

КИНЕТИКА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В НЕОДНОРОДНОЕ СОСТОЯНИЕ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ

Б. М. Даринский^а, А. П. Лазарев^б, А. С. Сигов^{с*}

^а Воронежский государственный технический университет
394026, Воронеж, Россия

^б Воронежский государственный университет
394693, Воронеж, Россия

^с Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
(технический университет)
117454, Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 мая 1998 г.

Исследована кинетика возникновения поля вектора поляризации после резкого охлаждения образца сегнетоэлектрика в двух случаях: в первом из них скорость роста вектора поляризации определяется вязкими силами фононного происхождения, во втором — диффузией заряженных частиц. Получены аналитические зависимости скорости роста вектора поляризации и периода неоднородной фазы от глубины переохлаждения образца. Установлено существование медленного процесса релаксации в доменной структуре и найдена временная зависимость этого процесса.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–5] показано, что при охлаждении однородной сегнетоэлектрической пластины происходит сегнетоэлектрический фазовый переход из парафазы в неоднородное состояние, в котором вектор спонтанной поляризации является периодической функцией типа плоской волны и которое при последующем охлаждении образца переходит в плоскопараллельную доменную структуру. Аналогичное явление имеет место и в достаточно тонких сегнетоэластических пластинах [6]. Исследования этого явления были проведены для случая медленного (квазистатического) охлаждения образца, для которого температура фазового перехода и геометрия образующейся фазы не зависят от скорости охлаждения.

В настоящей работе изучается кинетика фазового перехода после быстрого охлаждения образца сегнетоэлектрического кристалла. Кинетика фазового перехода при быстром охлаждении сегнетоэлектрика рассматривается как для сегнетоэлектрического кристалла без свободных зарядов, так и с учетом экранирования деполяризирующего электрического поля подвижными заряженными частицами.

Следует отметить, что процессы образования неоднородного состояния вещества в массивных образцах в сильно неравновесных условиях по механизму спиноподобного распада однородного твердого раствора рассматривались ранее [7–10]. Размеры неоднородностей возникающей фазы определяются при этом объемными характеристиками вещества и не зависят от макроскопических размеров образца. Для рассматриваемых

* E-mail: sigov@exodus.mirea.ac.ru

в данной работе систем характерно наличие зависимости параметров неоднородности возникающей низкотемпературной фазы также от размеров и формы образца.

2. КИНЕТИКА ОБРАЗОВАНИЯ НЕОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ БЕЗ СВОБОДНЫХ ЗАРЯДОВ

Рассматривается образец одноосного сегнетоэлектрического кристалла в форме тонкой пластины толщиной l , плоскость которой перпендикулярна направлению вектора спонтанной поляризации. Лабораторная система координат $x_1x_2x_3$ в рассматриваемой кристаллической пластине одноосного сегнетоэлектрика ориентирована так, что ось x_3 перпендикулярна плоскости пластины, а оси x_1 и x_2 направлены вдоль поверхности плоскости пластины.

В исходном состоянии образец находится в парафазе. После резкого охлаждения образца происходит возникновение и последующий рост амплитуды периодического поля вектора спонтанной поляризации P_s , имеющего две отличные от нуля компоненты: P_3 — проекция вектора спонтанной поляризации на ось x_3 , P_1 — на ось x_1 , направление которой совпадает с направлением проекции волнового вектора q , определяющей периодическую структуру векторного поля поляризации.

Неравновесный термодинамический потенциал Φ сегнетоэлектрической пластины представляется в следующем виде [4, 5]:

$$\Phi = \int \left[\frac{\alpha_1}{2} P_1^2 - \frac{\alpha_3}{2} P_3^2 + \frac{\kappa}{2} (\nabla_1 P_3)^2 + \frac{(\nabla\varphi)^2}{8\pi} \right] dV. \quad (1)$$

В (1) α_1 , α_3 , κ — коэффициенты разложения термодинамического потенциала в ряд по степеням компонент вектора поляризации, причем все они являются положительными. Температурно-зависящим коэффициентом является α_3 , причем $\alpha_3 = \alpha_0(T_c - T)$, где T — температура образца, T_c — температура Кюри, $\alpha_0 = (2C)^{-1}$, C — постоянная Кюри—Вейсса [11]. Третье слагаемое в (1) представляет собой энергию кристалла, связанную с неоднородностью поля вектора поляризации и отражающую корреляцию значений вектора P_3 в соседних точках, различающихся координатами x_1 . По порядку величины $\kappa \sim a^2$, где a — постоянная решетки [12]. В интеграле (1) отброшены корреляции между векторами поляризации в точках, имеющих разные координаты x_3 , что оправдано для случая, когда ширина доменов значительно меньше толщины пластины. Такая ситуация является типичной для рассматриваемого случая пластины одноосного сегнетоэлектрика [1–5]. Последнее слагаемое в (1) представляет собой энергию деполяризующего электрического поля, φ — потенциал этого поля. Рост низкотемпературной фазы происходит по механизму потери устойчивости высокотемпературного состояния вещества после быстрого изменения коэффициента α_3 вследствие резкого охлаждения образца. Поэтому для рассмотрения начального этапа возникновения новой фазы в термодинамическом потенциале (1) достаточно ограничиться учетом только квадратичных членов по компонентам вектора поляризации [2–5].

В объеме кристалла компоненты вектора поляризации P_i и потенциал φ деполяризующего электрического поля связаны между собой уравнением электростатики:

$$\Delta\varphi = 4\pi\nabla_i P_i. \quad (2)$$

Объединение (1) и (2) введением множителя Лагранжа $\mu(\mathbf{r})$, зависящего от радиус-вектора \mathbf{r} рассматриваемой точки, приводит к новому функционалу $\tilde{\Phi}$, в котором P_1 , P_3 , φ являются независимыми переменными:

$$\tilde{\Phi} = \Phi + \frac{\mu(\mathbf{r})}{4\pi} (\Delta\varphi - 4\pi\nabla_i P_i). \quad (3)$$

Варьирование $\tilde{\Phi}$ из (3) по переменным P_1 , P_3 дает следующие выражения для компонент E_1 и E_3 термодинамической силы, действующей на компоненты вектора поляризации:

$$E_1 = -\frac{\delta\tilde{\Phi}}{\delta P_1} = -\alpha_1 P_1 - \nabla_1 \mu, \quad (4)$$

$$E_3 = -\frac{\delta\tilde{\Phi}}{\delta P_3} = \alpha_3 P_3 + \kappa \nabla_1^2 P_3 - \nabla_3 \mu. \quad (5)$$

Варьирование (3) по φ приводит к соотношению

$$\frac{\delta\tilde{\Phi}}{\delta\varphi} = -\frac{\Delta\varphi}{4\pi} + \frac{\Delta\mu}{4\pi} = 0, \quad (6)$$

из которого следует $\varphi = \mu$.

Для случая, когда скорость изменения вектора спонтанной поляризации определяется вязкими силами фононного происхождения, получается следующая система кинетических уравнений [13]:

$$\gamma_1 \dot{P}_1 = -\alpha_1 P_1 - \nabla_1 \varphi, \quad (7)$$

$$\gamma_3 \dot{P}_3 = \alpha_3 P_3 + \kappa \nabla_1^2 P_3 - \nabla_3 \varphi, \quad (8)$$

где γ_1 и γ_3 — коэффициенты вязкости при температуре переохлаждения.

Система уравнений (2), (7), (8) является замкнутой и позволяет определить координатную и временную зависимости электрического потенциала φ и вектора поляризации \mathbf{P} , которую можно представить в виде

$$P_j, \varphi \propto \exp(i(q_1 x_1 + q_3 x_3) + \nu t). \quad (9)$$

В (9) волновое число q_1 определяет периодичность поля вектора поляризации вдоль плоскости пластины, как уже было указано выше, и определяется из условия максимальности скорости роста низкотемпературной фазы. Другое волновое число определяется из условия $q_3 l = \pi$ [1, 5]. Скорость нарастания поля поляризации находится из условия равенства нулю определителя системы уравнений (7), (8), с учетом (2):

$$\begin{vmatrix} \alpha_1 + \nu\gamma_1 + 4\pi q_1^2/q^2 & 4\pi q_1 q_3/q^2 \\ 4\pi q_1 q_3/q^2 & -\alpha_3 + \kappa q_1^2 + \nu\gamma_3 + 4\pi q_3^2/q^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (10)$$

составленного из коэффициентов при P_1 и P_3 .

Условие (10) дает зависимость $\nu = \nu(q_1, q_3)$ в виде уравнения

$$\gamma_1 \gamma_3 \nu^2 + [\gamma_1(-\alpha_3 + \kappa q_1^2 + 4\pi q_3^2/q^2) + \gamma_3(\alpha_1 + 4\pi q_1^2/q^2)] \nu + 4\pi \alpha_1 q_3^2/q^2 + (\alpha_1 + 4\pi q_1^2/q^2)(-\alpha_3 + \kappa q_1^2) = 0. \quad (11)$$

При заданной величине переохлаждения α_3 скорость роста амплитуды периодической фазы зависит от длины периода. Фаза с таким периодом изменения вектора поляризации, который соответствует максимальной скорости роста, ранее других достигнет области нелинейной зависимости термодинамического потенциала от компонент вектора поляризации, поэтому именно этот период приобретает образовавшаяся плоскопараллельная доменная структура сегнетоэлектрической пластины. Уравнение $\partial\nu/\partial q_1 = 0$, однако, оказывается довольно громоздким для анализа. Проще удастся проанализировать зависимость $\alpha_3 = \alpha_3(\nu, q_1)$, также получающуюся из (11):

$$\alpha_3 = \kappa q_1^2 + \frac{4\pi(\alpha_1 + \gamma_1\nu)q_3^2}{(\alpha_1 + \nu\gamma_1 + 4\pi q_1^2/q^2)q^2} + \gamma_3\nu. \quad (12)$$

Переохлаждение α_3 и длина волны периодической фазы при заданном значении ν находятся из условия минимума $\partial\alpha_3/\partial q_1 = 0$, где $\alpha_3 = \alpha_3(q_1, \nu)$. Одно экстремальное значение $q_1 = 0$, соответствующее переходу в однородное состояние, для (12) существует всегда. Условие, при котором значение $q_1 = 0$ соответствует минимуму зависимости $\alpha_3(q_1)$, определяется из разложения α_3 вблизи точки $q_1 = 0$:

$$\alpha_3 = (\partial\alpha_3/\partial q_1^2)q_1^2 + 4\pi + \gamma_3\nu, \quad (13)$$

где

$$\frac{\partial\alpha_3}{\partial q_1^2} = \kappa - \frac{4\pi(\alpha_1 + \gamma_1\nu + 4\pi)}{(\alpha_1 + \gamma_1\nu)q_3^2}. \quad (14)$$

Как было указано выше, $\kappa \sim a^2$; $q_3 = \pi/l$, в силу чего при всех значениях скорости роста низкотемпературной фазы в случае $l > a$ величина $\partial\alpha_3/\partial q_1^2 < 0$. Таким образом, для макроскопических пластин точка $q_1 = 0$ соответствует максимуму зависимости $\alpha_3(q_1)$. Поэтому независимо от степени переохлаждения образца фазовый переход в сегнетоэлектрической пластине макроскопической толщины происходит в неоднородное состояние.

Волновое число q_1 неоднородной сегнетоэлектрической фазы, выпадающей со скоростью ν после резкого охлаждения образца, находится из условия минимума зависимости $\alpha_3(q_1)$. Условие $\partial\alpha_3/\partial q_1 = 0$ из (12) с учетом $l \gg a$, $q \simeq q_1$ дает значение q_1 в виде

$$q_1 = (4\pi^3/\varepsilon_1^*\kappa l^2)^{1/4}, \quad (15)$$

где

$$\varepsilon_1^* = 1 + 4\pi/(\alpha_1 + \gamma_1\nu). \quad (16)$$

Подстановка (15) в (12) дает выражение для α_3 :

$$\alpha_3 = 2(4\pi^3\kappa/\varepsilon_1^*l^2)^{1/2} + \gamma_3\nu. \quad (17)$$

При $\nu = 0$, что соответствует квазистатическому охлаждению, выражения (15), (17) соответствуют известным выражениям для периода образующейся сегнетоэлектрической фазы и смещения температуры перехода от T_c [1, 5].

Следует отметить, что, меняя глубину переохлаждения образца, можно получать различные периоды изменения поля поляризации возникающей сегнетоэлектрической фазы. Из (16) следует, что с ростом ν , что соответствует росту α_3 из (17) и увеличению переохлаждения образца, величина ε_1^* уменьшается от значения $\varepsilon_1 = 1 + 4\pi/\alpha_1$ до 1. Согласно (15), уменьшение ε_1^* приводит к уменьшению длины волны λ вектора поляризации, так как $\lambda = 2\pi/q_1$. Тем самым устанавливается зависимость периода образующейся при фазовом переходе доменной структуры в пластине сегнетоэлектрика от степени переохлаждения образца, что дает возможность управления доменной структурой сегнетоэлектрической пластины путем подходящего выбора термического режима образца.

В экспериментальных работах [14, 15] получено качественное согласие с найденным нами в рамках рассматриваемой теоретической модели уменьшением размеров образующихся доменов при увеличении глубины переохлаждения. Дальнейшую экспериментальную проверку найденных закономерностей нужно проводить на таких сегнетоэлектриках, у которых возможно сохранить состояние парафазы после достаточно быстрого охлаждения образца. В качестве таких сегнетоэлектриков могут выступать сегнетоэлектрики типа упорядочения, в которых образование полярной фазы происходит путем термической активации атомных групп, поэтому характерное время образования низкотемпературной фазы может быть меньше, чем время охлаждения пластины.

В заключение отметим, что на начальном этапе роста низкотемпературной периодической фазы после резкого охлаждения образца абсолютное значение скорости роста вектора поляризации пропорционально его начальным значениям. Эти значения определяются флуктуациями, связанными, в основном, со случайным характером распределения различных дефектов кристаллического строения в объеме и на поверхности образца. Так как флуктуации характеризуются набором различных спектральных линий с различными значениями волнового числа q_1 , в процессе образования новой фазы участвуют волны не только с волновыми числами q_1 из (15), но и с близко лежащими значениями волнового числа. Ширина Δq_1 пакета волн определяется из условия $\Delta\nu \sim \nu$, откуда следует значение

$$\Delta q = \frac{2\nu}{\partial^2\nu/\partial q_1^2}.$$

Из (11) кривизна зависимости $\nu(q_1)$ есть $\partial^2\nu/\partial q_1^2 \sim \kappa/\gamma$. Тогда $\Delta q \sim (\nu\gamma/\kappa)^{1/2}$, поэтому с увеличением скорости выпадения фазы увеличивается ширина пакета волн, образующих доменную структуру. Так как доменная структура не является периодической, после ее образования начинает происходить процесс релаксации, связанный со смещением ξ_i доменных границ. Этот процесс описывается уравнением

$$\xi_i = \frac{\eta}{2}(\xi_{i+1} + \xi_{i-1} - 2\xi_i), \quad (18)$$

где коэффициент η учитывает силы взаимодействия соседних границ друг с другом и вязкие силы, возникающие при их движении. Этот релаксационный процесс характеризуется спектром времен релаксации, что связано с наличием спектра размеров областей, релаксирующих к периодической доменной структуре. Асимптотическая временная зависимость релаксационного процесса, характерная для диффузионных процессов, есть $\xi \propto t^{-1/2}$, поэтому релаксационный процесс протекает медленно и в реальных условиях не завершается.

3. ВЛИЯНИЕ ДИФФУЗИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА КИНЕТИКУ ОБРАЗОВАНИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФАЗЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ

При наличии в образце сегнетоэлектрика заряженных частиц, в качестве которых могут выступать электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, уравнения электростатики и кинетики заряда имеют вид

$$\Delta\varphi = 4\pi\nabla_i P_i - 4\pi\rho, \quad (19)$$

$$\dot{\rho} = D\Delta\rho + (ne^2/kT)D\Delta\varphi. \quad (20)$$

Здесь e — элементарный заряд частицы, n — средняя концентрация заряженных частиц, участвующих в экранировании электрического поля деполяризации, ρ — локальная объемная плотность электрического заряда, $D\Delta = D_1\Delta_1^2 + D_3\Delta_3^2$, D_1, D_3 — главные значения коэффициента диффузии заряженных частиц, k — постоянная Больцмана. Для решения поставленной задачи к уравнениям (19), (20) следует добавить полученные ранее уравнения (4), (5), но уже записанные в виде

$$\alpha_1 P_1 + \nabla_1 \varphi = 0, \quad (21)$$

$$\alpha_3 P_3 - \kappa q_1^2 P_3 - \nabla_3 \varphi = 0. \quad (22)$$

Решение системы уравнений (19)–(22) имеет вид (9). Скорость роста низкотемпературной фазы после резкого охлаждения образца определяется уравнением

$$\nu = (D_1 q_1^2 + D_3 q_3^2) \frac{(\epsilon_1/R^2 + \epsilon_1 q_1^2 + q_3^2)(\alpha_3 - \kappa q_1^2) - 4\pi q_3^2}{4\pi q_3^2 - (\epsilon_1 q_1^2 + q_3^2)(\alpha_3 - \kappa q_1^2)}, \quad (23)$$

где

$$R = (4\pi e^2 n / \epsilon_1 kT)^{-1/2}$$

— радиус экранирования электрического заряда.

Из (23) зависимость $\alpha_3(q_1)$ получается в следующем виде

$$\alpha_3 = \kappa q_1^2 + \frac{4\pi q_3^2}{\epsilon_1 q_1^2 + q_3^2 + (1 + \nu/\hat{D})^{-1} \epsilon_1 R^{-2}}, \quad (24)$$

где $\hat{D} = D_1 q_1^2 + D_3 q_3^2$.

Квазистатическому охлаждению образца отвечает значение $\nu = 0$, при котором из (23) следует выражение для α_3 в виде

$$\alpha_3 = \kappa q_1^2 + \frac{4\pi q_3^2}{\epsilon_1 (q_1^2 + R^{-2})}, \quad (25)$$

совпадающее с аналогичным выражением для α_3 из [3, 16]. Выражение (25) записано для случая $l \gg R$.

Условие минимума $\partial\alpha_3/\partial q_1 = 0$ дает

$$q_1^{*2} = 2\pi(\pi/\epsilon_1 \kappa)^{1/2} l^{-1} - R^{-2} = q_1^2 - R^{-2}, \quad (26)$$

где q_1 соответствует (15). Из (26) следует, что неоднородная фаза $q_1^* > 0$ возникает при толщинах l пластины, отвечающих условию

$$l^2 < 4\pi^3 R^4 / \epsilon_1 \kappa = l_*^2. \quad (27)$$

Из выражений (26), (27) следует, что по рассматриваемому механизму фазового перехода достаточно тонкие, в смысле (27), пленки всегда переходят в неоднородное состояние, а толстые могут иметь переход в однородное.

Квазистатическое переохладение образца, при котором возникает поляризованное состояние, определяется следующими выражениями, полученными при подстановке (26) в (25):

$$\alpha_3 = \alpha_* - \frac{\kappa}{R^2}, \quad \alpha_* = \frac{4\pi}{l} \left(\frac{\pi\kappa}{\epsilon_1} \right)^{1/2}, \quad l < l_*, \quad (28)$$

$$\alpha_3 = 4\pi^3 R^2 / \epsilon_1 l^2, \quad l > l_*, \quad q_1^* = 0. \quad (29)$$

При больших переохладениях возникновение неоднородной сегнетоэлектрической фазы происходит быстро и не сопровождается перераспределением электрических зарядов. Выражения для q_1 и q_3 определяются в этом случае из (24) при условии $\nu = \infty$ или из (26) и (28) при эквивалентном условии $R = \infty$. Для тонких, в смысле (27), образцов при изменении переохладения в интервале $(\alpha_* - \kappa/R^2, \alpha_*)$ волновой вектор q_1 меняется в интервале $((q_1^2 - R^{-2})^{1/2}, q_1)$.

В толстых пленках увеличение переохладения от значения (28) сначала сохраняет переход в однородное состояние. Однако температурный интервал переходов в однородную фазу мал. Значение α_3 , при котором начинается переход в неоднородную фазу, определяется соотношением, получаемым приравниванием нулю производной $\partial\nu/\partial q_1 = 0$ из (24). Указанное условие дает

$$\alpha_3 = 4\pi^3 R^2 / \epsilon_1 l^2 + \pi^2 \kappa D_3 / D_1 l^2. \quad (30)$$

Выражение (30) показывает, что переохладение, при котором возникает неоднородная фаза в толстых пленках, отличается от (29) на малую величину $\sim a/l$.

При дальнейшем увеличении переохладения образца образующаяся низкотемпературная фаза является неоднородной.

При высокой скорости образования фаз $\nu \gg D_1 q_1^2 + D_3 q_3^2$ из (24) следует

$$\alpha_3 = \kappa q_1^2 + \frac{4\pi q_3^2}{\epsilon_1 q_1^2 (1 + D_1 / \nu R^2)}. \quad (31)$$

Условие минимальности $\partial\alpha_3/\partial q_1 = 0$ из (31) дает выражение для q_1 и α_3 :

$$q_1^2 = \frac{2\pi}{l} \left(\frac{\pi}{\epsilon_1 \kappa (1 + D_1 / \nu R^2)} \right)^{1/2}, \quad (32)$$

$$\alpha_3 = \frac{4\pi}{l} \left(\frac{\pi\kappa}{\epsilon_1 (1 + D_1 / \nu R^2)} \right)^{1/2}. \quad (33)$$

Сопоставление (32), (33) дает простое соотношение между α_3 и q_1 в рассматриваемой области переохладения образца:

$$q_1 = (\alpha_3 / \kappa)^{1/2}. \quad (34)$$

4. ВЫВОДЫ

Проведенное выше исследование кинетики фазового перехода в сегнетоэлектрической пластине позволяет сделать следующие заключения.

При быстром охлаждении макроскопической сегнетоэлектрической пластины, в которой отсутствуют экранирующие заряды, вещество переходит в неоднородную фазу при всех степенях переохлаждения. Период неоднородности зависит от соотношения между коэффициентами вязкости для изменения продольной и поперечной компонент вектора поляризации и уменьшается с ростом переохлаждения образца. Меняя переохлаждение образца, можно изменить период образующейся фазы в несколько раз.

Сегнетоэлектрические пластины, содержащие подвижные носители заряда, разделяются на толстые и тонкие по критерию (27). Тонкие пластины при охлаждении всегда переходят в неоднородное сегнетоэлектрическое состояние. Толстые пластины при достаточно малых переохлаждениях переходят по рассмотренному механизму фазового перехода в однородно поляризованное состояние. С увеличением степени переохлаждения возникающая фаза становится неоднородной, а ее период уменьшается, как это следует, например, из (34).

Наличие флуктуаций с различными волновыми векторами приводит после переохлаждения образца к образованию доменной структуры, не являющейся периодической, что инициирует медленно протекающий процесс релаксации доменной структуры к периодической.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-18774) и частичной поддержке Международной соросовской программы образования в области точных наук.

Литература

1. Е. В. Ченский, В. В. Тарасенко, ЖЭТФ 83, 1083 (1982).
2. В. М. Darinskii, A. P. Lazarev, and A. S. Sidorkin, Ferroelectrics 98, 193 (1989).
3. Б. М. Даринский, А. П. Лазарев, А. С. Сидоркин, Кристаллография 36, 757 (1991).
4. Б. М. Даринский, А. П. Лазарев, А. С. Сидоркин, ФТТ 35, 1942 (1993).
5. Б. М. Даринский, А. П. Лазарев, А. С. Сигов, Изв. РАН. Сер. физ. 60, 186 (1996).
6. Б. М. Даринский, А. П. Лазарев, Изв. РАН. Сер. физ. 59, 37 (1995).
7. J. W. Cahn and J. E. Hilliard, J. Chem. Phys. 28, 258 (1958).
8. Л. И. Стефанович, Э. П. Фельдман, ЖЭТФ 104, 2774 (1993).
9. А. Г. Хачатурян, Теория фазовых превращений и структура твердых растворов, Наука, Москва (1974).
10. V. G. Vaks, S. V. Beicler, and V. Yu. Dobretsov, Письма в ЖЭТФ 61, 65 (1995).
11. Г. А. Смоленский, В. А. Боков, В. А. Исупов и др., Физика сегнетоэлектрических явлений, Наука, Ленинград (1985), с. 35.
12. В. А. Жирнов, ЖЭТФ 35, 1175 (1958).
13. А. П. Лазарев, А. С. Сидоркин, В. Н. Федосов, ЖТФ 52, 1623 (1982).
14. N. Tomita, H. Orihara, and Y. Ishibashi, J. Phys. Soc. Jap. 58, 1190 (1989).
15. Б. М. Даринский, А. А. Кривonos, А. П. Лазарев и др., Изв. РАН. Сер. физ. 57, 75 (1993).
16. А. С. Сидоркин, Б. М. Даринский, А. С. Сигов, ФТТ 39, 922 (1997).