

# Теория переключения многоосных сегнетоэлектриков (основные стадии)

© М.А. Захаров\*, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,  
199178 Санкт-Петербург, Россия

\* Новгородский государственный университет,  
173003 Великий Новгород, Россия

E-mail: ksa@phase.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 17 мая 2004 г.)

На основании многомерной теории фазовых переходов первого рода изучена кинетика переключения многоосных сегнетоэлектрических кристаллов со  $180^\circ$  и  $90^\circ$  доменами при нормальном и послыном механизмах доменного роста. Теоретически исследованы основные стадии процесса переключения многоосного сегнетоэлектрика в предположении трехмерного роста переполаризованных областей цилиндрической формы. Выведена замкнутая система уравнений, описывающая кинетику переключения с учетом изменения переполаризации в процессе фазового превращения. Выведены уравнения, позволяющие рассчитывать ток переключения и его изменение во времени. Проведено качественное сопоставление основных характеристик переключения с соответствующими экспериментальными данными на примере титаната бария.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 03-01-00574 и 03-03-32503), Российского центра „Интеграция“ (проекты № А0151 и Б0056), Программы „Управление нелинейными механическими системами в условиях неопределенности и хаоса“ (проект № 19), гранта Минпромнауки (проект № 40.010.11.1195), государственного контракта (№ НФМ-1/03, НШ-2288.2003.1) и программы РФФИ-NWO (проект № 047.011.2001.011) и гранта (N 35460-U „CONACYT“) правительства Мексики.

Данная работа продолжает теоретическое исследование кинетики переключения многоосных сегнетоэлектрических кристаллов, начатое в [1]. Ранее отмечалось [2,3], что процесс переключения в сегнетоэлектриках и родственных им материалах, как и любой иной фазовый переход первого рода, может быть условно разделен на три характерные временные стадии. Анализ начальной стадии переполаризации многоосных сегнетоэлектриков был выполнен в [1], поэтому цель настоящей работы — описание основных стадий переключения указанных сегнетоэлектрических кристаллов. Следует отметить, что излагаемая далее теория обладает по меньшей мере тремя отличительными чертами. Во-первых, она в равной степени применима к описанию образования как  $180^\circ$ , так и  $90^\circ$  доменов. Во-вторых, рассматривается наиболее общий случай трехмерного роста переполаризованных областей, имеющих две степени свободы, что стало возможным благодаря использованию многомерной кинетической теории [4–6]. Наконец, данная теория учитывает различные механизмы доменного роста, в частности, нормальный и послыный.

Работа имеет следующую структуру. В первой части рассматривается стадия массовой переполаризации многоосных сегнетоэлектриков и выводится соответствующая система кинетических уравнений. Во второй — определяется ток поляризации, возникающий в процессе переключения сегнетоэлектрических кристаллов. Третья часть посвящена сопоставлению теории с соответствующими экспериментальными данными на примере наиболее хорошо изученного многоосного сегнетоэлектрика — титаната бария.

## 1. Кинетика массовой переполаризации

Для описания кинетики переключения многоосных сегнетоэлектриков в предположении трехмерного роста переполаризованных областей воспользуемся двумерным кинетическим уравнением [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(n, \alpha, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial n} [V_n f(n, \alpha, t)] + \frac{\partial}{\partial \alpha} [V_\alpha f(n, \alpha, t)] \\ = \frac{\partial}{\partial n} \left[ D_n \frac{\partial f(n, \alpha, t)}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[ D_\alpha \frac{\partial f(n, \alpha, t)}{\partial \alpha} \right], \quad (1) \end{aligned}$$

где  $f(n, \alpha, t)$  — двумерная неравновесная функция распределения переполаризованных доменов по числу элементарных ячеек и формам, здесь  $n$  — число элементарных ячеек в цилиндрическом домене высоты  $H$  и радиуса основания  $R$ ,  $\alpha = H/R$  — характеристическое отношение линейных размеров домена;  $V_n = (dn/dt)$  и  $V_\alpha = (d\alpha/dt)$  — скорости роста домена в пространстве размеров и форм соответственно;  $D_n$  и  $D_\alpha$  — коэффициенты диффузии зародышей переполаризации в пространстве размеров и форм соответственно.

Следуя [1], можно показать, что двумерная функция распределения  $f(n, \alpha, t)$  допускает представление

$$f(n, \alpha, t) = C \exp \left( -\frac{B(\alpha - \alpha_c)^2}{k_B T} \right) \varphi(n, t),$$

где  $\alpha_c = 2$  — критическое значение характеристического отношения  $\alpha$ ,  $k_B$  и  $T$  — постоянная Больцмана и

температура соответственно. Константа  $B$  определяется выражением  $B = 2\pi\sigma^3\omega^2/3|\Delta f|^2$ , где  $\sigma$  — натяжение доменной стенки,  $\omega$  — объем элементарной ячейки,  $\Delta f$  — разность свободных энергий, приходящихся на одну элементарную ячейку среды и зародыша. При этом нормировочная константа  $C$  выбирается так, чтобы функция распределения  $\varphi(n, t)$  была нормирована на число доменов в единице объема кристалла  $N(t)$ , т.е.  $\int_0^\infty \varphi(n, t)dn = N(t)$ .

Тогда двумерное кинетическое уравнение (1) сводится к одномерному уравнению Зельдовича на функцию  $\varphi(n, t)$

$$\frac{\partial \varphi(n, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial n}[V_n \varphi(n, t)] = \frac{\partial}{\partial n} \left[ D_n \frac{\partial \varphi(n, t)}{\partial n} \right] \quad (2)$$

с начальными и граничными условиями

$$\varphi(n, 0) = 0, \quad \left. \frac{\varphi(n, t)}{\varphi_{\text{eq}}(n)} \right|_{n \rightarrow 0} \rightarrow 1, \quad \left. \frac{\varphi(n, t)}{\varphi_{\text{eq}}(n)} \right|_{n \rightarrow \infty} \rightarrow 0,$$

где  $\varphi_{\text{eq}}(n)$  — известная равновесная функция распределения.

Уравнение (2) представляет собой уравнение непрерывности в пространстве размеров, где соответствующий поток  $J(n, t)$  состоит из двух частей — „гидродинамической“  $V_n \varphi(n, t)$  и „флуктуационной“  $D_n(\partial \varphi(n, t)/\partial n)$ . Первая составляющая потока отвечает изменению функции распределения переполаризованных доменов за счет их роста со скоростью  $V_n$ , а вторая описывает флуктуационное изменение размеров доменов.

Следует отметить, что на стадии массовой переполаризации эволюционное уравнение (2) может быть упрощено, поскольку основную роль на этой стадии играет гидродинамическая часть потока [2]. Поэтому, пренебрегая флуктуационным членом, перепишем основное кинетическое уравнение (2) в виде

$$\frac{\partial \varphi(n, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial n}[V_n \varphi(n, t)] = 0. \quad (3)$$

Изменение переполаризации в кристалле обусловлено образованием большого количества зародышей переполаризации, меняющих внутреннее поле материнской среды. Однако общее число элементарных ячеек, являющихся „элементарными носителями“ удельной поляризации (дипольного момента)  $p$ , при этом сохраняется. Поэтому, следуя [2], кинетическое уравнение (3) необходимо дополнить уравнением баланса

$$J(E_0) \frac{p}{P_{10}} = \frac{d\xi}{dt} + \frac{p}{P_{10}} \int_0^\infty V_n \varphi(n, t) dn, \quad (4)$$

где  $P_{10}$  — равновесная поляризации;  $J(E_0)(p/P_{10})$  — источник переполаризации, создаваемый внешним электрическим полем  $E_0$ ;  $\xi(t)$  — относительная переполаризация [1];  $(p/P_{10}) \int_0^\infty V_n \varphi(n, t) dn$  — скорость „потребления поляризации“ доменами новой фазы.

Кинетическое уравнение (3) и уравнение баланса (4) представляют собой полную систему, описывающую стадию массовой переполаризации многоосного сегнетоэлектрика, когда основной спектр зародышей достиг критического размера.

Для решения уравнения Фоккера–Планка (3) необходимо знать явное выражение для скорости роста в пространстве размеров  $V_n$ , которое существенным образом зависит от механизма доменного роста. Для определенности условимся считать, что низкосимметричная фаза рассматриваемого сегнетоэлектрика имеет тетрагональную точечную группу симметрии  $4mm$ . Такая симметрия характерна для пирозлектрических фаз некоторых многоосных сегнетоэлектриков, в частности титаната бария. Условимся также считать, что равновесная спонтанная поляризация в отсутствие внешнего электрического поля возникает вдоль оси  $OZ$ . Тогда, пользуясь техникой определения скорости роста зародышей в пространстве размеров, предложенной в работах [1,2], найдем

$$V_n = 3 \frac{\xi(t)}{t_0} n^{2/3}, \quad (5)$$

где  $t_0$  — временной параметр, зависящий от конкретного механизма доменного роста.

В частности, при образовании  $180^\circ$  доменов имеем

$$t_0^{(1)} = \left( \frac{2\pi}{\omega} \right)^{2/3} \frac{\varepsilon_0 \chi_{zz} k_B T}{2\pi \beta_0 P_{10} p},$$

$$t_0^{(2)} = \left( \frac{2\pi}{\omega} \right)^{2/3} \frac{\varepsilon_0 \chi_{zz} k_B T \sigma_{st}}{4\pi \beta_{s10} P_{10} p \sigma}, \quad (6)$$

где индексы „1“ и „2“ относятся к нормальному и послыному механизмам доменного роста соответственно,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $k_B$  и  $T$  — постоянная Больцмана и температура соответственно,  $\chi_{zz}$  —  $zz$ -компонента тензора диэлектрической восприимчивости,  $\beta_0$  — кинетический коэффициент,  $\sigma_{st}$  и  $\beta_{s10}$  — поверхностное натяжение и кинетический коэффициент, соответственно относящиеся к ступени.

С другой стороны, при образовании  $90^\circ$  доменов временной параметр  $t_0$  определяется следующими соотношениями:

$$t_0^{(1)} = \left( \frac{2\pi}{\omega} \right)^{2/3} \frac{\varepsilon_0 \chi_{yy} k_B T}{2\pi \beta_0 P_{10} p},$$

$$t_0^{(2)} = \left( \frac{2\pi}{\omega} \right)^{2/3} \frac{\varepsilon_0 \chi_{yy} k_B T \sigma_{st}}{4\pi \beta_{s10} P_{10} p \sigma}. \quad (7)$$

Подчеркнем, что выражение для скорости роста в пространстве размеров (5) получено, согласно [1], в предположении трехмерного роста цилиндрических зародышей, имеющих две степени свободы. При этом специфика конкретного механизма доменного роста определяется параметром  $t_0$ .

Введем безразмерный радиус зародышей  $\rho = n^{1/3}$ . При этом от функции распределения доменов по числу

элементарных ячеек в них  $\varphi(n, t)$  перейдем к функции распределения доменов по безразмерным радиусам  $g(\rho, t)$ . Тогда кинетическое уравнение (3) примет вид

$$\frac{\partial g(\rho, t)}{\partial t} + \frac{\xi(t)}{t_0} \frac{\partial}{\partial \rho} [g(\rho, t)] = 0. \quad (8)$$

Кроме того, как показано в [2], на стадии массовой переполаризации в уравнении баланса (4) можно пренебречь производной  $(d\xi/dt)$ . Тогда получаем

$$\frac{\xi_0}{\xi(t)} - 1 = \frac{3P\tau}{P_{10}t_0} \int_0^\infty \rho^2 g(\rho, t) d\rho, \quad (9)$$

где  $\xi_0$  — переполаризация сегнетоэлектрика в начальный момент времени,  $\tau$  — некоторый параметр, зависящий от механизма доменного роста и типа образующихся доменов. В частности, для  $180^\circ$  доменов

$$\tau^{(1)} = \frac{\varepsilon_0 \chi_{zz} k_B T}{2\beta'_0 p^2}, \quad \tau^{(2)} = \frac{\varepsilon_0 \chi_{zz} k_B T \sigma_{st}}{4\beta'_{st0} p^2 \sigma}, \quad (10)$$

а для  $90^\circ$  доменов

$$\tau^{(1)} = \frac{\varepsilon_0 \chi_{yy} k_B T}{2\beta'_0 p^2},$$

$$\tau^{(2)} = \frac{\varepsilon_0 \chi_{yy} k_B T \sigma_{st}}{4\beta'_{st0} p^2 \sigma}, \quad (11)$$

где  $\beta'_0 = N_v \nu \exp(-V_0/k_B T)$ , здесь  $V_0$  — высота энергетического барьера для реориентации дипольного момента элементарной ячейки  $p$  в отсутствие внешнего поля,  $N_v$  — число элементарных ячеек в единице объема кристалла,  $\nu$  — частота колебаний атомов в ячейке,  $\beta'_{st0}$  — аналогичный кинетический коэффициент для ступени при послонном механизме доменного роста.

Согласно [2], систему (8)–(9) следует дополнить начальными и граничными условиями вида  $g(\rho, 0) = 0$ , ( $\rho > \rho_c$ ) и  $g(0, t) = I(\xi(t)) t_0 / \xi(t)$ , где  $I(\xi(t))$  — поток переполаризации.

Данная система допускает аналитическое решение. Метод решения подобных систем применительно к одноосным сегнетоэлектрикам был предложен в работах [2]. Формулы, полученные в [2], которые здесь не приводятся, могут быть использованы для расчета всех основных кинетических характеристик процесса переключения многоосных сегнетоэлектрических кристаллов на стадии массовой переполаризации с учетом различных механизмов доменного роста и типов образующихся доменов при соответствующем выборе параметров  $t_0$  и  $\tau$ .

Завершающим этапом процесса переключения сегнетоэлектрических кристаллов во внешних полях, как, впрочем, и любых иных фазовых переходов первого рода, является стадия остальдовского созревания, известная также как коалесценция. На этой стадии рост более крупных зародышей происходит за счет „растворения“ более мелких. В результате в системе происходит термодинамически выгодное уменьшение

поверхности межфазной границы, а ансамбль зародышей переполаризованных областей увеличивает свой средний размер с течением времени. При этом характер взаимодействия между переполаризованными областями определяется некоторым самосогласованным полем, создаваемым всем ансамблем доменов. Следствием стадии остальдовского созревания является уменьшение относительной переполаризации в кристалле до нуля, в результате чего исходная метастабильная система достигает полного термодинамического равновесия и рассматриваемый сегнетоэлектрик переходит в монодоменное состояние с поляризацией, ориентированной по внешнему электрическому полю.

Кинетика переключения сегнетоэлектрических кристаллов на стадии остальдовского созревания с учетом нормального и послонного механизмов доменного роста детально исследовалась в предыдущих работах [2,3]. В частности, в этих работах было показано, что системы основных кинетических уравнений, описывающие фазовые переходы первого рода на стадии остальдовского созревания, имеют общую структуру, и, как следствие, формально подобные решения. Поэтому явный вид функции распределения зародышей по размерам, средний размер ансамбля зародышей, плотность зародышей и относительная переполаризация на стадии остальдовского созревания, а также остальные кинетические характеристики переключения можно найти в работах, указанных выше, и здесь они не приводятся.

## 2. Ток переключения

Временная зависимость плотности тока переключения в многоосном сегнетоэлектрическом кристалле определяется соотношением [7]

$$J = -2P_{10} \frac{dQ}{dt}, \quad (12)$$

где  $Q$  — доля объема кристалла, которая еще не успела переключиться,  $P_{10}$  — исходное значение спонтанной поляризации сегнетоэлектрика.

На начальной стадии переключения система еще не чувствует появления зародышей новой фазы и ее термодинамические параметры практически не меняются. При этом доля объема кристалла, вовлеченная в фазовый переход, весьма мала, а скорость ее изменения равна нулю. Поэтому на начальной стадии переключения ток поляризации отсутствует. Указанный ток возникает только на втором этапе фазового превращения, т. е. на стадии массовой переполаризации. Для вычисления тока поляризации обратимся к кинетическим уравнениям (1)–(9).

Введем степень заполнения объема кристалла доменами переполаризации  $Z = 1 - Q$ . Тогда, согласно [2], уравнение баланса (4) можно переписать в виде

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{\xi_0}{\tau} - \frac{\xi}{\tau} - \frac{(\xi_0 - \xi)}{(1 - Z)} \frac{dZ}{dt}, \quad (13)$$

где  $\xi_0$  — относительная переполаризация в начальный момент времени,  $\tau$  — временной параметр, зависящий

от механизма доменного роста и типа образующихся доменов и определяемый формулами (10) и (11).

Решение кинетического уравнения (3) совместно с уравнением баланса (13) позволяет найти все основные характеристики процесса переключения. С этой целью запишем выражение для  $Z$  в переменных  $\rho$  и  $t$ , учитывая, что  $\rho = n^{1/3}$  и  $\varphi(n, t)dn = g(\rho, t)d\rho$ . Дифференцируя  $Z$  по времени и используя соотношения (5) и (8), а также граничное условие  $g(\rho, t)|_{\rho \rightarrow \infty} = 0$ , получим

$$\left( \frac{1}{\xi} \left( \frac{Z'}{\xi} \right)' \right)' = \frac{6\omega\xi}{t_0^3} N, \quad (14)$$

где  $N$  — число доменов. Отсюда получим

$$\left[ \frac{1}{\xi} \left( \frac{1}{\xi} \left( \frac{Z'}{\xi} \right)' \right)' \right]' = \frac{6\omega}{t_0^3} I(\xi), \quad (15)$$

где  $I(\xi)$  — поток зародышей.

Тогда с учетом определения (12) ток поляризации является решением уравнения

$$\left[ \frac{1}{\xi} \left( \frac{1}{\xi} \left( \frac{J}{\xi} \right)' \right)' \right]' = \frac{12\omega P_{10}}{t_0^3} I(\xi). \quad (16)$$

Таким образом, уравнение (16) совместно с уравнением баланса (13) составляет полную систему, позволяющую вычислить зависимость тока поляризации от времени и внешнего поля.

Из соотношений (12), (13) и (16) получим

$$\left[ \frac{1}{\xi} \left( \frac{1}{\xi} \left( \frac{\left( \frac{\xi_0}{\tau} - \xi' - \frac{\xi}{\tau} \right) (1-Z)}{(\xi_0 - \xi)\xi} \right)' \right)' \right]' = \frac{6\omega}{t_0^3} I(\xi). \quad (17)$$

Уравнение (17) определяет зависимость относительной переполаризации от времени. При этом начальными условиями являются нулевые условия для тока поляризации и его производных по времени, а также переполаризации.

Зависимость потока зародышей от относительной переполаризации была определена в работе [1] и может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} I^{(1)}(\xi) &= I_0^{(1)} \exp(-\alpha/\xi^2), \\ I^{(2)}(\xi) &= I_0^{(2)} \exp(-\alpha/\xi^2), \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} I_0^{(1)} &= \beta_0 N_v \omega \sqrt{\frac{6\sigma}{k_B T}}, \\ I_0^{(2)} &= 2\beta_{st0} N_v \omega \frac{\sigma}{\sigma_{st}} \sqrt{\frac{6\sigma}{k_B T}}, \end{aligned}$$

здесь  $N_v$  — число элементарных ячеек в единице объема кристалла, которое можно оценить как  $N_v \sim 1/\omega$ ; индексы „1“ и „2“ относятся к нормальному и послыльному механизму доменного роста соответственно.

Параметр  $\alpha$  зависит от типа зародышей. Так, в частности, для  $180^\circ$  доменов

$$\alpha = \frac{2\pi\sigma^3}{k_B T} \left( \frac{\varepsilon_0 \chi_c \omega}{\rho P_{10}} \right)^2,$$

а для  $90^\circ$  доменов

$$\alpha = \frac{8\pi\sigma^3}{k_B T} \left( \frac{\varepsilon_0 \chi_a \omega}{\rho P_{10}} \right)^2,$$

где  $\chi_c$  и  $\chi_a$  — диэлектрические восприимчивости сегнетоэлектрика вдоль оси  $c$  и  $a$ .

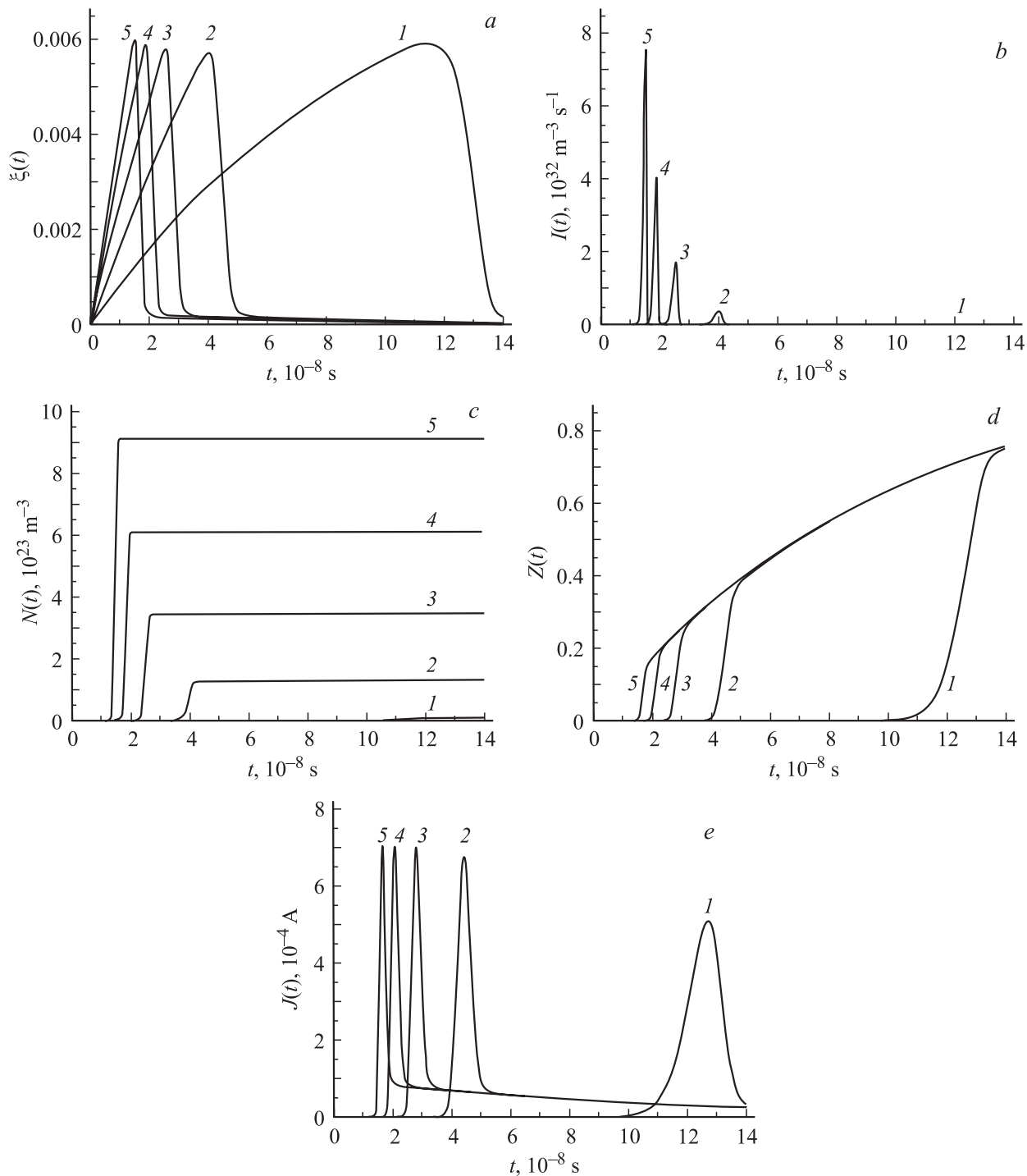
Система уравнений (3), (13)–(18) с учетом соответствующих начальных и граничных условий является замкнутой. Ее решение позволяет найти все основные кинетические характеристики процесса переключения исследуемого многоосного сегнетоэлектрического кристалла, а именно плотность тока переключения, относительную переполаризацию, поток зародышей и т. д.

### 3. Обсуждение результатов и сравнение с экспериментом

В заключение сделаем некоторые оценки полученных теоретических зависимостей. В качестве иллюстрации воспользуемся экспериментальными данными классического многоосного сегнетоэлектрического кристалла — титаната бария. Так, согласно [8–10], температура Кюри титаната бария  $T_c \sim 393$  К; при температуре  $T \sim 373$  К равновесная спонтанная поляризация  $P_{x10} \sim 1.2 \cdot 10^{-1} \text{ C} \cdot \text{m}^{-2}$ ; диэлектрические восприимчивости вдоль и перпендикулярно полярной оси  $\chi_c \sim 60$  и  $\chi_a \sim 300$  соответственно; молекулярная масса  $M \sim 0.233 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ ; плотность  $\rho \sim 6.02 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Объем элементарной ячейки кристалла титаната бария можно оценить как  $\omega \sim M/\rho N_A = 0.64 \cdot 10^{-28} \text{ m}^3$  ( $N_A$  — постоянная Авогадро), тогда  $N_v \sim \omega^{-1} = 1.6 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$ . Кинетический коэффициент  $\beta_0$  зависит от энергии активации процесса смещения атома в сегнетоэлектрике и, согласно [2], может быть оценен как  $\beta_0 \sim 10^{31} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Как отмечалось ранее [1], различные экспериментальные оценки поверхностного натяжения, как впрочем и теоретические, существенно отличаются. Так, согласно [11–15], можно предположить, что величина поверхностного натяжения доменной стенки в случае титаната бария лежит в интервале от  $\sigma \sim 0.1 \cdot 10^{-3}$  до  $\sim 10 \cdot 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ . Такой разброс в экспериментальных данных по поверхностному натяжению приводит к тому, что дальнейшие оценки будут носить лишь качественный характер.

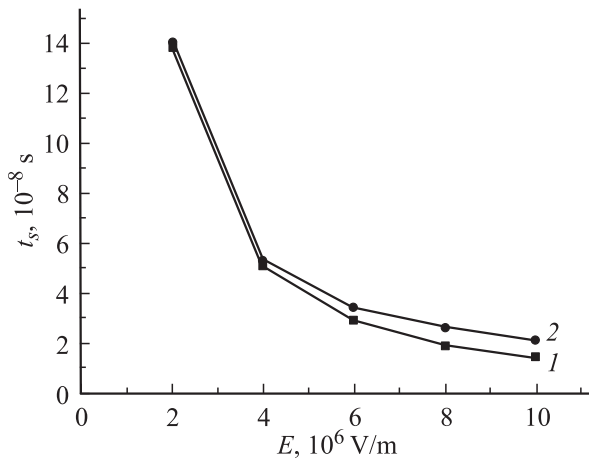
Будем считать, что поверхностное натяжение доменной стенки составляет  $\sigma \sim 0.7 \cdot 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ , что является промежуточной величиной между расчетами Миллера и Вэйрайха и оценками Жирнова. Поскольку при послыльном механизме доменного роста необходимо также знать и величину натяжения ступени, дальнейшее рассмотрение ограничим нормальным механизмом



**Рис. 1.** Зависимости относительной переполаризации  $\xi(t)$  (a), скорости зародышеобразования  $I(t)$  (b), плотности переполаризованных доменов  $N(t)$  (c), степени заполнения объема кристалла зародышами переполаризации  $Z(t)$  (d) и плотности тока переполаризации  $J(t)$  (e) от времени и величины поля  $E$ ,  $10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ : 1 — 2, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 8, 5 — 10. Площадь образца  $S \sim 10^{-9} \text{ m}^2$ .

роста доменов. Тогда при образовании  $180^\circ$  доменов  $t_0 \sim 10^{-12} \text{ s}$ ,  $\tau \sim 10^{-7} \text{ s}$ ,  $\alpha \sim 5.7 \cdot 10^{-4}$ . На рис. 1 приведены графики временных зависимостей относительной переполаризации  $\xi(t)$ , скорости зародышеобразования  $I(t)$ , плотности переполаризованных доменов  $N(t)$ , степени заполнения объема кристалла зародышами пе-

реполаризации  $Z(t)$  и плотности тока переполаризации  $J(t)$  как функции внешнего поля, полученные на основании решения системы (13)–(18). Соответствующие времена переключения  $t_S$  как функции внешнего поля приведены на рис. 2. Прежде всего, отметим, что кривые тока переполаризации имеют так называемую „аффин-



**Рис. 2.** Зависимость времени переключения  $t_s$  от величины поля: 1 — по Стадлеру [17], 2 — теория.

ную“ форму и качественно хорошо отражают ход тока переполаризации в реальных сегнетоэлектриках [8,9,16]. Кроме того, как видно из рис. 2, времена переключения в указанном интервале электрических полей согласуются с экспериментальными результатами Стадлера [17].

Подводя итог, заметим, что основная трудность применения данной теории связана с проблемой определения констант  $I_0$ ,  $t_0$ ,  $\tau$  и  $\alpha$ , поскольку их расчет предполагает знание ряда не вполне определенных величин (поверхностное натяжение, кинетические коэффициенты и т.д.). В этой связи представляется разумным постановка обратной задачи, когда путем сравнения теоретических зависимостей тока переключения с экспериментальными можно оценить константы сегнетоэлектриков, не поддающиеся прямому экспериментальному измерению. Подчеркнем также, что предложенная модель применима исключительно к слабометастабильным системам, в противном случае вместо классических уравнений Фоккера–Планка необходимо использовать приближения типа Гинзбурга–Ландау. Подобное исследование для сильнометастабильных одноосных сегнетоэлектриков выполнено в работе [2].

## Список литературы

- [1] М.А. Захаров, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. ФТТ **46**, 7, 1238 (2004).
- [2] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. ФТТ **43**, 1, 80 (2001); 1, 88 (2001); 2, 312 (2001).
- [3] С.А. Кукушкин, М.А. Захаров. ФТТ **44**, 2, 332 (2002); 12, 2193 (2002).
- [4] В.А. Шнейдман. ЖЭТФ **91**, 2(8), 520 (1986).
- [5] Ф.М. Куни, А.А. Мелихов. ТМФ **81**, 2, 247 (1989).
- [6] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. ФТТ **36**, 5, 1258 (1994).
- [7] Y. Ishibashi, Y. Takagi. J. Phys. Soc. Jpn. **31**, 506 (1971).
- [8] Б.А. Струков, А.П. Леванюк. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. Наука, М. (1995). 304 с.

- [9] Ф. Иона, Д. Ширане. Сегнетоэлектрические кристаллы. Мир, М. (1965).
- [10] Дж. Барфут. Введение в физику сегнетоэлектрических явлений. Мир, М. (1979). 352 с.
- [11] M. Hayashi. J. Phys. Soc. Japan **33**, 616 (1972).
- [12] E.V. Burtsev, S.P. Chervonobrodov. Ferroelectrics **45**, 97 (1982).
- [13] M. Molotskii, R. Kris, G. Rosenmann. J. Appl. Phys. **88**, 9, 5318 (2000).
- [14] A.K. Tagantsev, I. Stolichnov, E.L. Colla, N. Setter. J. Appl. Phys. **90**, 3, 1387 (2001).
- [15] R.E. Nettleton. J. Appl. Phys. **38**, 7, 2775 (1967).
- [16] W.J. Merz. J. Appl. Phys. **27**, 938 (1956).
- [17] H.L. Stadler. J. Appl. Phys. **33**, 12, 3487 (1962).