04

Диэлектрические и переключательные свойства сегнетоэлектрических сверхрешеток и многослоек

© А.С. Сидоркин[1], Y. Gagou[2], P. Saint-Gregoire[3], Л.П. Нестеренко[1], А.В. Калгин[1,4]

[1] Воронежский государственный университет,
Воронеж, Россия
[2] Universite de Picardie Jules Verne,
Amiens, France
[3] University of Nimes,
Nimes, France
[4] Воронежский государственный технический университет,
Воронеж, Россия
E-mail: kalgin_alexandr@mail.ru

Поступила в Редакцию 7 августа 2025 г.
В окончательной редакции 8 августа 2025 г.
Принята к публикации 8 августа 2025 г.

В работе исследовались диэлектрические и переключательные свойства сегнетоэлектрических сверхрешеток и многогослоек со структурой отдельных слоев типа титаната бария. Детальный анализ свойств проведен на сегнетоэлектрических сверхрешетках $BaTiO_3/BaZrO_3$ (16 пар слоев), демонстрирующих сегнетоэлектрический фазовый переход при температуре 393 °C, которая существенно выше температуры фазового перехода в объемном и тонкопленочном $BaTiO_3$. Другими объектами исследования были многослойные структуры титанат стронция/титанат свинца/титанат стронция, где материалы слоев имели близкие температуры перехода в сегнетоэлектрическое состояние и параметры элементарной ячейки. Выявлены различия в поведении свойств сверхрешеток $BaTiO_3/BaZrO_3$ и многослоек $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$, которые связываются с разной интенсивностью механического и электрического взаимодействия составляющих данные структуры слоев.

Ключевые слова: сегнетоэлектрическая сверхрешетка, сегнетоэлектрическая многослойка, диэлектрическая проницаемость, ток переключения, механическое напряжение, фазовый переход.

DOI: 10.61011/FTT.2025.08.61318.225-25

1. Введение

В настоящее время сегнетоэлектрические материалы широко используются и применяются в микроэлектронике, микромеханике, энергонезависимой памяти и других применениях [1–8]. В случае использования на практике однородных кристаллических или керамических структур для изменения в нужном направлении характеристик используемых материалов обычно меняется элементный состав, кристаллическая структура (моно- или поликристалл), геометрия устройства, например, толщина пленок и материал электродов. Многослойные материалы [9,10] имеют более широкий перечень управляющих их характеристиками параметров. Используемые на практике характеристики таких структур могут существенно меняться в результате сильного взаимного влияния отдельных слоев многослойной системы, которое достигается изменением, например, толщины составляющих многослойную структуру однородных слоев, использованием различных комбинаций состава из двух или нескольких кристаллических фаз, изменением соотношений между долями каждой из них и др.

В основе природы влияния слоев многослойного материала друг на друга, обеспечивающих возможность изменения его свойств в практически нужном направлении, лежит возможность варьирования свойств указанного материала путем изменения действующих в таких структурах дальнодействующих упругих или электрических полей, а также короткодействующих химических взаимодействий контактирующих в таких структурах составляющих [11–13]. Среди обозначенных факторов влияние упругих деформаций для получения требуемых характеристик многослойных материалов в настоящее время используется наиболее часто.

Для практического применения сегнетоэлектрических материалов в различных устройствах микро и наноэлектроники, в частности, в приборах и устройствах энергонезависимой памяти, необходимо изучение диэлектрических свойств и процессов переключения поляризации в сегнетоэлектрических тонкопленочных структурах. На первом этапе настоящей работы изучалось влияние факторов, контролирующих изменения параметров сверхрешетки титанат бария/цирконат бария $BaTiO_3/BaZrO_3$ (BT/BZ) на ее диэлектрические и переключательные свойства. Исследуемые образцы состояли из 16 пар параллельных слоев указанных материалов. Период решетки, т.е. сумма толщин двух последовательных слоев $BaZrO_3$ (BZ) и $BaTiO_3$ (BT) для данной

решетки был равен 13.32 nm. Слои BZ и BT имели толщины 6.65 и 6.67 nm соответственно.

Недавние структурные исследования сверхрешеток BT/BZ, проведенные с использованием методов рентгеновской дифрактометрии и рамановской спектроскопии, показали, что практически для всех периодов сегнетоэлектрических сверхрешеток растяжение слоев $BaTiO_3$ в результате эпитаксиального сопряжения со слоями $BaZrO_3$, имеющими больший размер ячейки, стабилизирует в слое $BaTiO_3$ поляризацию в плоскости слоя. Объемный BT имеет тетрагональную структуру с размерами $a_{BT} = 3.992$ Å и $c_{BT} = 4.036$ Å при комнатной температуре, а BZ имеет кубическую структуру с размером $a_{BZ} = 4.192$ Å.

Сам по себе цирконат бария не является сегнетоэлектриком, а является параэлектриком, т.е. не обладает в свободном состоянии материала спонтанной поляризацией. Очевидно, что в рассматриваемой сверхрешетке при соединении двух слоев с различными значениями параметров постоянной решетки возникают механические напряжения. При этом в образуемой сверхрешетке элементарная ячейка цирконата бария сжимается, а титаната бария — растягивается.

2. Диэлектрические свойства сегнетоэлектрических сверхрешеток титанат бария/цирконат бария

Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ε и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$ для образца сверхрешетки титанат бария/цирконат бария показаны на рис. 1 и 2.

Проведенные исследования температурной зависимости диэлектрической проницаемости показывают, что в изучаемой сегнетоэлектрической сверхрешетке наблюдается сегнетоэлектрический фазовый переход при температуре 393 °C. Отметим, что найденное значение температуры фазового перехода для указанных сверхрешеток намного больше в сравнении с чистым титанатом бария, как в объемном виде, так и в виде тонких пленок [14–16].

Значение диэлектрической проницаемости решетки $BaTiO_3/BaZrO_3$ в максимуме, соответствующем фазовому переходу, велико и превышает значение диэлектрической проницаемости титаната бария, как в объемном виде, так и для тонких пленок. Указанное значение составляет почти 11000 единиц в точке Кюри.

Построение зависимости обратной диэлектрической проницаемости от температуры показало, что в отношении зависимости $1/\varepsilon(T)$ (рис. 3) исследуемая сверхрешетка ведет себя как материал с фазовым переходом второго рода.

Для нее выполняется не только закон Кюри–Вейсса, но и закон „двойки“: отношение тангенсов углов наклона зависимости $1/\varepsilon$ от температуры выше и ниже точки Кюри составляет ~ 2.0.

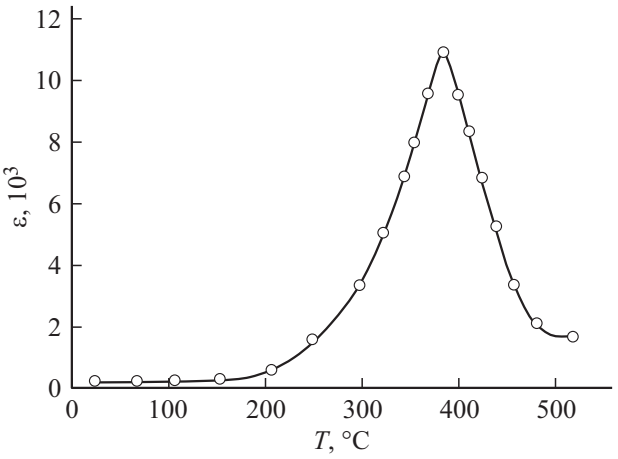

Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для образца сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$. Частота измерительного поля — 1 kHz, измерительное напряжение — 0.1 V.

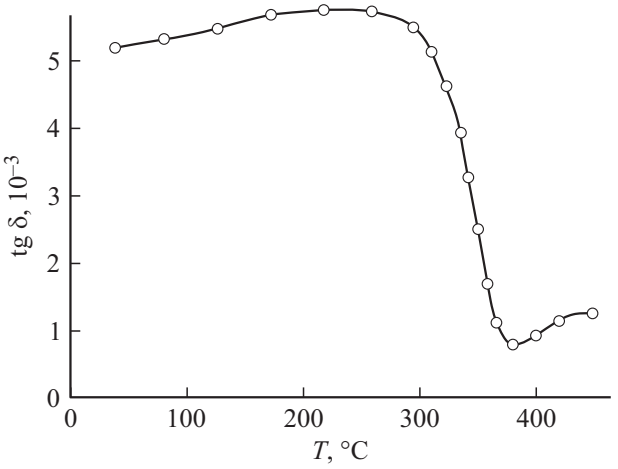

Рис. 2. Температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь для образца сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$. Частота измерительного поля — 1 kHz, измерительное напряжение — 0.1 V.

С ростом частоты измерительного поля значения диэлектрической проницаемости исследуемой сверхрешетки падают во всем исследуемом интервале температур (рис. 4). При этом положение максимума на зависимости $\varepsilon(T)$ практически не изменяется при изменении частоты.

Исследование петель диэлектрического гистерезиса при разных температурах показало изменение спонтанной поляризации P (рис. 5) и коэрцитивного поля E_c (рис. 6) вблизи точки Кюри, а также наличие в создаваемых структурах внутреннего поля смещения E_{bs} (рис. 7).

Из рис. 5 видно, что уменьшение спонтанной поляризации в указанных сверхрешетках происходит достаточно медленно при приближении к температуре фазового перехода, занимая определенный температур-

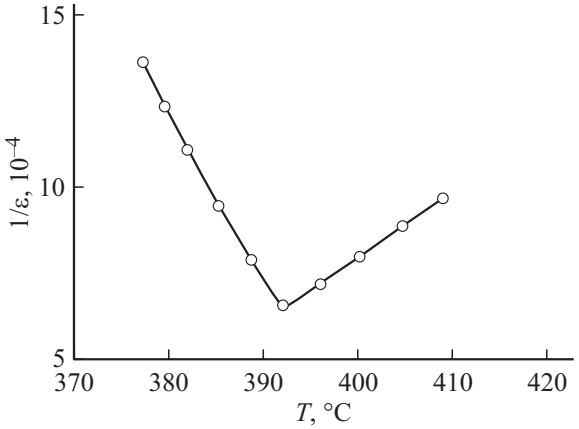

Рис. 3. Зависимость обратной диэлектрической проницаемости от температуры для образца сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$.

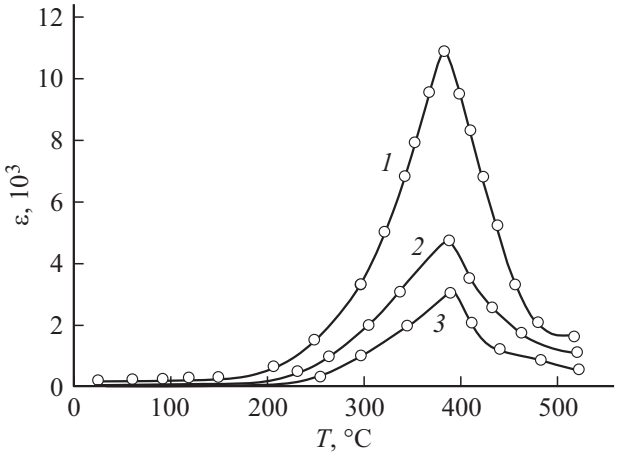

Рис. 4. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости для образца сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$ при разных частотах измерительного поля, kHz: *1* — 1, *2* — 10 и *3* — 50.

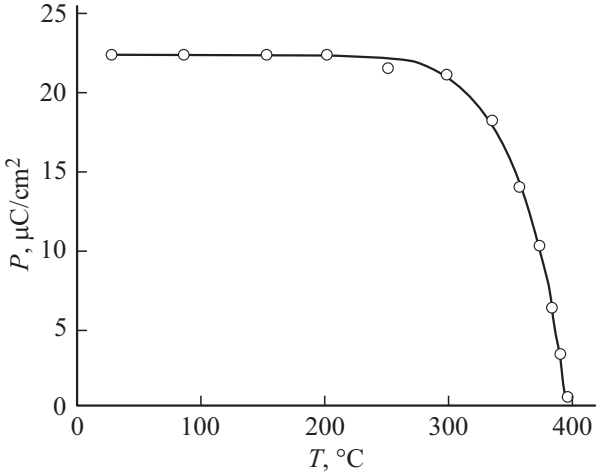

Рис. 5. Температурная зависимость спонтанной поляризации для образца сегнетоэлектрической сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$.

ный интервал ниже 200 °C. Это отличает рассматриваемую сверхрешетку от объемного титаната бария, в котором изменение поляризации при приближении к температуре фазового перехода характеризуется резким спадом. Спонтанная поляризация исследуемой сверхрешетки оказалась равной 22.5 μC/cm^2.

Расчет коэрцитивного поля рассматриваемой сверхрешетки показал, что $E_c = 135$ kV/cm при комнатной температуре и уменьшается до нуля, начиная с температуры 200 °C до температуры фазового перехода. Поведение зависимостей $P(T)$ и $E_c(T)$, а также отсутствие гистерезиса в точке Кюри показывает превращение фазового перехода из первого рода для титаната бария во второй род для изучаемой решетки.

Для определения направления внутреннего поля E_{bs} в настоящей работе к исследуемой сверхрешетке прикладывалось постоянное смещающее поле, которое сдвигало петлю диэлектрического гистерезиса в соответствии

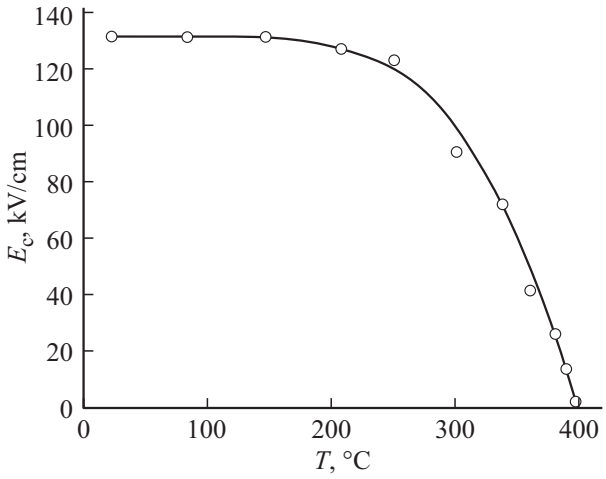

Рис. 6. Температурная зависимость коэрцитивного поля для образца сегнетоэлектрической сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$.

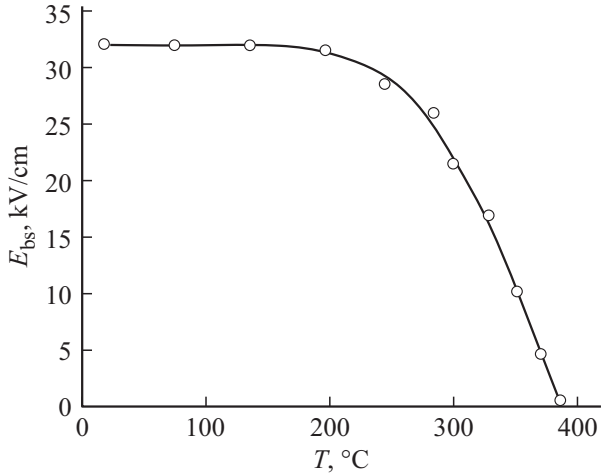

Рис. 7. Температурная зависимость внутреннего поля смещения для образца сегнетоэлектрической сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$.

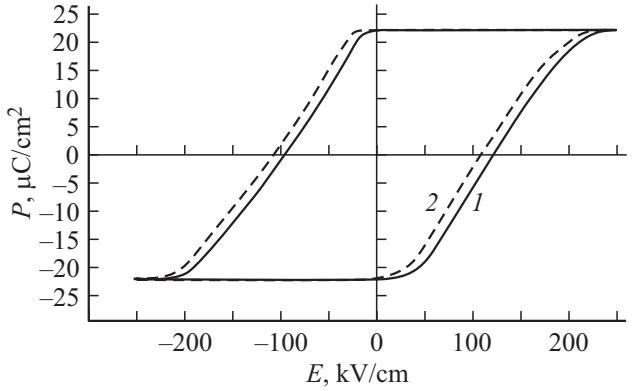

Рис. 8. Петли диэлектрического гистерезиса для образца сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$ при температуре 20 °C: *1* — без внешнего поля (сплошная кривая) и *2* — с дополнительно приложенным полем (штриховая кривая).

с направлением приложенного электрического поля. Анализ петель диэлектрического гистерезиса (рис. 8) исследуемого материала показал их несимметричность относительно горизонтальной оси, т. е. напряженности электрического поля.

Небольшое смещение петли гистерезиса вдоль оси напряженности электрического поля означает присутствие в рассматриваемых сверхрешетках так называемого внутреннего поля смещения E_{bs} вследствие несимметричности исследуемой структуры из-за наличия подложки и различия материалов верхнего и нижнего электродов относительно полярного направления.

При приложении к образцу напряжения положительным полюсом к подложке петля гистерезиса смещается в сторону, противоположную смещению петли под действием только действующего в образце внутреннего поля смещения. Это означает, что синтезированные сверхрешетки обладают внутренним полем смещения. Результаты его определения показывают, что при температуре 20 °C внутреннее поле смещения составляет 32 kV/cm и незначительно уменьшается при увеличении температуры.

Для объяснения причин и направления возникающего в эксперименте внутреннего смещающего поля можно воспользоваться представлениями о флексоэлектрическом эффекте. Рассмотрим случай, когда с нижним электродом контактирует непосредственно слой цирконата бария. Размер элементарной ячейки нижнего (расположенного рядом с подложкой) электрода в направления соприкосновения меньше, чем у контактирующего с электродом слоя цирконата бария. Это создает действующие на ячейку цирконата бария сжимающие напряжения в направлении параллельном плоскости подложки. В результате действия указанных напряжений элементарные ячейки цирконата бария, контактирующие с данным электродом, приобретают форму трапеции, короткое основание которой контактирует с электродом. За счет данного изменения формы элементарной ячейки находящийся в ее центре положительно заряженный сегнетоактивный ион циркония выдавливается в сторону противоположную подложке, что и означает появление противоположного ему отрицательного заряда на границе с электродом.

В случае, если с электродом контактирует слой титаната бария, рассмотренное трапецевидное изменение формы элементарных ячеек передается через него на следующий слой цирконата бария. При этом активные в возникновении внутреннего поля флексоэлектрические искажения ячейки цирконата бария будут меньше, а, значит, будет меньше и возникающее за счет них внутреннее поле.

3. Переполяризация сегнетоэлектрических сверхрешеток $BaZrO_3/BaTiO_3$

Для выявления закономерностей переключения синтезированных сверхрешеток в настоящей работе использовались модифицированная схема Сойера–Тауэра исследования петель диэлектрического гистерезиса с компенсацией проводимости, а также методика Мерца, заключающаяся в регистрации токов переключения, возникающих под действием биполярных прямоугольных импульсов электрического поля.

Ток переключения измеряли по падению напряжения на сопротивлении, соединенном последовательно с образцом, и регистрировали на экране двухканального цифрового осциллографа TDS 2075. Для этого на образцы подавались равноотстоящие биполярные прямоугольные периодические импульсы напряжения одинаковой длительности, для чего использовался генератор сигналов Waveform Generator 2571, который генерировал импульсы с временем нарастания переключающего напряжения не более 10 ns.

Ток переключения находился вычитанием из общего импульса тока вклада от разряда линейной составляющей емкости. Измеряемыми величинами являлись интегральные характеристики переключения: максимальное значение импульса тока переключения $I_{\max}$ и полное время переключения τ. Время переключенияτ определялось как интервал между началом импульса тока и моментом времени, когда значение тока переключения падает до 10% от максимального значения $I_{\max}$.

Импульсы токов переключения исследуемой сверхрешетки для различных значений переключающих полей показаны на рис. 9.

Полученная в эксперименте зависимость тока переключения от приложенного поля E (рис. 10) хорошо известна при описании переполяризации сегнетоэлектриков [1,2].

Точка перегиба на ней отделяет активационный участок (область „слабых“ полей, где происходит зарождение доменов и зависимость тока от поля описывается экспоненциальным законом $1/\tau \sim \exp(-\alpha/E)$, α — поле

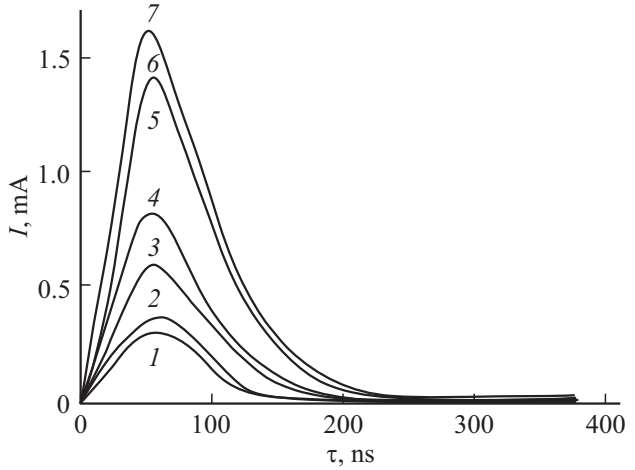

Рис. 9. Импульсы токов переключения сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$ для разных значений переключающих полей E, kV/cm: *1* — 22, *2* — 28, *3* — 117, *4* — 164, *5* — 187, *6* — 210 и *7* — 235.

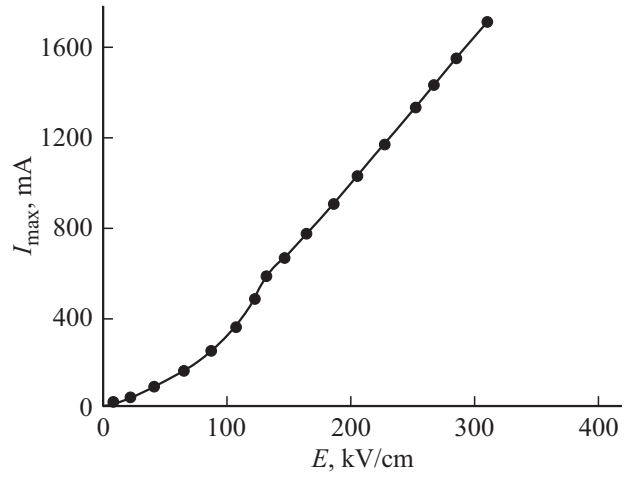

Рис. 10. Зависимость тока переключения от напряженности внешнего электрического поля для образца сверхрешетки титанат бария/цирконат бария при температуре 100 °C.

активации) и участок прорастания доменов (область „сильных“ полей — линейный участок указанной зависимости).

Граница между областями активационного и безактивационного режимов переключения, так называемое пороговое или критическое поле E_{th}, определяемое по токам переключения, примерно соответствует коэрцитивному полю, определяемому по петле диэлектрического гистерезиса. Пороговое поле уменьшается при приближении к температуре сегнетоэлектрического фазового перехода (рис. 11).

На рис. 12 приведены экспериментальные зависимости тока переключения от напряженности внешнего поля для образца сверхрешетки цирконата бария/титаната бария в широком интервале температур.

Построение экспериментальных зависимостей на рис. 12 в координатах $\ln I_{max}$ от обратной напряженности поля $1/E$ (рис. 13) показывает, что для образца сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$ зависимости логарифма тока переключения от обратного поля действительно не являются линейными. В этом случае их в широком интервале температур можно описать более сложной формулой $I_{max} \sim \exp(-\alpha/E^{\gamma})$ со степенным показателем γ для приложенного поля.

В таблице приведены значения показателя γ при разных температурах.

Анализ таблицы показывает, что по сравнению с индивидуальными сегнетоэлектрическими пленками для сегнетоэлектрических сверхрешеток указанный показатель имеет существенно меньшее значение и практически не зависит от температуры.

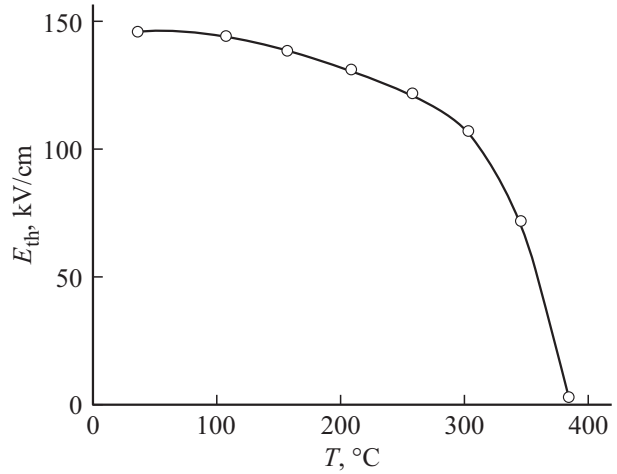

Рис. 11. Температурная зависимость порогового поля, отделяющего области слабых и сильных полей по токам переключения для образца сверхрешетки титанат бария/цирконат бария.

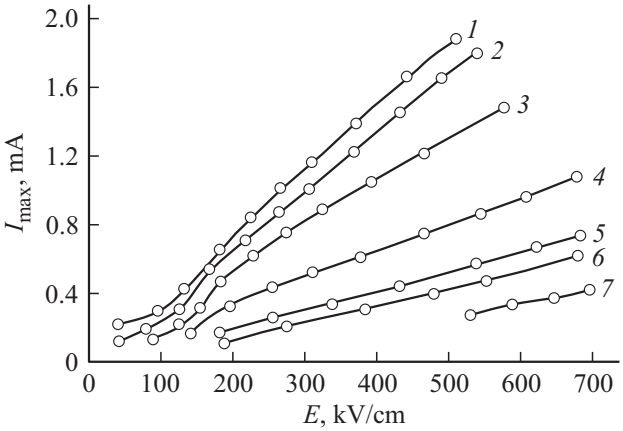

Рис. 12. Зависимости тока переключения от напряженности внешнего поля для образца сверхрешетки титанат бария/цирконат бария при разных температурах T, °C: *1* — 20, *2* — 100, *3* — 200, *4* — 250, *5* — 300, *6* — 350 и *7* — 400.

Значения показателя γ для сверхрешетки титанат бария/цирконат бария в области слабых полей при разных температурах

γ	0.21	0.21	0.20	0.20	0.196	0.19	0.19
T, °C	24	65	120	200	250	300	350

На рис. 14 показаны зависимости обратного времени переключения $\tau^{-1}(E)$ для исследуемой сверхрешетки при разных температурах.

Зная время переключения, можно оценить подвижность доменных стенок μ, которая постоянна в области сильных полей. Подвижность доменных границ μ можно

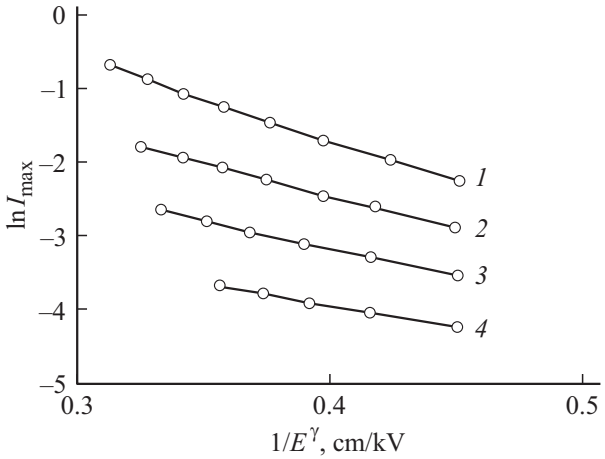

Рис. 13. Зависимости логарифма максимального тока переключения от обратной напряженности поля, возведенной в степень γ, для образца сверхрешетки титанат бария/цирконат бария в области слабых полей при разных температурах T, °C: *1* — 65, *2* — 120, *3* — 230 и *4* — 350.

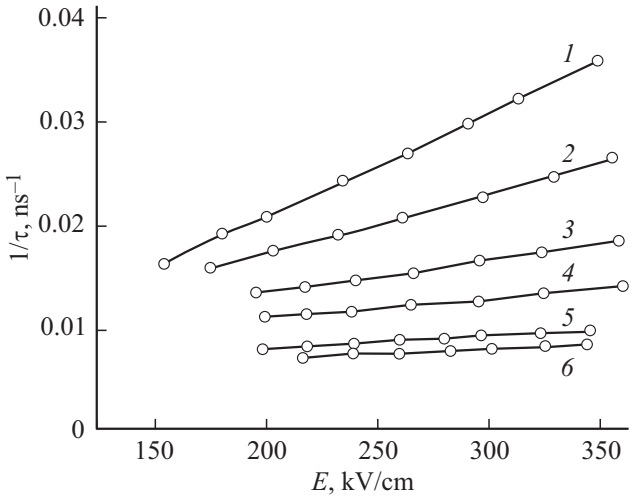

Рис. 14. Зависимости обратного времени переключения от напряженности приложенного поля для образца сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$ при разных температурах T, °C: *1* — 100, *2* — 150, *3* — 200, *4* — 250, *5* — 300 и *6* — 350.

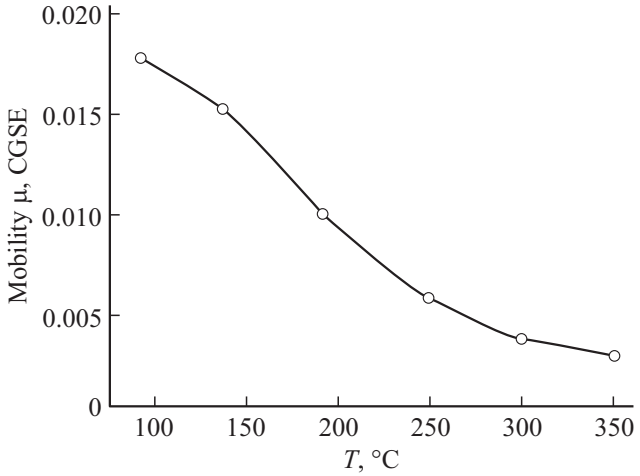

Рис. 15. Зависимость подвижности доменных стенок от температуры для образца сверхрешетки $BaTiO_3/BaZrO_3$.

связать с временем переключения τ следующим соотношением:

$$\mu = d/E\tau, \tag{1}$$

где E — напряженность внешнего электрического поля, d — толщина образца, τ — время переключения.

На рис. 15 представлена полученная из обработки экспериментальных зависимостей времени переключения зависимость подвижности доменных стенок μ от температуры.

Видно, что с увеличением температуры подвижность доменных границ уменьшается. По-видимому, это связано с тем, что с ростом температуры при ее приближении к температуре фазового перехода увеличивается время переключения τ.

Подводя итоги первой части настоящего исследования, посвященного изучению диэлектрических свойств и процессов переключения сверхрешеток $BaTiO_3/BaZrO_3$ мы видим, что процессы переключения рассматриваемых сверхрешеток включают две стадии — активационную стадию и стадию скольжения доменных границ. В полях меньших коэрцитивного основной вклад в диэлектрический отклик в них дает боковое движение доменных стенок, которое осуществляется путем образования зародышей обратных доменов на боковых поверхностях доменных стенок и их последующим разрастанием.

Образование зародышей на доменных стенках связано с их переходами в соседние долины потенциального рельефа Пайерлса (координатной зависимости энергии (рис. 16) доменных границ в дискретной решетке).

Указанные переходы осуществляются за счет активации тепловыми колебаниями кристаллической решетки стенок ее профиля. В полях больших E_c движение доменных границ осуществляется безактивационным способом, т. е. в режиме скольжения, где $I_{max} \approx \mathrm{const}\, E$.

Интегральные характеристики переключения в сверхрешетоках $BaTiO_3/BaZrO_3$ не подчиняются строго экс-

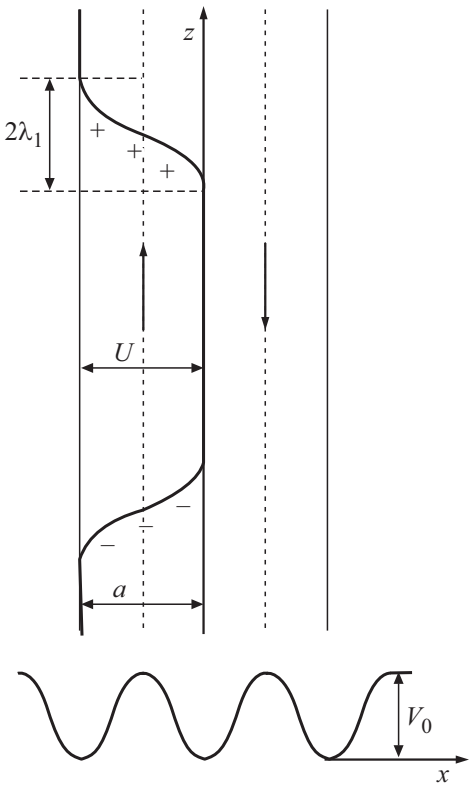

Рис. 16. Возникновение заряженных боковых стенок зародыша на доменной стенке при ее переходе из одной долины решеточного рельефа в соседнюю.

поненциальной зависимости от напряженности поля. Это приводит к введению динамического показателя γ для степенной зависимости тока переключения (скорости движения доменных границ) от напряженности электрического поля. Величина указанного показателя в сверхрешетках гораздо меньше по сравнению с тонкими сегнетоэлектрическими пленками и незначительно меняется при приближении к точке фазового перехода.

4. Диэлектрические свойства и переполяризация многослоек $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$

Второй задачей настоящего исследования было изучение диэлектрических свойств трехслойных структур титанат стронция/титанат свинца/титанат стронция $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$ на подложке St-Nb с подслоем в виде проводящего оксида $La_{1/2}Sr_{1/2}CoO_3$ в качестве нижнего электрода и платины в качестве верхнего электрода.

Эпитаксиальные слои $SrTiO_3$ и $PbTiO_3$ были выращены на подложках, отделенных оксидным проводящим слоем $La_{1/2}Sr_{1/2}CoO_3$ толщиной 3.805 Å. Исследуемые образцы были выращены методом импульсного лазерного осаждения с использованием эксимерного лазера Lambda Physik 248 nm в камере MECA 2000. Буферный слой $La_{1/2}Sr_{1/2}CoO_3$ толщиной 50 Å был осажден при температуре подложки 750 °C и парциальном давлении кислорода 0.2 mbarg. Температура и давление кислорода во время осаждения слоев $SrTiO_3$ и $PbTiO_3$ составляли 750 °C и 0.1 mbarg соответственно. Качество поверхности слоев контролировалось с помощью дифракции отраженных быстрых электронов. Толщина слоев титаната стронция $SrTiO_3$ и титаната свинца $PbTiO_3$ составляла 3.5 и 4 nm соответственно. Титанат стронция $SrTiO_3$ является так называемым виртуальным сегнетоэлектриком с кубической кристаллической решеткой, с параметром ячейки $a = 3.905$ Å. Отметим, что это значение практически совпадает со значением параметра $a = 3.904$ Å кристаллической ячейки тетрагональной решетки $PbTiO_3$ (параметр решетки $c = 4.150$ Å). Направление поляризации в сегнетоэлектрической фазе данной слоистой структуры было сориентировано перпендикулярно плоскости образца.

Измерения температурной зависимости диэлектрической проницаемости проводились с помощью анализатора импеданса „Solartron 1260“ при приложении измерительного поля 50 mV на частоте 1 kHz. Образцы помещались в резистивную нагревательную печь, температура в которой варьировалась от 20 до 600 °C.

Результаты измерений температурной зависимости диэлектрической проницаемости (рис. 17) показывают наличие максимума при температуре 544 °C, который рассматривается как результат сегнетоэлектрического фазового перехода.

При нагревании и охлаждении исследуемых образцов наблюдается температурный гистерезис около 15 °C, характерный для фазовых переходов первого рода. Выше температуры фазового перехода диэлектрическая проницаемость подчиняется закону Кюри-Вейсса с константой Кюри $4.7 \cdot 10^4$ K и температурой Кюри-Вейсса 530 °C. Отношение тангенсов углов наклона обратной диэлек-

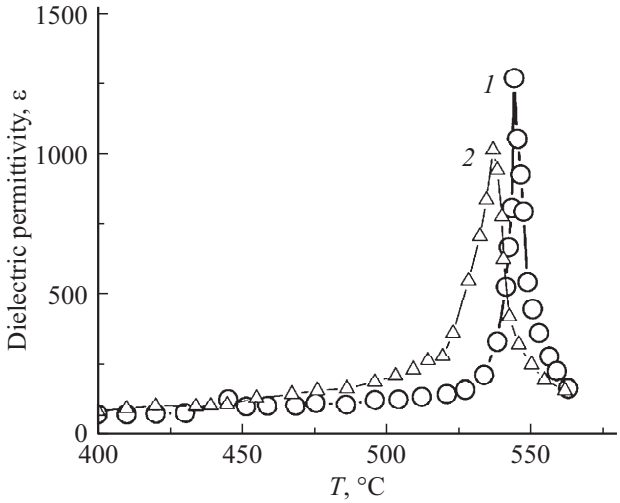

Рис. 17. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для слоистой структуры $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$: *1* — нагрев и *2* — охлаждение.

трической проницаемости от температуры (рис. 18) выше и ниже температуры перехода составляет 4.5. Что также подтверждает принадлежность фазового перехода в исследуемой слоистой структуре к первому роду.

Как следует из проведенных измерений, слоистая структура $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$ имеет температуру фазового перехода существенно (почти на 50 °C) выше температуры фазового перехода для объемного титаната свинца $PbTiO_3$. При этом тип фазового перехода остается прежним. Такое изменение температуры может быть обусловлено, с одной стороны, относительно малой толщиной самой слоистой структуры и сегнетоактивного слоя. С уменьшением толщины образца точка Кюри смещается в сторону высоких температур. С другой стороны, смещение точки Кюри исследуемых слоистых структур в высокотемпературную область может быть связано с возникновением механического напряжения в кристаллической решетке $PbTiO_3$ в плоскости соединения со слоем $SrTiO_3$. Указанное напряжение возникает, во-первых, из-за несоответствия параметров кристаллических ячеек (хотя и небольшого), а во-вторых, из-за несоответствия температурных коэффициентов расширения сопрягаемых материалов. При нагревании образца до высоких температур указанные факторы, по-видимому, и приводят к сохранению полярного состояния структуры $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$ до более высоких температур по сравнению с сегнетоэлектриком $PbTiO_3$.

Для исследования процесса переполяризации в структурах $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$ были исследованы петли диэлектрического гистерезиса при приложении внешнего синусоидального электрического поля. Для измерений использовалась схема Сойера-Тауэра для тонкопленочных материалов с компенсацией проводимости. Были получены петли диэлектрического гистерезиса при изменении температуры, согласно которым были выявлены температурные зависимости спонтанной поляризации

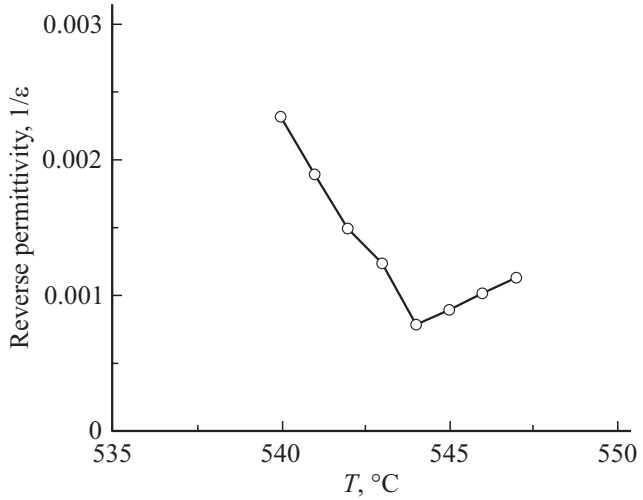

Рис. 18. Зависимость обратной диэлектрической проницаемости от температуры для образца слоистой структуры $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$ вблизи температуры фазового перехода.

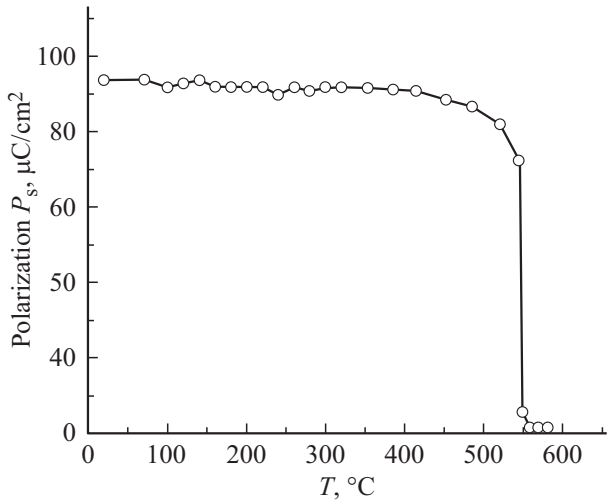

Рис. 19. Температурная зависимость спонтанной поляризации для образца слоистой структуры $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$.

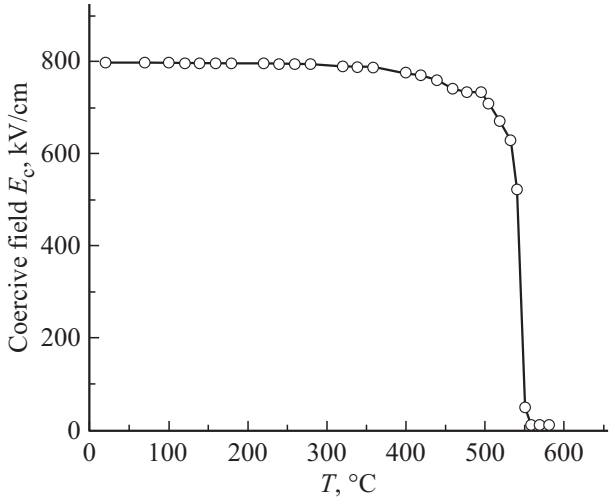

Рис. 20. Зависимость коэрцитивного поля от температуры для образца слоистой структуры $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$.

$P_s(T)$ (рис. 19) и коэрцитивного поля $E_c(T)$ (рис. 20) в области температур от 20 до 550 °C.

Зависимости поляризации и коэрцитивного поля от температуры для исследуемой многослойки также отличаются характерным для превращений первого рода скачкообразным понижением вблизи температуры структурного фазового перехода.

5. Заключение

Согласно проведенным исследованиям, ключевым фактором, оказывающим влияние и на переключательные свойства рассмотренных сегнетоэлектрических сверхрешеток, и на их диэлектрический отклик являются меняющие структуру отдельных слоев сверхрешеток механические деформации, возникающие в них из-

за разницы размеров элементарных ячеек, составляющих решетку кристаллических слоев [17–22]. Влияние указанных взаимодействий приводит к существенному повышению температуры фазового перехода в сегнетоэлектрическое состояние и изменению рода указанного фазового перехода с первого рода на второй в сегнетоэлектрических сверхрешетках $BaTiO_3/BaZrO_3$.

При этом в многослойках $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$ взаимодействие и взаимовлияние слоев $SrTiO_3$ и $PbTiO_3$ практически минимизировано. Это связано в первую очередь с тем, что размеры элементарных ячеек сопрягаемых компонент практически одинаковы, а значит, минимизировано механическое влияние различных слоев друг на друга. В результате в структурах $SrTiO_3/PbTiO_3/SrTiO_3$ сохраняется фазовый переход первого рода с присущим ему гистерезисом в точке Кюри. Сохраняется и скачкообразвое поведение критически важных термодинамических характеристик — спонтанной поляризации и коэрцитивного поля. Малая толщина слоев слоя титаната свинца $PbTiO_3$ в объединенной структуре со слоем титаната стронция $SrTiO_3$ приводит к тому, что точка Кюри многослойки оказывается существенно выше точки Кюри титаната свинца.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ № 24-12-20010.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Физика сегнетоэлектриков: современный взгляд / Под ред. К.М. Рабе, Ч.Г. Ана, Ж.-М. Трискона. Лаборатория знаний, М. (2025). 443 с.
[2] J.F. Scott. ISRN Mater. Sci. **2013**, 1 (2013).
[3] T.M. Shaw, S. Trolier-McKinstry, P.C. McIntyre. Annu. Rev. Mater. Sci. **30**, 263 (2000).
[4] G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh, J.F. Scott. Rev. Mod. Phys. **84**, 119 (2012).
[5] M. Dawber, K. Rabe, J. Scott. Rev. Mod. Phys. **77**, *4*, 1083 (2005).
[6] G. Rijnders, D.H. Blank. Nature **433**, 369 (2005).
[7] Yu.I. Yuzyuk, R.A. Sakhovoy, O.A. Maslova, V.B. Shirokov, I.N. Zakharchenko, J. Belhadi, M. El Marssi. J. Appl. Phys. **116**, 184102 (2014).
[8] V.A. Stephanovich, I.A. Lukyanchuk, M.G. Karkut. Phys. Rev. Lett. **94**, 47601 (2005).
[9] O.A. Maslova, Yu.I. Yuzyuk, N. Ortega, A. Kumar, R. Katiyar, S.A. Barannikova. Mat. Res. **22**, *1*, e20180389 (2018).
[10] K.-G. Lim, Kh.-H. Chew, L.-H. Ong, M. Iwata. Solid State Phenomena **232**, 169 (2015).
[11] J. Shen, Y.-Q. Ma. Phys. Rev. B **61**, **21**, 14279 (2000).
[12] M. Sepliarsky, S.R. Phillpot, D. Wolf, M.G. Stachiotti, R.L. Migoni. Phys. Rev. B **64**, 060101 (2001).
[13] B.M. Darinskii, A.S. Sidorkin, A.S. Sigov. Nanocomposites **7**, *1*, 154 (2021).
[14] M. El Marssi, Y. Gagou, J. Belhadi, F. De Guerville, Yu.I. Yuzyuk, I.P. Raevski. J. Appl. Phys. **108**, 084104 (2010).
[15] A. Sidorkin, L. Nesterenko, Y. Gagou, P. Saint-Gregoire, E. Vorotnikov, N. Popravko. Materials **11**, 1436 (2018).
[16] V.G. Koukhar, N.A. Pertsev, R. Waser. Phys. Rev. B **64**, 214103 (2001).
[17] A.I. Lebedev. Phys. Solid State **52**, 1351 (2010).
[18] Y. Zhang, M. Liu, J. Wang, T. Shimada, T. Kitamura. J. Appl. Phys. **115**, 224107 (2014).
[19] A.S. Sidorkin, L.P. Nesterenko, Y. Gagou, P. Saint-Gregoire, A.Yu. Pakhomov, N.G. Popravko. Sci. Rep. **9**, 18948 (2019).
[20] T. Choi, J. Lee. Ferroelectrics **328**, 41 (2005).
[21] T. Tsurumi, T. Ichikawa, T. Harigai, H. Kakemoto, S. Wada. J. Appl. Phys. **91**, *4*, 2284 (2002).
[22] S.M. Nakhmanson, K.M. Rabe, D. Vanderbilt. Phys. Rev. B **73**, 060101 (2006).

Редактор Т.Н. Василевская