

УДК 537.226

АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

© 2024 г. Д. В. Кузенко^{1,*}

¹ Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
Научно-исследовательский институт «Реактивэлектрон», Донецк, Россия

* E-mail: danil.kuzenko.84@yandex.ru

Поступила в редакцию 04.12.2023

После доработки 20.12.2023

Принята к публикации 29.01.2024

Для сегнетоэлектриков цирконат-титанат свинца и титанат бария установлена экспоненциальная зависимость диэлектрической проницаемости от температуры при условии выполнения закона Кюри — Вейсса. Определены температуры равенства значений диэлектрических проницаемостей сегнетоэлектрика для активационных процессов, обусловленных взаимодействием доменных стенок с точечными дефектами, а также соответствующие им энергии активации.

Ключевые слова: цирконат-титанат свинца, титанат бария, диэлектрическая проницаемость, сегнетоэлектрик, энергия активации, доменная стенка, дефект

DOI: 10.31857/S0367676524050088, EDN: OXGCUB

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованиям сегнетоэлектриков обусловлен наличием в них спонтанной поляризации, которая зависит от внешних условий (температуры, электрического поля, механического напряжения), а также высокими значениями диэлектрической проницаемости, которые обусловлены наличием электрических доменов, разделенных доменными стенками, способных смещаться при внешнем воздействии на сегнетоэлектрик [1, 2]. Во многих монографиях детально изучено образование доменных сегнетоэлектрических структур, условия их стабильности и взаимодействия с различными дефектами структуры [3, 4]. Среди наиболее изученных сегнетоэлектриков можно выделить BaTiO_3 и $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$. Однако и сегодня эти материалы продолжают активно исследоваться [5–10].

Предмет данной статьи — активационный анализ температурной зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков BaTiO_3 и $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$ и определение энергии активации и предэкспоненциального множителя этой зависимости. Для нахождения энергии активации доменной структуры сегнетоэлектриков применяют различные методы: анализ зависимости энергии доменной стенки от поляризации [11], использование теории функционала плотности [12, 13], измерения механических и диэлектрических потерь [14], тока переключения как функции времени [15], затухания механических колебаний [16], температурной и частотной дисперсии

диэлектрической проницаемости [17]. В нашей работе для нахождения энергии активации доменной структуры проводится активационный анализ зависимости $\epsilon(T)$ исследуемых сегнетоэлектриков. Такой подход применен нами ранее и найдены энергии активации взаимодействия доменных стенок с дефектами (кислородными вакансиями) для сегнетоэлектрической керамики цирконат-титанат свинца [18, 19].

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Применение активационного подхода к анализу температурной зависимости диэлектрической проницаемости требует введения в зависимость $\epsilon(T)$ значения энергии активации U этого процесса. Для этого выполним следующие рассуждения. Вид экспериментально полученной температурной зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика позволяет предположить, что на отдельных температурных интервалах диэлектрическая проницаемость имеет экспоненциальный рост, что может быть описано дифференциальным уравнением первого порядка:

$$d\epsilon / dT = K_0 \epsilon, \quad (1)$$

где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость образца; T — температура образца; K ; K_0 — коэффициент, K^{-1} . Решение этого уравнения имеет вид:

$$\epsilon(T) = \epsilon(0) \exp(K_0 T), \quad (2)$$

$$\varepsilon(T) = \varepsilon(0) \exp(K_0(T)), \quad (3)$$

где $\varepsilon(0)$ — начальное значение диэлектрической проницаемости образца; $K_0(T)$ — температурно-зависимый коэффициент.

Для нахождения вида аргумента экспоненты $K_0(T)$ примем во внимание следующие факты: 1) температурная зависимость диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика обусловлена процессами температурной активации дипольно-активных микроскопических элементов структуры сегнетоэлектрика (ионов, электрически заряженных дефектов и доменных стенок); 2) диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика имеет максимальное значение в точке Кюри T_C . Тогда аргумент экспоненты $K_0(T)$ будет содержать множители, характеризующие процесс активации (E , Дж) и максимум $\varepsilon(T)$ ($1/(T - T_C)$, K^{-1}), а также постоянную Больцмана k , Дж·К $^{-1}$:

$$\varepsilon(T) = \varepsilon(0) \exp(E / (k(T - T_C))). \quad (4)$$

Покажем, что для сегнетоэлектрика выше температуры Кюри уравнение (4) может быть приведено к закону Кюри — Вейсса. Для этого представим $\varepsilon(0)$ в виде $\exp(\ln(\varepsilon(0)))$ и запишем разложение экспоненциальной функции в ряд Тейлора, ограничившись первыми двумя членами: $\exp(x) = 1 + x$. Тогда получаем следующее выражение:

$$\varepsilon(T) = 1 + E / (k(T - T_C)) + \ln(\varepsilon(0)). \quad (5)$$

Закон Кюри — Вейсса для диэлектрической восприимчивости χ в неполярной фазе вблизи точки Кюри T_C имеет вид:

$$\chi(T) = C / (T - T_0), \quad (6)$$

где C — постоянная Кюри, К; T — температура образца, К; T_0 — температура Кюри — Вейсса (близка к температуре Кюри T_C), К.

Учитывая взаимосвязь диэлектрической проницаемости ε и диэлектрической восприимчивости χ : $\varepsilon = \chi + 1$, можно записать:

$$\varepsilon(T) = 1 + C / (T - T_0). \quad (7)$$

Тогда, сравнивая уравнения (5) и (7) получаем выражение:

$$E / (k(T - T_C)) + \ln(\varepsilon(0)) = C / (T - T_0). \quad (8)$$

Из последнего уравнения можно получить выражение для постоянной Кюри:

$$C = (E / k + (T - T_C) \ln(\varepsilon(0))) (T - T_0). \quad (9)$$

При таком определении постоянная Кюри C зависит от энергии активации E , температуры образца T , температуры Кюри T_C , температуры Кюри — Вейсса T_0 и от начальной диэлектрической проницаемости

$\varepsilon(0)$. Необходимо отметить, что закон Кюри — Вейсса в форме (6) является теоретическим. В реальности закон Кюри — Вейсса имеет множество модификаций, в которых, например, учитываются явления на границах зерен в поликристаллических сегнетоэлектриках [20], степень размытия фазового перехода в релаксорных сегнетоэлектриках [21, 22], размерные эффекты в тонкопленочных сегнетоэлектриках [23].

Для сравнения энергии активации E температурной активации диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика с величиной kT , необходимо провести замену согласно выражению:

$$E / (k(T - T_C)) = U / kT, \quad (10)$$

$$U = E \left(1 - T_C / T \right)^{-1}. \quad (11)$$

При таком определении энергия активации U является функцией температуры, и выражение (4) позволяет определять температурную зависимость диэлектрической проницаемости в различных температурных интервалах. Согласие представления зависимости $\varepsilon(T)$ в экспоненциальной форме (4) с классическим законом Кюри — Вейсса позволяет нам проводить активационный анализ температурной зависимости диэлектрической проницаемости в соответствии с зависимостью:

$$\varepsilon(T) \sim \exp(U / kT). \quad (12)$$

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В данной статье активационный анализ зависимости $\varepsilon(T)$ — это определение спектра энергий температурной активации доменной структуры сегнетоэлектрика согласно выражению (12). Для этого измерялись температурные зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических образцов $\varepsilon(T)$ и выделялись участки, которые можно аппроксимировать уравнением:

$$\ln(\varepsilon_i(T)) = -b_i / T + c_i, \quad (13)$$

$$\varepsilon_i(T) = \exp(c_i) \exp(-b_i / T), \quad (14)$$

где $\varepsilon_i(T)$ — зависимость диэлектрической проницаемости от температуры на i -м участке зависимости $\varepsilon(T)$; b_i — коэффициент, К; c_i — коэффициент; T — температура образца, К. Дальнейшее преобразование позволило получить зависимость, характерную для активационных процессов:

$$\varepsilon_i(T) = a_i \exp(-U_i / kT), \quad (15)$$

где a_i — коэффициент; U_i — энергия активации на i -м участке зависимости $\varepsilon(T)$, Дж.

При проведении исследования анализировались зависимости $\varepsilon(T)$ для керамических образцов

цирконата-титаната свинца $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$, полученных в ходе выполнения работы, а также для образцов титаната бария BaTiO_3 (монокристалл и керамика) по экспериментальным данным [24]. Образцы цирконата-титаната свинца $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ получены по керамической технологии в виде дисков диаметром 9 мм и толщиной 1 мм при температурах синтеза 1253 К и спекания 1593 К. Приготовлены образцы трех различных составов: $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.45}\text{Ti}_{0.55})\text{O}_3$ (тетрагональная фаза), $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.51}\text{Ti}_{0.49})\text{O}_3$ (область морфотропного перехода), $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.60}\text{Ti}_{0.40})\text{O}_3$ (ромбоэдрическая фаза). Температурная зависимость диэлектрической проницаемости $\epsilon(T)$ определена по температурной зависимости электрической емкости образцов, измеренной точным полуавтоматическим мостом Tesla VM 484 на частоте 1596 Гц ($\omega = 10^4$) и при измерительном напряжении 0.3 В в интервале температур от 300 К до температуры Кюри T_C ($T_C = 393$ К для BaTiO_3 и $T_C = 606$ К для $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В исследовании поставлена задача провести анализ температурной зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков, который позволит

определить активационные процессы, протекающие в сегнетоэлектрике при нагреве и вызванные наличием доменной структуры. Поэтому измерение зависимости $\epsilon(T)$ проводилось до температуры Кюри T_C , при которой сегнетоэлектрик переходит в параэлектрическое состояние и доменная структура исчезает. Результаты измерений в координатах $\ln(\epsilon) - (1/T)$ представлены на рисунке 1. На полученных зависимостях выделялись участки, которые можно было аппроксимировать уравнением (13) с последующим преобразованием в уравнение (15). Для трех линейных участков зависимости $\ln(\epsilon)(1/T)$ значения параметров a_i и U_i показаны в таблице 1. Анализ зависимости коэффициента a_i ($i = 1, 2, 3$) из уравнения (15) от энергии активации U_i для каждого из исследуемых образцов показал наличие экспоненциальной зависимости:

$$a_i(U_i) = a_0 \exp(U_i / U_0), \tag{16}$$

где a_0 — коэффициент; U_0 — коэффициент, Дж. Эти результаты отображены на рисунке 2, а численные значения коэффициентов уравнения (16) приведены в таблице 2. Тогда, объединяя уравнения (15) и (16), получим в тех же обозначениях:

$$\epsilon_i(T) = a_0 \exp(U_i / U_0) \exp(-U_i / kT), \tag{17}$$

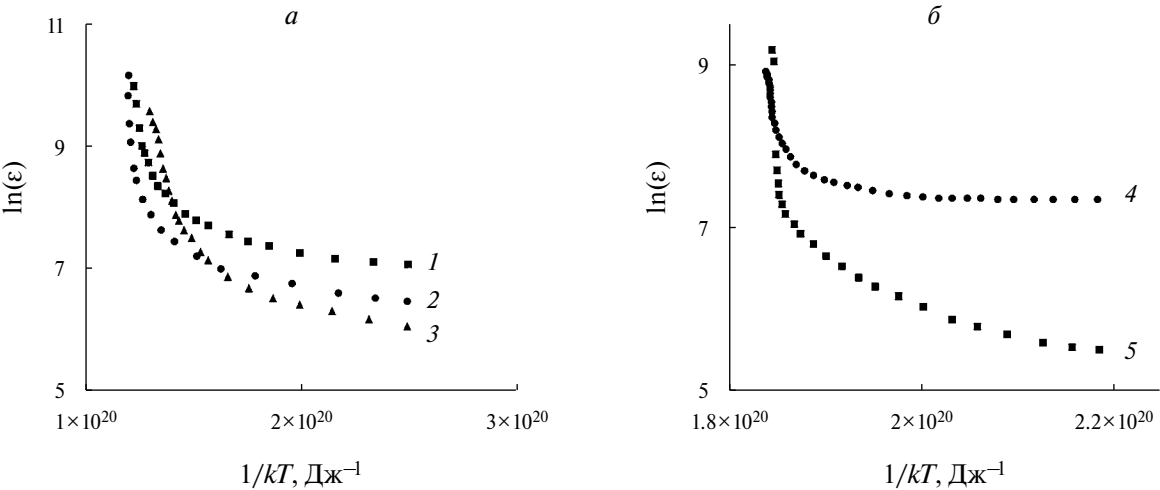


Рис. 1. Зависимости логарифма диэлектрической проницаемости от обратной температуры для сегнетоэлектрических образцов $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ (а) и BaTiO_3 (б) ниже точки Кюри. 1 — $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.51}\text{Ti}_{0.49})\text{O}_3$, 2 — $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.45}\text{Ti}_{0.55})\text{O}_3$, 3 — $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.60}\text{Ti}_{0.40})\text{O}_3$, 4 — BaTiO_3 (керамика), 5 — BaTiO_3 (монокристалл, вдоль оси c).

Таблица 1. Значения коэффициентов a_i и U_i ($i = 1, 2, 3$) зависимости (15) для исследуемых образцов

Образец	a_1	U_1 , эВ	a_2	U_2 , эВ	a_3	U_3 , эВ
$\text{Pb}(\text{Zr}_{0.45}\text{Ti}_{0.55})\text{O}_3$	3 691	0.0456	1 202 364	0.2925	$1.99 \cdot 10^{13}$	1.1067
$\text{Pb}(\text{Zr}_{0.51}\text{Ti}_{0.49})\text{O}_3$	4 367	0.0346	68 906	0.1368	$6.49 \cdot 10^{11}$	0.8933
$\text{Pb}(\text{Zr}_{0.60}\text{Ti}_{0.40})\text{O}_3$	2 958	0.0488	747 493	0.2527	$4.43 \cdot 10^{12}$	0.9387
BaTiO_3 (керамика)	1 970	0.0068	151 600	0.1427	$1.97 \cdot 10^{30}$	2.0734
BaTiO_3 (монокристалл)	2 381	0.0662	$2.64 \cdot 10^7$	0.3432	$3.42 \cdot 10^{65}$	4.8271

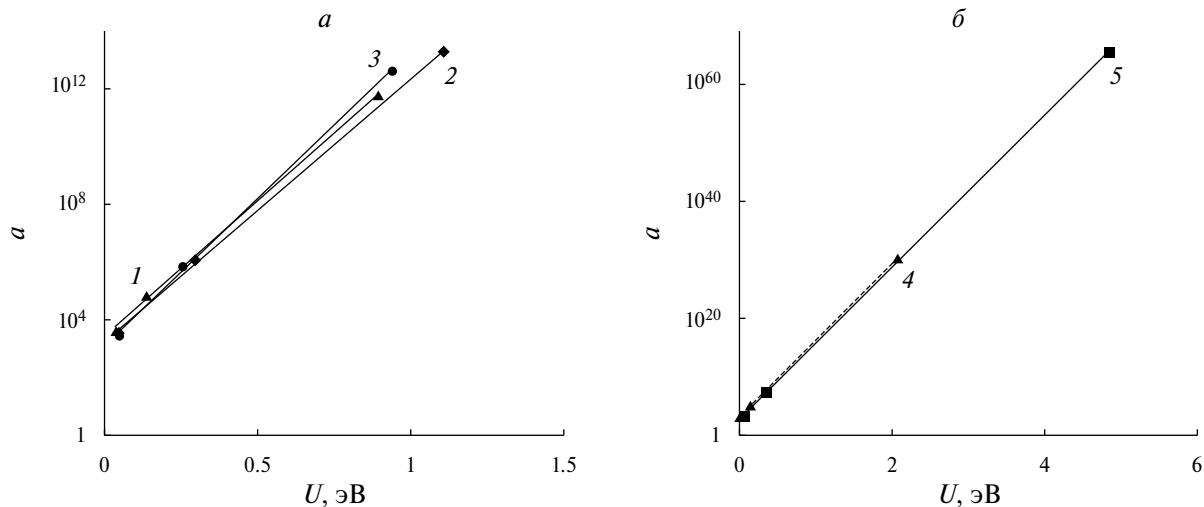


Рис. 2. Зависимости коэффициента a уравнения (15) (в логарифмическом масштабе) от энергии активации U для образцов $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$ (а) и BaTiO_3 (б) в случае активационных процессов, происходящих ниже точки Кюри. 1 — $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.51}\text{Ti}_{0.49})\text{O}_3$, 2 — $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.45}\text{Ti}_{0.55})\text{O}_3$, 3 — $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.60}\text{Ti}_{0.40})\text{O}_3$, 4 — BaTiO_3 (керамика), 5 — BaTiO_3 (монокристалл, вдоль оси c).

$$\varepsilon_i(T) = a_0 \exp\left(\left(-U_i / kT\right)\left(1 - (kT / U_0)\right)\right). \quad (18)$$

Последнее уравнение позволяет определить коэффициент a_0 :

$$a_0 = \varepsilon_i(T) \text{ при } T = U_0 / k. \quad (19)$$

Таким образом, для зависимости $\varepsilon(T)$ сегнетоэлектрика мы получили экспоненциальную зависимость вида (18), которая является характерной для активационных процессов, в нашем случае вызванных изменением температуры при наложении слабого измерительного переменного электрического поля (0.3 В, 1596 Гц).

Как видно на рисунке 2а, зависимости коэффициентов a от энергии активации U уравнения (16) для керамических образцов $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$ трех составов имеют близкие значения, а их отличие можно объяснить различным соотношением ионов Zr и Ti . Для образцов BaTiO_3 в виде монокристалла и в виде керамики эти зависимости совпадают (рис. 2б). Этот факт может свидетельствовать о том, что выделенные нами три процесса на зависимости $\varepsilon(T)$ исследуемых сегнетоэлектриков являются последовательными стадиями единого процесса изменения диэлектрической проницаемости при приближении к температуре Кюри T_C . Для проверки данного предположения мы проанализировали зависимости $\varepsilon(T)$ исследуемых сегнетоэлектриков, построенные согласно уравнению (15) на основе значений энергий активации U_i и коэффициентов a_i , полученных экспериментально и путем аппроксимации согласно уравнению (16).

В случае исследуемых образцов $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$ и BaTiO_3 эти зависимости качественно имеют один вид. При этом заслуживает внимания тот факт, что

на этой зависимости, построенной по значениям коэффициентов a_i , полученных из аппроксимации, температурные зависимости трех процессов пересекаются в одной точке. Для образцов BaTiO_3 в виде керамики и в виде монокристалла эти зависимости показаны на рисунках 3 и 4. Сравнивая кривые, изображенные на рисунках 3а и 4а, можно видеть, что область сходимости рассмотренных трех активационных процессов более узкая в случае керамического образца по сравнению с монокристаллическим образцом. В случае, когда значения коэффициентов a_i получены из аппроксимации в соответствии с уравнением (16), видна сходимость трех активационных процессов при одной температуре (рис. 3б и 4б). Сравнение значений диэлектрической проницаемости для различных процессов согласно уравнению (18) позволяет определить температуры пересечения трех графиков:

$$\varepsilon_i(T) = \varepsilon_{i+1}(T), \quad (20)$$

$$\begin{aligned} a_0 \exp(U_i / U_0 - U_i / kT) = \\ = a_0 \exp(U_{i+1} / U_0 - U_{i+1} / kT), \end{aligned} \quad (21)$$

что дает значение указанной температуры, обозначенной как T_- :

$$T_- = U_0 / k. \quad (22)$$

Результаты вычисления значений температуры T_- для исследуемых образцов показаны в таблице 2. Здесь также указаны значения температур Кюри T_C , определенных по максимуму температурной зависимости диэлектрической проницаемости, и значения разности указанных температур $\Delta T = T_C - T_-$.

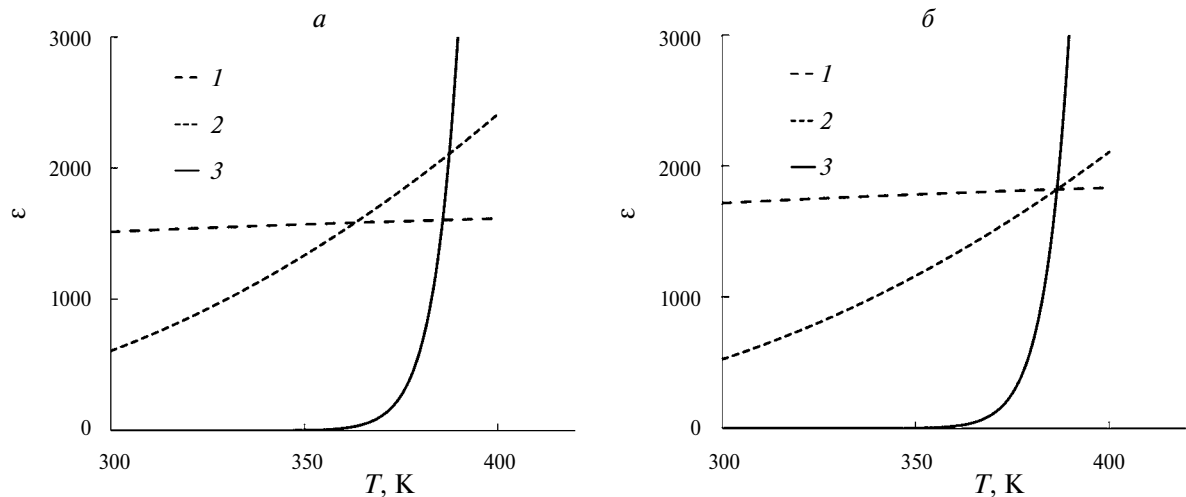


Рис. 3. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости для керамики BaTiO₃, определенные из уравнения (15) с одним активационным процессом и энергией активации U_i . 1 – $U_1 = 0.0068$ эВ, 2 – $U_2 = 0.1427$ эВ, 3 – $U_3 = 2.0734$ эВ, где (а) – коэффициент a_i определен экспериментально; (б) – коэффициент a_i определен аппроксимацией экспериментальных значений.

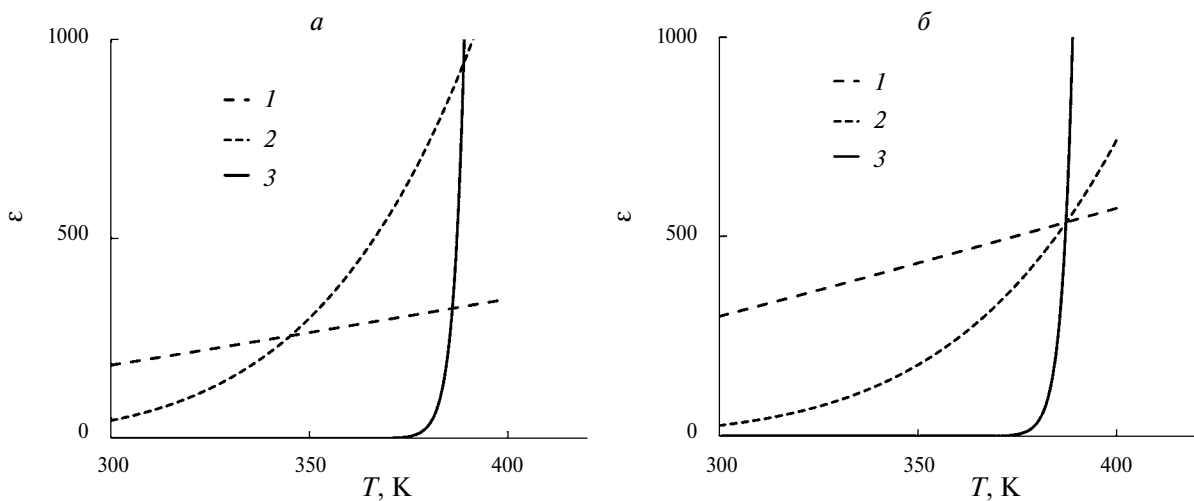


Рис. 4. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости для монокристалла BaTiO₃ (вдоль оси c), определенные из уравнения (15) с одним активационным процессом и энергией активации U_i . 1 – $U_1 = 0.0662$ эВ, 2 – $U_2 = 0.3432$ эВ, 3 – $U_3 = 4.8271$ эВ, где (а) – коэффициент a_i определен экспериментально; (б) – коэффициент a_i определен аппроксимацией экспериментальных значений.

Таблица 2. Значения коэффициентов a_0 и U_0 зависимости (16), температуры Кюри T_C и температуры T_* , определенной уравнением (22) для исследуемых образцов

Образец	a_0	U_0 , эВ	T_* , К	T_C , К	ΔT , К
Pb(Zr _{0.45} Ti _{0.55})O ₃	1857.5	0.0478	553.9	605.7	51.8
Pb(Zr _{0.51} Ti _{0.49})O ₃	2669.3	0.0462	535.4	594.5	59.1
Pb(Zr _{0.60} Ti _{0.40})O ₃	1299.3	0.0426	493.7	559.0	65.4
BaTiO ₃ (керамика)	1822.6	0.0333	385.9	394.5	8.6
BaTiO ₃ (монокристалл)	535.6	0.0334	387.1	393.1	6.0

Обращает внимание то, что для монокристаллического образца BaTiO_3 температура T_* меньше температуры Кюри T_C на 6 К, а для керамического твердого раствора $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ разница этих температур составляет 65 К. Причина такого различия может заключаться в том, что твердый раствор $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ по кристаллическому строению представляет собой перовскит с хаотическим распределением ионов Zr и Ti по центральным позициям элементарной ячейки перовскита. Энергии связи $\text{Zr}^{4+}-\text{O}^{2-}$ и $\text{Ti}^{4+}-\text{O}^{2-}$ имеют различные значения вследствие различного эффективного радиуса ионов Zr^{4+} и Ti^{4+} . Переход в параэлектрическое состояние будет иметь различные энергию и температуру Кюри, что подтверждено экспериментально [25]. Такое размытие энергии перехода должно обуславливать возникновение энергетического распределения активационных процессов, протекающих при нагревании сегнетоэлектрика. Другой причиной столь сильного отличия температур T_* и T_C для сегнетоэлектрика $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ может являться то, что данные образцы приготовлены в виде керамики, а это допускает наличие неоднородности свойств по объему образца. Сравнивая интервал ΔT для образцов BaTiO_3 (табл. 2), видно, что для керамических образцов это значение выше по сравнению с монокристаллическими образцами: 8.6 и 6.0 К соответственно.

Физическая природа активационных процессов, протекающих на каждом выделенном участке зависимости $\varepsilon(T)$, была определена нами ранее для сегнетоэлектрической керамики $(\text{Pb}_{0.95}\text{Sr}_{0.05})(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$ ($x = 0.45, 0.51, 0.60$). При значениях энергий активации до 0.1 эВ возникают начальные колебания доменных стенок. При увеличении энергии активации более 0.1 эВ начинается срыв доменных стенок с кислородных вакансий, центров пиннинга для доменных стенок, и происходит рост амплитуды смещения доменных стенок. Энергия активации от 1 эВ и выше приводит к миграции кислородных вакансий и к движению доменных стенок, что сопровождается распадом доменной структуры с ее исчезновением при температуре Кюри T_C [18]. Наличие кислородных вакансий (точечных дефектов) является характерным для кислородно-октаэдрических сегнетоэлектриков и обуславливает многие физико-химические свойства этих материалов [26, 27]. Поэтому полученные результаты в [18] можно применить и к исследованным сегнетоэлектрикам $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ и BaTiO_3 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для сегнетоэлектриков цирконат — титанат свинца и титанат бария при описании температурной зависимости диэлектрической проницаемости применена экспоненциальная функция. На основании этого проведен активационный анализ температурной зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ и BaTiO_3 и определены энергии активации их доменных структур

на отдельных участках зависимости $\varepsilon(T)$. Исследовано температурное поведение диэлектрической проницаемости для активационных процессов, которые обусловлены движением доменных стенок и их взаимодействием с точечными дефектами (кислородными вакансиями). В результате определена температура равенства этих активационных процессов T_* . Близость значений температур T_* и T_C для монокристаллического BaTiO_3 позволило сделать предположение, что фазовый переход в сегнетоэлектрике имеет активационную природу. Значительное различие указанных температур для образцов $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ объясняется уширением температурной области протекания активационных процессов вследствие того, что образцы представляют собой твердый раствор и приготовлены по керамической технологии. Показано согласие предложенного активационного подхода с законом Кюри — Вейсса для параэлектрического состояния сегнетоэлектрика.

Работа выполнена в рамках государственного задания “Активационные механизмы фазовых переходов в сегнетоэлектрических материалах” (номер регистрации 224021300007-7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А. и др. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Л.: Наука, 1971. 476 с.
2. Uchino K. *Ferroelectric devices*. Boca Raton: CRC Press Taylor & Francis Group, 2009. 347 p.
3. Сидоркин А.С. Доменная структура в сегнетоэлектриках и родственных материалах. М.: Физматлит, 2000. 240 с.
4. Tagantsev A.K., Cross L.E., Fousek J. *Domains in ferroic crystals and thin films*. NY: Springer-Verlag, 2010. 821 p.
5. Gridnev S.A., Popov I.I. // *Ferroelectrics*. 2020. V. 561. No. 1. P. 127.
6. Andryushin K.P., Andryushina I.N., Shilkina L.A., Reznichenko L.A. // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 2057. Art. No. 012060.
7. Аль Джаафари Ф.Д., Коротков Л.Н., Толстых Н.А. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2023. Т. 87. № 9. С. 1262; Al Jaafari F.M.D., Korotkov L.N., Tolstykh N.A. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2023. V. 87. No. 9. P. 1302.
8. Стукова Е.В., Королева Е.Ю., Барышников С.В., Сахненко А.В. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 9. С. 1272; Stukova E.V., Koroleva E.Yu., Baryshnikov S.V., Sakhnenko A.V. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2020. V. 84. No. 9. P. 1082.
9. Мараховский М.А., Панич А.А., Таланов М.В., Мараховский В.А. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 11. С. 1667; Marakhovskiy M.A., Panich A.A.,

- Talanov M.V., Marakhovskiy V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 11. P. 1419.
10. *Скрылев А.В., Бурханов А.И., Акбаева Г.М., Панич А.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 3. С. 372; *Skrylev A.V., Burkhanov A.I., Akbaeva G.M., Panich A.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 3. P. 325.
 11. *Ishibashi Y., Iwata M.* // J. Phys. Soc. Japan. 2020. V. 89. Art. No. 014705.
 12. *Samanta A., Yadav S., Gu Z. et al.* // Adv. Mater. 2022. V. 34. Art. No. 2106021.
 13. *Lee D., Xu H., Dierolf V. et al.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. Art. No. 014104.
 14. *Cheng B.L., Gabbay M., Maglione M., Fantozzi G.* // J. Electroceram. 2003. V. 10. P. 5.
 15. *Kim W.-H., Yoon S.M., Son J.Y.* // Mater. Lett. 2014. V. 124. P. 47.
 16. *Li X.Y., Yang Q., Cao J.X. et al.* // J. Phys. Chem. C. 2018. V. 122. No. 5. P. 3091.
 17. *Lee S.J., Moon S.E., Kim W.J., Kim E.K.* // Integr. Ferroelectr. 2001. V. 37. P. 225.
 18. *Kuzenko D.V.* // J. Adv. Dielectrics. 2022. V. 12. No 3. Art. No. 2250010.
 19. *Кузенко Д.В.* // Вестник ДонНУ. Сер. А. Естеств. науки. 2022. № 4. С. 15.
 20. *Emelyanov A.Yu., Pertsev N.A., Hoffmann-Eifert S. et al.* // J. Electroceram. 2002. V. 9. P. 5.
 21. *Jonker G.H.* // Mat. Res. Bull. 1983. V. 18. P. 301.
 22. *Viehland D., Jang S.J., Cross L.E., Wuttig M.* // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. No. 13. P. 8003.
 23. *Wang B., Woo C.H.* // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. No. 4. Art. No. 044114.
 24. *Яффе Б., Кук У., Яффе Г.* Пьезоэлектрическая керамика. М.: Мир, 1974. С. 71.
 25. *Лайнс М., Гласс А.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. С. 281, С. 296.
 26. *Приседский В.В.* Нестехиометрические сегнетоэлектрики АІВІВОЗ. Донецк: Изд-во «Ноулидж», 2011. С. 184.
 27. *Гумарова И.И., Мамин Р.Ф.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 550; *Gumarova I.I., Mamin R.F.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 4. P. 477.

Activation analysis of the temperature dependence of the dielectric constant of ferroelectrics

D. V. Kuzenko^{1, *}

¹*Scientific Research Institute “Reaktivelectron”, Donetsk, 283049, Russia*

**e-mail: danil.kuzenko.84@yandex.ru*

For ferroelectrics lead zirconate titanate and barium titanate, an exponential dependence of the dielectric constant on temperature is shown, provided that the Curie–Weiss law is satisfied. The temperature of equality of ferroelectric dielectric constants for activation processes caused by the interaction of domain walls with point defects, as well as the corresponding activation energies, have been determined.

Keywords: lead zirconate-titanate, barium titanate, dielectric constant, ferroelectric, activation energy, domain wall, defect