

Кинетический подход к объяснению эффекта усталости в сегнетоэлектриках

© В.Я. Шур, Е.Л. Румянцев, Е.В. Николаева, Е.И. Шишкин, И.С. Батулин

Научно-исследовательский институт физики и прикладной математики Уральского государственного университета, 620083 Екатеринбург, Россия

E-mail: vladimir.shur@usu.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 15 февраля 2002 г.)

Предложен новый кинетический подход для объяснения эффекта усталости в сегнетоэлектриках. Рассматривается самосогласованное изменение площади и геометрии переключаемой части образца при циклическом переключении, сопровождаемое возникновением и ростом кинетически замороженных доменов. Предполагается, что эффект усталости обусловлен самоорганизованным формированием пространственно неоднородного внутреннего поля смещения вследствие запаздывания объемного экранирования деполаризующего поля. Изменения величины переключаемого заряда и амплитуды тока переключения, рассчитанные с помощью компьютерного моделирования кинетики доменов при циклическом переключении, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными в тонких пленках цирконата-титаната свинца (PZT).

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 01-02-17443), программы „Университеты России: фундаментальные исследования“, программы „Научные исследования высшей школы по приоритетным направлениям науки и техники. Электроника“ (грант № 03-03-29) и Американского фонда гражданских исследований и развития для независимых государств бывшего Советского Союза (грант N REC-005).

Уменьшение величины переключаемого заряда при длительном циклическом переключении поляризации в тонких сегнетоэлектрических пленках, известное как эффект усталости, до настоящего времени остается ключевой проблемой, решение которой необходимо для широкого практического применения устройств энергонезависимой памяти на их основе [1–16]. В современной литературе для объяснения усталости в пленках предлагается несколько альтернативных механизмов. В соответствии с механизмом объемного закрепления (bulk-locking mechanism) при циклическом переключении заряженные доменные стенки закрепляются (pinning effect) носителями заряда, локализованными на ловушках [9,10]. Следует отметить, что этот механизм был впервые предложен Кудзиным и др. [16] для объяснения эффектов усталости в монокристаллах титаната бария. Согласно другому механизму (interface scenario), усталость обусловлена замедлением роста доменов, вызванным подавлением зародышеобразования (seed termination) на границе раздела пленка–электрод [5,6]. Широко обсуждается роль перераспределения кислородных вакансий в электрическом поле [14]. В работе [12] предлагается объяснение эффекта усталости за счет роста пассивного поверхностного несегнетоэлектрического слоя при циклическом переключении. Следует отметить, что во всех современных моделях при объяснении усталости в тонких пленках не рассматривается связь эффекта с кинетикой доменной структуры при циклическом переключении. Вместе с тем недавно проведенные прямые наблюдения доменной структуры тонких пленок с помощью сканирующей зондовой микроскопии пока-

зали, что эффект усталости сопровождается формированием переключаемой области сложной формы, а также возникновением и ростом областей с замороженной ориентацией поляризации — „замороженных доменов“ (frozen domains) [8,17].

В настоящей работе для описания эволюции переключаемой области в процессе циклического переключения предлагается подход, базирующийся на определяющей роли эффекта запаздывания объемного экранирования деполаризующего поля. При циклическом переключении это запаздывание приводит к самоорганизованному формированию пространственно неоднородного внутреннего поля смещения, подавляющего образование новых доменов и замедляющего переключение. В результате в областях с максимальным значением внутреннего поля смещения переключение не успевает завершиться, что соответствует образованию кинетически замороженных доменов. Основные предсказания предложенной модели (существование дополнительной стадии формовки (rejuvenation stage), предшествующей стадии усталости, и изменение геометрии переключаемой области при циклическом переключении) находятся в хорошем согласии с результатами экспериментальных исследований в тонких пленках.

1. Модель

Известно, что после переключения поляризации в сегнетоэлектрическом конденсаторе внешнее экранирование (перераспределение зарядов на электродах, сопровождаемое током переключения) быстро компенсирует

деполяризующее поле E_{dep} . Однако полной компенсации поля в объеме не происходит из-за существования в сегнетоэлектриках приповерхностного неполярного слоя (диэлектрического зазора) [18,19]. После завершения внешнего экранирования поле E_{dep} компенсируется лишь частично и в объеме сохраняется остаточное деполяризующее поле $E_{\text{rd}} = E_{\text{dep}} - E_{\text{ex,scr}}$ [19,20]. Компенсация E_{rd} за счет медленных процессов объемного экранирования приводит к формированию внутреннего поля смещения E_b . Это поле обуславливает униполярность процесса переключения, что проявляется в сдвиге петли гистерезиса при достаточно быстром (по сравнению с объемным экранированием) циклическом переключении в знакопеременном поле [20,21]. На примере монокристаллов германата свинца было показано, что поле E_b пространственно неоднородно [22] и изменяется при длительном циклическом переключении [19–23]. Объемное экранирование может быть рассмотрено как результат конкуренции трех групп механизмов: 1) ориентации дефектных диполей [24–26]; 2) перераспределения объемных носителей заряда [18,19]; 3) инжекции носителей заряда из электродов через диэлектрический зазор [6,27].

Нами принято во внимание, что кинетика доменов при циклическом переключении является самоорганизованным процессом, поскольку пространственное распределение E_b зависит от предшествующей эволюции доменов и в свою очередь определяет их последующую кинетику. Ранее нами было экспериментально показано, что поле E_b во всей переключаемой области практически однородно при длительном циклическом переключении в несимметричных ($T_{\text{pos}} \neq T_{\text{neg}}$) прямоугольных импульсах, если время переключения много меньше периода переключающего поля ($t_s \ll T$). При этом средняя величина E_b определяется степенью асимметрии импульсов $c \sim (T_{\text{pos}} - T_{\text{neg}})(T_{\text{pos}} + T_{\text{neg}})^{-1}$ [28]. Отсюда следует, что при медленном переключении ($t_s \leq T$) внутреннее поле смещения E_b становится пространственно неоднородным даже при использовании симметричных импульсов, поскольку различные области образца разное время находятся в состояниях с противоположным направлением поляризации. Локальное значение E_b при длительном переключении релаксирует к величине, определяемой относительной разницей времен пребывания данной части образца в состояниях с различным направлением поляризации $(T^+ - T^-)/T$ (рис. 1, *b*). В этом случае величина и знак внутреннего поля смещения $E_b(x, y)$ пространственно неоднородны и функция распределения $f(E_b)$ изменяется при циклическом переключении. Проведенное нами компьютерное моделирование кинетики доменов позволило показать, что изменение $f(E_b)$ при циклическом переключении приводит к образованию и росту неперекрывающихся областей (кинетически замороженных доменов) [29,30].

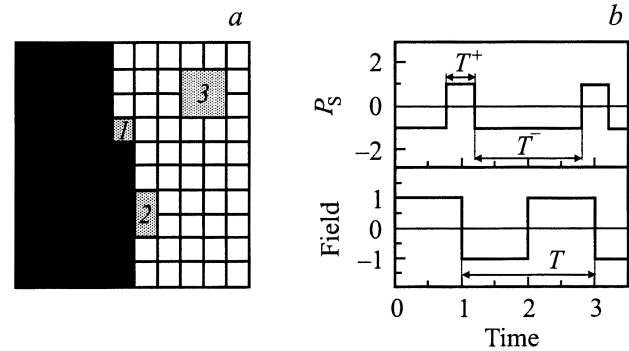


Рис. 1. *a*) Три типа зародышей, рассматриваемых при моделировании: 1 — зародыш на конце ступени, 2 — зародыш на стенке, 3 — изолированный зародыш. *b*) Изменение относительного локального значения спонтанной поляризации и относительного значения внешнего поля в течение одного моделируемого цикла переключения (схема).

2. Компьютерное моделирование

Кинетика доменов при циклическом переключении поляризации в тонкой пластине (пленке) одноосного сегнетоэлектрика под действием прямоугольных импульсов поля моделировалась на двумерной (2D) матрице. Использовалась классическая модель переключения поляризации, в которой кинетика доменной структуры заключается в образовании новых доменов и их последующем росте (nucleation and growth model) [31,32]. Предполагалось, что оба процесса контролируются зародышеобразованием. Рассматривалось образование зародышей трех различных типов (рис. 1, *a*).

1) Появление зародышей на конце существующих ступеней приводит к росту ступеней.

2) Появление зародышей на стенке приводит к образованию новых ступеней.

3) Появление изолированных зародышей приводит к образованию новых доменов.

Вероятность образования зародышей конкретного типа p_k в данном элементе матрицы (i, j) в течение рассматриваемого цикла переключения N определяется локальным полем $E_{\text{loc}}(i, j, N)$

$$p_k(i, j, N) \sim \exp\{-E_{\text{ак}k}/[E_{\text{loc}}(i, j, N) - E_{\text{th}k}]\}, \quad (1)$$

где $E_{\text{ак}k}$ и $E_{\text{th}k}$ — поле активации и пороговое поле соответственно [19].

Известно, что вероятность зародышеобразования на доменной стенке значительно выше, чем вдали от нее, поскольку $E_{\text{ак}1} < E_{\text{ак}2} < E_{\text{ак}3}$ [19]. Следовательно, увеличение длины доменной границы облегчает переключение поляризации.

Локальное поле $E_{\text{loc}}(i, j, N)$ является суммой однородного внешнего поля E_{ex} , остаточного деполяризующего поля E_{rd} и пространственно неоднородного внутреннего поля смещения $E_b(i, j, N)$, сформировавшегося к окон-

чанию предыдущего цикла переключения:

$$E_{\text{loc}}(i, j, N) = E_{\text{ex}} + E_{\text{rd}} + E_b(i, j, N). \quad (2)$$

В экспериментах по изучению усталости, как правило, объемное экранирование проходит достаточно медленно и $\tau \gg T$. В этом случае $E_b(i, j, N)$ стремится компенсировать сумму внешнего и остаточного деполяризующего поля, усредненную по циклу переключения $\langle E_{\text{ex}} + E_{\text{rd}} \rangle$. Для симметричных импульсов прямоугольной формы $\langle E_{\text{ex}} \rangle = 0$ в любой точке, а $\langle E_{\text{rd}} \rangle$ пространственно неоднородно. $\langle E_{\text{rd}} \rangle = E_{\text{rd}}(T^+ - T^-)/T$, где T^+ и T^- — времена пребывания данной точки в состояниях с противоположным знаком спонтанной поляризации за цикл переключения (рис. 1, *b*). Следует отметить, что локальные значения T^+ и T^- для каждого цикла зависят от кинетики доменов во всем образце (поскольку вероятность переключения данной точки определяется состоянием ее окружения) и, следовательно, могут быть определены только в результате моделирования кинетики доменов во всей матрице. В данном рассмотрении мы не пытались отдать предпочтение одному из указанных выше механизмов экранирования и лишь характеризовали кинетику экранирования одной постоянной времени τ .

Кинетика доменной структуры в каждом цикле переключения моделировалась с учетом поля $E_b(i, j, N)$, сформировавшегося к окончанию предыдущего цикла. Полученные локальные значения T^+ и T^- использовались при перерасчете пространственного распределения E_b для очередного цикла переключения согласно следующему соотношению:

$$E_b(i, j, N) = E_b(i, j, N - 1) \exp(-T/\tau) + E_{\text{rd}}(1 - \exp(-T/\tau)) \Delta T(i, j, N)/T. \quad (3)$$

Выполнение условия $T \ll \tau$ позволило нам воспользоваться упрощенным соотношением

$$E_b(i, j, N) = E_b(i, j, N - 1)(1 - T/\tau) - \langle E_{\text{rd}}(i, j, N - 1) \rangle T/\tau. \quad (4)$$

Очевидно, что результаты моделирования должны существенно зависеть от пространственного распределения E_b перед первым циклом переключения. При моделировании нами рассматривались два варианта начального состояния: идеализированный вариант с однородным нулевым внутренним полем смещения (без объемного экранирования) $E_b(i, j, 1) = 0$ и реальный вариант с полностью экранированным полидоменным начальным состоянием $E_b(i, j, 1) = -E_{\text{dr}}(i, j)$. Реальный вариант соответствует пространственному распределению, наблюдаемому после достаточно длительной выдержки доменной структуры в статическом состоянии. При этом в доменах противоположной ориентации поле E_b принимает значения, равные по величине и различающиеся по знаку.

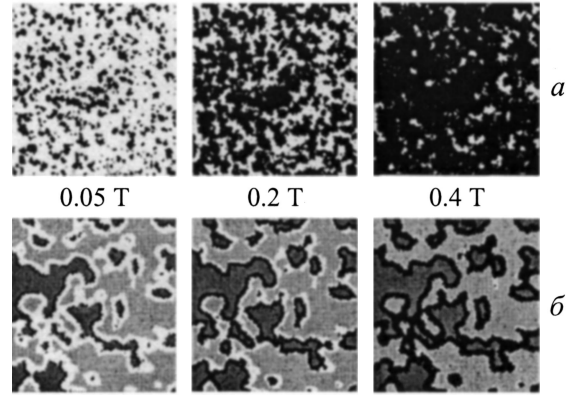


Рис. 2. Последовательность мгновенных доменных конфигураций в течение одного цикла переключения, полученная с помощью компьютерного моделирования при первом переключении (*a*) и после длительного циклического переключения (*b*). Переключаемые домены различного знака показаны черным и белым, замороженные домены различного знака — светло-серым и темно-серым. Начальное состояние с нулевым внутренним полем смещения.

2.1 Начальное состояние с нулевым внутренним полем смещения. Эволюция доменной структуры (набор последовательных доменных конфигураций, соответствующих одиночному циклу переключения) на разных стадиях процесса усталости, полученная для начального состояния с нулевым внутренним полем смещения, представлена на рис. 2. Видно, что при первом цикле наблюдается полное переключение (рис. 2, *a*), а после длительного циклического переключения процесс переполяризации происходит преимущественно в узких областях, разделяющих кинетически замороженные домены различного знака (рис. 2, *b*). Такое изменение геометрии переключаемой области приводит к качественному изменению типа кинетики доменов. В начальном состоянии переключение обусловлено главным образом двумерным ростом изолированных доменов (рис. 2, *a*), а появление замороженных доменов приводит к увеличению вклада одномерного движения доменных стенок. После достаточно длительного циклического переключения кинетика доменов определяется в основном обратимым параллельным смещением доменных стенок (рис. 2, *b*). Важно отметить, что подобное изменение геометрии переключаемой области обнаружено и при прямом наблюдении кинетики доменов в пленках PZT с использованием методов сканирующей зондовой микроскопии [8].

Пространственно неоднородное поле E_b , сформировавшееся после окончания цикла N , характеризовалось мгновенным значением функции распределения внутреннего поля смещения $f(E_b, N)$

$$f(E_b, N) = L^{-2} \sum \delta[E_b - E_b(i, j, N)]. \quad (5)$$

Полученные в результате моделирования функции распределения $f(E_b, N)$ хорошо аппроксимируются гаус-

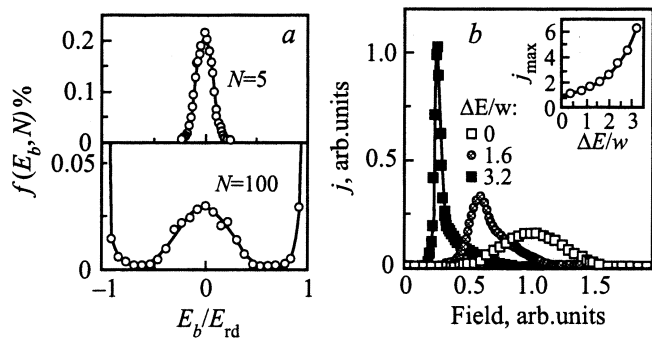


Рис. 3. Компьютерное моделирование (начальное состояние с нулевым внутренним полем смещения): *a* — функции распределения внутреннего поля смещения для различных N , аппроксимированные гауссианом; *b* — токи переключения в треугольном импульсе для $N = 50$: $\Delta E/w = 0$ — теория Прейзаха, $\Delta E/w \neq 0$ — модифицированный подход [25]. ΔE — разность пороговых полей для образования изолированного зародыша и для роста доменов. На вставке — зависимость j_{\max} от $1/w$, аппроксимированная выражением (5).

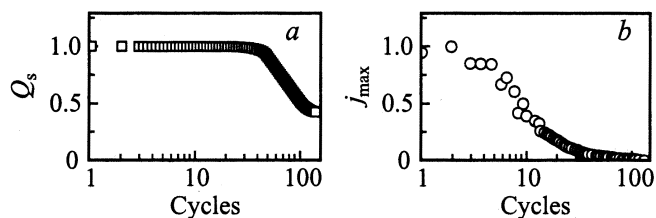


Рис. 4. Уменьшение относительных величин переключаемого заряда (*a*) и максимального значения тока переключения (*b*), полученное в результате моделирования процесса циклического переключения. Начальное состояние с нулевым внутренним полем смещения.

сианом (рис. 3, *a*). В процессе циклического переключения первоначально узкая функция распределения размывается (значительно увеличивается дисперсия w). Появление и рост двух максимумов функции распределения при $E_b = \pm E_{\text{rd}}$ соответствуют образованию и увеличению площади кинетически замороженных доменов (рис. 3, *a*).

Согласно теории Прейзаха, функция распределения внутреннего поля смещения определяет зависимость заряда и тока переключения от прикладываемого напряжения при тестировании в треугольных импульсах [33,34]. Размытие $f(E_b, N)$ при циклическом переключении приводит к уменьшению переключаемого заряда, поскольку переключение поляризации прекращается в областях, где локальное поле E_{loc} становится меньше порогового поля E_{th} . В нашей модификации подхода Прейзаха [35] принят во внимание отмеченный выше факт, что пороговые поля для образования изолированного зародыша и для роста доменов (пристеночного зародышеобразования) существенно различаются. Показано, что в данной модели зависимость максимального значения тока пере-

ключения j_{\max} от дисперсии функции распределения w , полученная с помощью компьютерного моделирования, может быть аппроксимирована следующей формулой (рис. 3) [35]:

$$j_{\max}(1/w) = j_{\max}(0) + J[\exp(a/w) - 1], \quad (6)$$

где J и a — константы.

Важно отметить, что максимальное значение тока переключения j_{\max} в процессе усталости уменьшается значительно сильнее, чем переключаемый заряд (рис. 4).

2.2. Полностью экранированное полидоменное начальное состояние. Моделирование циклического переключения из полидоменного полностью экранированного состояния показало первоначальное увеличение переключаемого заряда. Эта особенность позволила выделить дополнительную стадию формовки (rejuvenation), предшествующую стадии усталости (рис. 5, *a*). Видно, что геометрия переключаемой области на стадиях формовки и усталости качественно различаются (рис. 6). В процессе формовки значительно увеличивается ширина и изменяется связность переключаемой области. После завершения формовки она представляет собой связную лабиринтную структуру. На стадии усталости наблюдается самосогласованное сглаживание и упрощение лабиринтной структуры. Моделирование показало, что происходит преимущественное образование и рост замороженных доменов одного знака

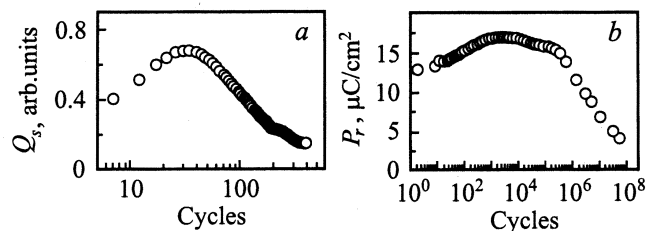


Рис. 5. Стадии формовки и усталости: *a* — моделирование при переключении из полностью экранированного полидоменного начального состояния; *b* — экспериментальные данные для тонких пленок PZT.

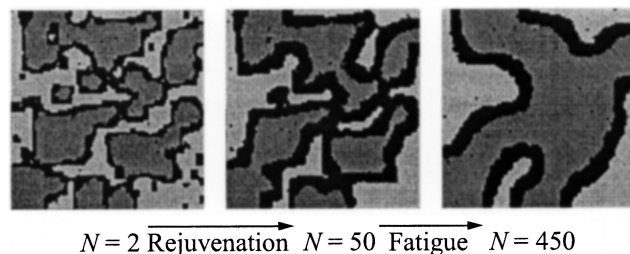


Рис. 6. Изменение переключаемой области при циклическом переключении, полученное в результате моделирования. Переключение из полностью экранированного полидоменного начального состояния. Черное поле — переключаемая область, светло-серое и темно-серое поля — замороженные домены различного знака.

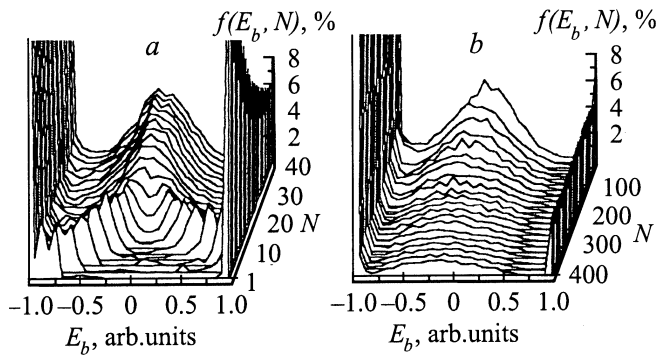


Рис. 7. Полученная в результате моделирования эволюция функции распределения E_b на стадиях формовки (a) и усталости (b). Переключение из полностью экранированного полидоменного начального состояния.

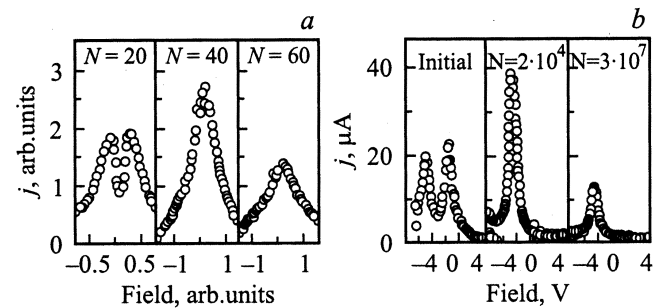


Рис. 8. Изменение формы тока переключения на стадиях формовки и усталости: a — моделирование при переключении из полностью экранированного полидоменного начального состояния; b — экспериментальные данные для тонких пленок PZT.

(„униполярная усталость“). Знак униполярности определяется геометрией начальной доменной структуры. Такая тенденция хорошо согласуется с опубликованными экспериментальными результатами [13].

Эволюция функции распределения внутреннего поля смещения при этом качественно отличается от рассмотренного выше случая с нулевым начальным внутренним полем смещения. Два максимума, соответствующие начальным доменам противоположных знаков, размываются и сливаются в процессе формирования, образуя один широкий пик (рис. 7, a). Его дальнейшее поведение повторяет ранее описанное изменение $f(E_b, N)$ (рис. 7, b). На стадии формовки ток переключения представляет собой сумму двух вкладов, соответствующих переключению в областях с различным знаком внутреннего поля смещения (рис. 8, a).

3. Эксперимент

Исследование формовки и усталости было проведено в пленках цирконата-титаната свинца $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8})\text{O}_3$ толщиной 100–200 nm. Верхний платиновый электрод использовался для приложения прямоугольных бипо-

лярных импульсов с 100% заполнением (без паузы между импульсами). Амплитуда импульсов составляла $U_{\text{cyc}} 5\text{--}8\text{ V}$, а частота f_{cyc} выбиралась в пределах от 10 Hz до 1 MHz. Петли гистерезиса и токи переключения измерялись при приложении импульсов треугольной формы ($f_m = 10\text{--}100\text{ Hz}$, $U_m = 5\text{--}7\text{ V}$) после определенного количества циклов переключения в прямоугольных импульсах. Циклическое переключение и измерения были выполнены при комнатной температуре с использованием автоматизированного измерительного комплекса [29].

Полученные изменения заряда (рис. 5, b) и тока переключения (рис. 8, b) при циклическом переключении в пленках PZT подтверждают существование стадии формовки, которая наиболее ярко проявляется в увеличении j_{max} (рис. 9). Эволюция формы тока в процессе циклического переключения, полученная экспериментально, качественно согласуется с предсказаниями компьютерного моделирования (рис. 5, a и 8, a). Следует отметить, что при моделировании для ускорения расчета величина постоянной времени τ , характеризующей кинетику экранирования, выбиралась значительно меньше экспериментального значения, что и приводит к наблюдаемому различию расчетных и экспериментальных значений N , при которых величина переключаемого заряда уменьшается вдвое (endurance).

Таким образом, предложенная модель самосогласованной эволюции локального внутреннего поля смещения позволила описать изменение геометрии переключаемой области в процессе циклического переключения и предсказать существование стадии формовки. С помощью компьютерного моделирования обнаружена корреляция изменения при циклическом переключении функции распределения внутреннего поля смещения и формы тока переключения. Установленная связь позволяет дополнительно извлекать важную информацию об особенностях кинетики процесса усталости из измерений тока переключения. Хорошее согласие результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными в тонких пленках PZT, подтверждают применимость предложенного подхода.

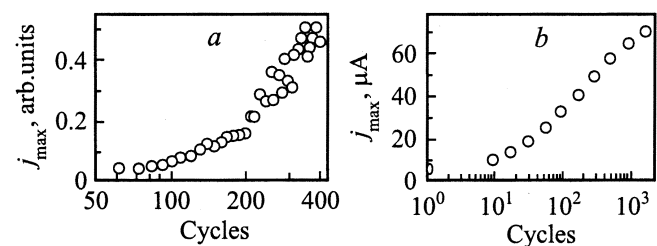


Рис. 9. Увеличение максимального значения тока переключения на стадии формовки, полученное в результате моделирования (a), и экспериментальные данные по циклическому переключению в тонких пленках PZT (b).

Авторы благодарят Т. Schneller и R. Gerhardt за предоставленные образцы тонких пленок и О. Lohse за консультации по проведению измерений.

- [33] G. Robert, D. Damjanovic, N. Setter. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 4413 (2000).
 [34] A. Bartic, D. Wouters, H. Maes, J. Rickes, R. Waser. *J. Appl. Phys.* **89**, 3420 (2001).
 [35] V.Ya. Shur, E.L. Rummyantsev, E.V. Nikolaeva, E.I. Shishkin, I.S. Baturin, M.V. Kalinina. *J. Appl. Phys.* To be published.

Список литературы

- [1] H.M. Duiker, P.D. Beale, J.F. Scott, C.A. Paz de Araujo, B.M. Melnik, J.D. Cuchiaro, L.D. Mcmillan. *J. Appl. Phys.* **68**, 5783 (1990).
 [2] C.J. Brennan. *Integrated Ferroelectrics* **2**, 73 (1992).
 [3] J. Lee, S. Esayan, A. Safari, R. Ramesh. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 254 (1994).
 [4] G. Arlt, U. Robels. *Integrated Ferroelectrics* **3**, 343 (1993).
 [5] E. Colla, D. Taylor, A. Tagantsev, N. Setter. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2478 (1998).
 [6] I. Stolichnov, A. Tagantsev, E. Colla, N. Setter. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1361 (1998).
 [7] V. Shur, S. Makarov, N. Ponomarev, I. Sorkin, E. Nikolaeva, E. Shishkin, L. Suslov, N. Salashchenko, E. Kluev. *J. Korean Phys. Soc.* **32**, S1714 (1998).
 [8] E. Colla, S. Hong, D. Taylor, A. Tagantsev, N. Setter, K. No. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2763 (1998).
 [9] W. Warren, D. Dimos, B. Tutler, R. Nashby, G. Pike. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1018 (1995).
 [10] В.В. Леманов, В.К. Ярмаркин. *ФТТ* **38**, 2482 (1996).
 [11] M. Grossmann, D. Boten, O. Lohse, U. Boettger, R. Waser, S. Tiedke. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1894 (2000).
 [12] A.M. Bratkovsky, A.P. Levanyuk. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3177 (2000).
 [13] A. Kholkin, E. Colla, A. Tagantsev, D. Taylor, N. Setter. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2577 (1996).
 [14] J.F. Scott, M. Dawber. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3801 (2000).
 [15] R. Ramesh, W.K. Chan, B. Wilkens, T. Sands, J.M. Tarascon, V.G. Keramidas, J.T. Evans. *Integrated Ferroelectrics* **1**, 1 (1992).
 [16] А.Ю. Кудзин, Т.В. Панченко, С.П. Юдин. *ФТТ* **16**, 2437 (1974).
 [17] A. Gruverman, O. Auciello, H. Tokumoto. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3191 (1996).
 [18] В.М. Фридкин. *Сегнетоэлектрики-полупроводники*. Наука, М. (1976). 408 с.
 [19] V.Ya. Shur. *Ferroelectric Thin Films: Synthesis and Basic Properties*. Gordon and Breach, N.Y. (1996). Vol. 10. Ch. 6.
 [20] В.Я. Шур, Ю.А. Попов, Н.В. Коровина. *ФТТ* **26**, 781 (1984).
 [21] V.Ya. Shur. *Phase Trans.* **65**, 49 (1998).
 [22] В.Я. Шур, Ю.А. Попов, Г.Б. Солдатов. *ФТТ* **25**, 265 (1983).
 [23] V.Ya. Shur, E.L. Rummyantsev. *Ferroelectrics* **191**, 319 (1997).
 [24] В.А. Юрин. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **24**, 1329 (1960).
 [25] U. Robels, G. Arlt. *J. Appl. Phys.* **73**, 3454 (1993).
 [26] P. Lambeck, G. Jonker. *J. Phys. Chem. Sol.* **47**, 453 (1986).
 [27] I. Stolichnov, A. Tagantsev, N. Setter, J. Cross, M. Tsukad. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3552 (1999).
 [28] В.Я. Шур. Автореф. докт. дис. УПИ, Свердловск, (1990).
 [29] V.Ya. Shur, E.L. Rummyantsev, E.V. Nikolaeva, E.I. Shishkin, I.S. Baturin, M. Ozgul, C.A. Randall. *Integrated Ferroelectrics* **33**, 117 (2001).
 [30] V.Ya. Shur, E.L. Rummyantsev, E.V. Nikolaeva, E.I. Shishkin, I.S. Baturin. *J. Appl. Phys.* **90**, 6312 (2001).
 [31] R.C. Miller, G. Weinreich. *Phys. Rev.* **117**, 1460 (1960).
 [32] M. Hayashi. *J. Phys. Soc. Jpn.* **33**, 616 (1972).