J.B. Neaton, H. Zheng, V. Nagarajan, S.B. Ogale, B. Liu, D. Viehland, V. Vaithyanathan, D.G. Schlom, U.V. Waghmare, N.A. Spaldin, K.M. Rabe, M. Wuttig, R. Ramesh. Science **299**, *5613*, 1719 (2003). DOI: 10.1126/science.1080615

[2] G. Catalan, J.F. Scott. Adv. Mater. **21**, *24*, 2463 (2009). DOI: 10.1002/adma.200802849

[3] J.C. Yang, Q. He, P. Yu, Y.H. Chu. Annu. Rev. Mater. Res. **45**, 249 (2015). DOI: 10.1146/annurev-matsci-070214-020837

[4] Y.C. Chen, C.H. Ko, Y.C. Huang, J.C. Yang, Y.H. Chu. J. Appl. Phys. **112**, *5*, 052017 (2012). DOI: 10.1063/1.4746077

[5] J.X. Gu, K.J. Jin, C. Ge, C. Ma, G.Z. Yang. AIP Adv. **6**, *1*, 015220 (2016). DOI: 10.1063/1.4941359

[6] A.K. Tagantsev, I. Stolichnov, N. Setter, J.S. Cross. J. Appl. Phys. **96**, *11*, 6616 (2004). DOI: 10.1063/1.1805190

[7] A.Q. Jiang, X.B. Liu, Q. Zhang. Appl. Phys. Lett. **99**, *14*, 142905 (2011). DOI: 10.1063/1.3647577

[8] X.B. Liu, N.F. Ding, A.Q. Jiang, P.X. Yang. Appl. Phys. Lett. **100**, *13*, 132901 (2012). DOI: 10.1063/1.3697989

[9] M. Coll, J. Gźquez, I. Fina, Z. Khayat, A. Quindeau, M. Alexe, M. Varela, S. Trolier-McKinstry, X. Obradors, T. Puig. Chem. Mater. **27**, *18*, 6322 (2015). DOI: 10.1021/acs.chemmater.5b02093

[10] M. Puttaswamy, M. Vehkamäki, K. Kukli, M.C. Dimri, M. Kemell, T. Hatanpää, M.J. Heikkilä, K. Mizohata, R. Stern, M. Ritala, M. Leskel a. Thin Solid Films **611**, 78 (2016). DOI: 10.1016/j.tsf.2016.05.006

[11] S. Ramazanov, F. Orudzhev, G. Gajiev. Surfaces **7**, *1*, 1 (2024). DOI: 10.3390/surfaces7010001

[12] S. Lancaster, P.D. Lomenzo, M. Engl, B. Xu, T. Mikolajick, U. Schroeder, S. Slesazeck. Front. Nanotechnol. **4**, 939822 (2022). DOI: 10.3389/fnano.2022.939822

[13] F. Orudzhev, S. Ramazanov, D. Sobola, A. Isaev, C. Wang, A. Magomedova, M. Kadiev, K. Kaviyarasu. Nanomaterials **10**, *11*, 2183 (2020). DOI: 10.3390/nano10112183

[14] Г.М. Гаджиев, Ш.М. Рамазанов, Н.С. Абакарова, Т.Н. Эфендиева. ФТТ **66**, *2*, 259 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.02.57249.227

Редактор Ю.Э. Китаев