УДК 539.227:537.533.9

# РАЗЛИЧИЯ В КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЗАРЯДКИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

© 2021 г. К. Е. Озерова<sup>1</sup>, А. А. Татаринцев<sup>1</sup>, Э. И. Рау<sup>1,</sup> \*, К. Ф. Миннебаев<sup>1</sup>, С. В. Зайцев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Москва, Россия

\**E-mail: rau@phys.msu.ru* Поступила в редакцию 12.03.2021 г. После доработки 05.04.2021 г. Принята к публикации 28.04.2021 г.

Проведены сравнительные исследования фундаментальных характеристик зарядки классических диэлектриков (ПММА) и сегнетоэлектриков (LiNbO<sub>3</sub>) при ионном облучении. Эксперименты проводились при облучении образцов ионами  $Ar^+$  с энергией 5–10 кэВ. Показаны как общие закономерности кинетики зарядки, так и типичные различия в характеристиках тока эмитированных ионов, тока смещения (накопления зарядов) и потенциала поверхности. Первой характерной чертой зарядки сегнетоэлектриков является появление дополнительного тока в детектирующих устройствах – тока переполяризации. Второй особенностью является наличие двойного слоя зарядов на поверхности сегнетоэлектриков, существенно влияющего на все кинетические характеристики зарядки.

DOI: 10.31857/S0367676521080214

## введение

Процессы зарядки диэлектрических материалов при их облучении заряженными частицами вызывают большой интерес в радиационной физике, в космических исследованиях, во многих практических приложениях. Если проблемы зарядки диэлектриков при электронном облучении достаточно широко и полно освещены в литературе, то по ионной зарядке имеется только ограниченное число публикаций [1–7]. Аналогично выглядит ситуация по радиационной зарядке сегнетоэлектриков. Значительное число работ посвящено электронно-зондовой зарядке сегнетоэлектриков, в частности явлению переполяризации вектора спонтанной поляризации в задачах доменной инженерии, т.е. генерации доменов, зависимостям размеров доменов от доз облучения и энергии электронов [8-12]. И лишь единичные исследования касаются непосредственно ионно-лучевой записи одно- и двумерных доменов в полярных кристаллах, в частности LiNbO<sub>3</sub> [13-15].

Но в указанных работах не фигурировал такой важный аспект, как кинетика самой зарядки сегнетоэлектрика, проявленная в таких характеристиках, как генерируемых при ионном облучении поверхностных потенциалах, а также токи эмитированных ионов, токи смещения (зарядки) и токи переполяризации. Эти моменты как раз и являются предметом исследования в настоящей работе. При этом будет учитываться такой важный фактор, как изначальное наличие двойного слоя зарядов на поверхности поляризованного сегнетоэлектрика: зарядов поляризации в подповерхностном объеме и компенсирующих зарядов в адсорбирующем слое на поверхности кристалла [16–18].

Известно, что монодоменные сегнетоэлектрики для удовлетворения условия минимума энергии системы должны обладать экранировкой спонтанной поляризации [16]. При этом экранирование для большинства сегнетоэлектриков происходит за счет двух механизмов:

1. "Внутреннее" экранирование за счет носителей заряда — электронов и дырок. Данный механизм экранирования имеет место как для сегнетоэлектриков-полупроводников, так и для чистых диэлектриков.

2. В отсутствие свободных зарядов внутри кристалла (идеальный диэлектрик) экранирование спонтанной поляризации может происходить за счет внешней среды (адсорбция ионов или других заряженных частиц).

Наличие поверхностных электронных уровней может внести существенный или даже определяющий вклад в экранирование, и таким образом для сегнетоэлектриков LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub> и других справедливы оба механизма экранирования [16]. Изначально на Z-срезе находятся экранирующие заряды: внутренние с эффективной поверхностной плотностью зарядов  $\sigma_i$ , а также внешние с плотностью σ<sub>0</sub>. Такое распределение зарядов создает в экранирующем объеме толщиной  $l_d$  поле:  $E_{e} = \sigma_{0}/2\varepsilon\varepsilon_{0} + |P_{s} - \sigma_{i}|/2\varepsilon\varepsilon_{0}$ , которое будет вызывать поляризацию этого экранирующего слоя с эффективным вектором поляризации P<sub>e</sub>. Толщина области пространственного заряда определяется концентрацией свободных носителей заряда  $l_d \sim n_0^{-1/2}$ . Согласно [19] дебаевская длина экранировки в системе может быть рассчитана по следующему

выражению  $l_D = \sqrt{\frac{kT\epsilon_k}{16\pi e^2 n_s}} \cdot \ln\left(\frac{n_s}{n_i}\right)$ , где  $\epsilon_k$  – диэлектрическая проницаемость в точке Кюри,  $n_i$  – концентрация электронов в квазинейтральной области кристалла,  $n_s$  – концентрация электронов в области изгиба зон (экранирующий слой). При этом  $n_s$  может быть определено из формулы  $n_s =$  $= n_i \exp[e\Delta\chi/kT]$ , где  $e\Delta\chi$  – величина изгиба зоны. Для ниобата лития в работе [20] приводится значение  $n_s = 10^{19} - 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, что дает значение  $l_D$ , порядка 100–400 нм при  $e\Delta\chi = 0.4$  эВ. Таким образом, основная зарядка при облучении ионами Ar<sup>+</sup> с энергией до 10 кэВ будет происходить в слое, в котором нет исходного вектора спонтанной поляризации. В этом верхнем слое, согласно [20], будет образовываться экранирующее деполяризующее поле  $10^4 - 10^5$  B/см, что совпадает с оценками [19].

Наличие такого диэлектрического слоя на поверхности сегнетоэлектрика сказывается на процесс локальной переполяризации вектора спонтанной поляризации и образовании доменов. Так в работе [21] авторы указывают, что максимальное поле, находящееся на расстоянии от доменной стенки, равном толщине диэлектрического слоя, приводит к образованию нанодоменов перед движущейся стенкой [22, 23]. Таким образом, формирование периодической доменной структуры может быть обусловлено существованием эффективного диэлектрического слоя с толщиной, равной расстоянию между краем области пространственного заряда и поверхностью ниобата лития (около 1 мкм, что несколько больше наших оценок) [18]. При этом в [24] указывается, что доменная структура в виде полос образована со средним периодом, равным 110 нм. И именно такое значение может быть связано с толщиной

внутреннего диэлектрического слоя в конгруэнтном ниобате лития.

Как отмечается в работе [25] процесс переключения вектора спонтанной поляризации и образования доменов облегчается за счет процессов зарождения (нуклеация) и прорастания множества доменов. В качестве примера можно привести BaTiO<sub>3</sub>, в котором экспериментальное значение коэрцитивного поля равняется 1 кВ/см. а расчетное 195 кВ/см. При этом стоит подчеркнуть, что процесс зародышеобразования доменов возникает в основном на поверхностных дефектах. Так в статье [26] приводятся данные о том, поле переключения образца ниобата лития, легированного магнием, составило 46 кВ/см, что примерно в пять раз меньше, чем коэрцитивное поле конгруэнтного кристалла ниобата лития и согласуется с результатами работы [27]. На влияние на процесс переполяризации поверхностных дефектов указывалось в исследовании [28], где исходный образец LiNbO<sub>3</sub> покрыт тонким диэлектрическим материалом, обладающим очень высокой концентрацией ловушек, что позволяло локализовывать падающие электроны в очень ограниченном объеме слоя. В результате захвата заряда в диэлектрическом слое, находящемся на поверхности сегнетоэлектрического кристалла, возникало сильное электрическое поле, достаточное чтобы вызвать инверсию вектора спонтанной поляризации и образование домена в объеме LiNbO<sub>3</sub>. Эти домены прорастали на 350 мкм вглубь кристалла. В [28] подмечалось, что при облучении образца электронным пучком сплошной области, возникающий домен состоит из многочисленных нанодоменных областей. Практически мгновенное зарождение большого количества маленьких доменов с плотностью, достигающей 1000 мм<sup>-2</sup> после приложения переключающего поля, было показано в более ранней работе [29]. При этом отмечалось, что величина тока переполяризации, регистрируемого в процессе эксперимента пропорциональна площади возникших доменов, и каждый элементарный акт перестройки доменной структуры - слияние доменов или быстрый рост ступеней - сопровождается генерацией элементарного импульса тока переключения. На значительное влияние площади возникших доменов и скорости движения доменной стенки на ток переполяризации указывается в теоретической работе [30].

Таким образом, поле, достаточное для локального переключения вектора спонтанной поляризации и образования доменов меньше, чем коэрцитивное поле материала сегнетоэлектрика. Количество зарождающихся доменов может быть достаточно большое [29], а основой вклад в регистрируемый ток переключения поляризации бу-



**Рис. 1.** Кинетические характеристики зарядки полимерного диэлектрика ПММА под воздействием ионного облучения: потенциала поверхности  $V_s$ , токов утечки и смещения  $I_{L+d}$ , тока эмиттированных ионов  $I_{\sigma}$ . Аккумулированный заряд Q(t) представлен двумя характеристиками.

дет вносить увеличивающаяся эффективная площадь зарожденных доменов в основном за счет срастания доменов. В виду того, что в представленных в [28] экспериментах облучается исходно поверхностный экранирующий слой конгруэнтного сегнетоэлектрика, то влияние исходного среза монодоменного сегнетоэлектрика (-Z-среза и +Z-среза) не оказывает влияние на результирующие токовые и зарядовые характеристики. При этом, будет образовываться большое число неглубоких нанодоменов в области облучения (преимущественно из поверхностных дефектов), а при дальнейшем накоплении заряда они будут расти и объединяться в более крупные. Такое слияние зародышей исходных доменов будет давать основной вклад в полученные токовые характеристики с подложки образца, что указывается в работах [29, 30].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальное исследование процесса зарядки сегнетоэлектриков при ионном облучении проводилось с использованием комплексного метода, опубликованного в работах [6, 7]. В процессе эксперимента исследовались основные токовые характеристики — токи эмиссии  $I_{\sigma}(t)$ , токи смещения, переполяризации и утечки  $I_{L + D}(t)$ , а также регистрировались энергетические спектры вторичных ионов и их сдвиги по энергетической шкале в процессе зарядки. При этом для предотвращения засева вторичными электронами области положительной зарядки в ионной пушке были использованы три диафрагмы. По сдвигу спектра вторичных ионов определялась зависимость потенциал поверхности от времени облучения  $V_S(t)$ . Методика одновременного измерения основных параметров зарядки диэлектриков реализована в вакуумной камере с источником ионов дугового типа с двойным уплотнением плазмы (дуоплазматрон Арденне). Ускоряющее напряжение ионного пучка Ar<sup>+</sup> в процессе эксперимента могло варьироваться от  $E_0 = 1$  до 10 кэВ.

В качестве образца для исследования зарядовых характеристик классического диэлектрика был выбран образец полимерного резиста ПММА (полиметилметакрилат). Выбор продиктован тем, что полимерные пленки используется иногда в качестве покрытия при создании двухмерных решеток доменов на поляризованных сегнетоэлектриках [18]. Размеры массивного образца  $10 \times 10 \times 0.5$  мм, диэлектрическая константа  $\varepsilon_r \approx 2.6$ , удельное сопротивление  $\rho_r = 10^{13}$  Ом  $\cdot$  см, плотность  $\rho_m = 1.2 \ r \cdot cm^3$ . Результаты экспериментов представлены на рис. 1. На нем приведены временные зависимости потенциала заряжающей поверхности V<sub>S</sub>, ток эмиттированных положительных ионов  $I_{\sigma}$ , интегральный ток с подложки  $I_{L+d}$ . Необычное поведение коэффициента эмиссионной характеристики  $\sigma \approx 1$  может быть вызвано, как предположено в [7], двумя причинами. Во-первых, усилением коэффициента упругого отражения ионов при росте  $V_S$ , т.е. при уменьшении энергии падающих ионов  $E_L = E_0 - qV_S$  по мере зарядки поверхности. Второй возможной причиной может быть ионизация вторичных нейтральных распыленных атомов вещества в поле зарядов над поверхностью образца.

Для дальнейшего изложения нам потребуется знание величины аккумулируемого заряда Q(t). Это значение находится из экспериментальных графиков следующим образом. Примем, что в равновесном состоянии насыщения процесса зарядки ток утечки  $I_L = 0$ . Тогда накопление заряда в образце находится при интегрировании тока смещения  $I_d$ :  $Q = \int_0^{t_0} I_d(t) dt$ . По второму варианту Q(t) находится из экспериментального графика  $V_{S}(t)$  по соотношению для равномерно заряженной плоскости в свободном пространстве:  $V_s =$  $= Q/\varepsilon_0 \varepsilon_a$ , где a – линейный размер стороны заряженного участка,  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_r$  – диэлектрические константы вакуума и материала диэлектрика соответственно. Оба вычисленных значения Q приведены на рис. 2а. Как видно, они довольно хорошо совпадают друг с другом, что говорит о правильности выбранного алгоритма определения зарядов Q(t).



100

150

*t*. c

50

**Рис. 2.** Экспериментально измеренные зависимости потенциала  $V_s(t)$ , токов с полусферического коллектора  $I_1$  и  $I_2$  с подложки образца-сегнетоэлектрика LiNbO<sub>3</sub> +*Z*-среза (*a*). Рассчитанные значения аккумулированного заряда *Q*, то-ков смещения  $I_d$  и сумма тока утечки и поляризации  $I_{L+p}(\delta)$ .

20

0

1

0

30Ŏ

В качестве сравнительного образца классического сегнетоэлектрика нами выбран кристалл LiNbO<sub>3</sub> +*Z*-среза. Размеры кристалла  $10 \times 10 \times$ × 0.5 мм,  $\varepsilon_r = 45$ ,  $\rho_m = 4.62$  г · см<sup>3</sup>,  $\rho_r = 10^{13} - 10^{14}$  Ом · см, поляризации  $P_S = 10^{-4} - 10^{-5}$  Кл · см<sup>-2</sup>, коэрцитивное поле  $F_c = 2 \cdot 10^5 \text{ B} \cdot \text{см}^{-1}$  [20]. Облучение проводилось ионами  $Ar^+$  энергией  $E_0 =$ = 6 кэВ, током  $I_0 = 0.1$  нА, площадь облучения 10-2 см<sup>2</sup>. Экспериментальные зависимости поверхностного потенциала  $V_{S}(t)$ , тока  $I_{1}$  с полусферического коллектора и тока  $I_2$  с подложки образца представлены на рис. 2а. Видны разительные отличия представленных характеристик от данных на рис. 1. Причиной различия является тот факт, что детектируемый экспериментально сигнал I<sub>1</sub> не является для сегнетоэлектрика чистым током эмиттированных ионов  $I_{\sigma}$ , а ток  $I_2$  с подложки не является в чистом виде током смещения *I*<sub>d</sub>. В данном случае имеем суперпозицию токов  $I_1 = I_{\sigma} + I_p, I_2 = I_d + I_L + I_p$ , где  $I_p$  есть ток поляризации-деполяризации участка, облучаемого ионами. Чтобы выделить вклады токов  $I_{\sigma}$ ,  $I_d$  и  $I_L + I_p$  по отдельности, поступим следующим образом. Из экспериментального графика  $V_{S}(t)$  находим зависимость  $Q(t) = V_s(t)C(t) = V_s(t)\pi a^2(t)\varepsilon_0\varepsilon_r/h$ , где h - tтолщина образца. Площадь облучаемого образца несколько увеличивается за счет дрейфа зарядов по поверхности, т.е. за счет роста параметра a(t). Затем определяем ток смещения (аккумуляции) зарядов  $I_d = \partial Q(t) / \partial t$ , и токи утечки и переполяризации  $I_{L+P} = I_2 - I_d$ . Все рассчитанные таким образом характеристики представлены на рис. 2б.

*I*, пА

100

80

60

40

20

0

50

100

150

*t*. c

200

250

Таким образом, при трактовке экспериментов следует подходить с осторожностью при определении взаимосвязанных и взаимозависимых характеристиках зарядки сегнетоэлектриков, особенно при определении поглощенных доз облучения потоками заряженных частиц.

 $I_{L+P}$ 

200

## МОДЕЛЬ ЗАРЯДКИ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ И ОБЪЯСНЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для построения модели зарядки и переполяризации сегнетоэлектрика ниобата лития при ионном облучении рассмотрим область, в которой происходит зарядка. Так как глубина проникновения ионов Ar<sup>+</sup> при энергиях ≤10 кэВ, рассчитанная с использованием SRIM, менее 10 нм, то зарядка осуществляется только в этом верхнем слое.

Исходно сегнетоэлектрик содержит три поверхностные плотности заряда: внутреннюю плотность зарядов  $\sigma_i$  экранирования, внешнюю с плотностью  $\sigma_o$  (за счет адсорбированных частиц), а также заряд, обусловленный спонтанной поляризации  $P_S$  (рис. 3*a*). Эта распределенная система зарядов вызывает внутреннее поле величиной порядка  $10^4-10^5$  В/см [19, 20]. Для энергии первичных ионов Ar<sup>+</sup>  $E_0 < 10$  кэВ глубина проникновения будет меньше, чем глубина слоя экранировки  $R < l_D$ . Таким образом, зарядка будет происходить в целом в области сегнетоэлектрика, где вектор спонтанной поляризации  $P_S$  будет экранирован. В начальный момент не будет значительного ухода

1000

0

300

250



**Рис. 3.** Схема зарядки +Z среза LiNbO<sub>3</sub> и зарождения доменов при поляризации: исходный +Z-срез (*a*), начало облучения ( $\delta$ ), зарождение домена ( $\epsilon$ ), этап прорастания домена ( $\epsilon$ ).

внешних экранирующих зарядов при увеличении потенциала зарядки (рис. *36*). При дальнейшем накоплении заряда положительная подрешетка сегнетоэлектрического кристалла будет смещаться дальше от области накопления заряда в объеме облучения, а отрицательная подрешетка будет наоборот, смещаться ближе к области облучения. При этом может зарождаться большая группа доменов, способная прорасти до противоположной стороны, как по отдельности, так и в результате их срастания. Хотя, ожидается, что здесь также преобладает срастание доменов, в результате которого будут генерироваться импульсы тока, объединяющиеся в общий ток переключения [29, 30] (см. рис 2). При этом вклад тока поляризации в процессе срастания нанодоменов в измеряемые



**Рис. 4.** Распределение по глубине образца плотности зарядов  $\rho/\rho_0$  и электрического поля  $E/E_0$  в двухслойной модели заряженных сегнетоэлектриков при параметрах распределения A = 0.5, B = 3.33.

токовые характеристики становиться нулевым, и соответствующие токовые характеристики принимают вид. близкий к классическому диэлектрику [6, 7]. Прорастание же домена вглубь не вносит существенного вклада в токовые характеристики главным образом из-за того, что скорость движения доменных стенок вглубь значительно меньше, чем скорость доменных стенок в процессе срастания доменов [29]. В дальнейшем, большое число нанодоменов может слиться в один домен (рис. 3в). При дальнейшем накоплении заряда такой домен может прорастать значительно глубже, чем область толщины слоя, экранирующего вектор спонтанной поляризации (см. рис. Зг). Здесь возникает доменная стенка "голова-к-голове", способная перемещаться в сильном поле [31]. И таким образом конечная глубины прорастания домена будет определяться итоговым полем, созданным в результате положительной зарядки сегнетоэлектрика.

Что касается нахождения распределения поля в облучаемой зоне сегнетоэлектрика, то следует учитывать двухслойное распределение плотности зарядов  $\rho$  в приповерхностной области. Так для +Z-среза LiNbO<sub>3</sub> у поверхности чистого образца расположен слой положительных зарядов, а над поверхностью адсорбируется экранирующий слой ионов с отрицательным зарядом. Для определения электростатических полей *E* в таких двухслойных (в том числе дипольных) системах обычно применяется уравнение Пуассона:

$$\frac{dE(y)}{dy} = \frac{\rho(y)}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}; \quad E(y) = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \int \rho(y) dy,$$

где  $\rho(y)$  — нормированное распределение плотности зарядов по глубине *x* в образце. В настоящей работе примем следующую аппроксимацию распределения  $\rho(y)$ :

$$\frac{\rho(y)}{\rho_0} = \left(A - By^2\right) \exp\left[-B(y - 1/B)^2\right],$$

где  $\rho_0$  — плотность зарядов на поверхности, а за  $x_0$  принимаем значение глубины, где происходит смена знаков зарядов, то есть  $y = x/x_0$ .

Решение уравнения Пуассона приводит к следующему выражению для распределения поля, нормированного на его значение на поверхности:

$$\frac{E(y)}{E_0} = \frac{(By+1)\exp[-(By-1)^2/B]}{2B} - \frac{\sqrt{\pi}[(2A-1)B-2]\operatorname{erf}[(1-By)/\sqrt{B}]}{4B^{3/2}},$$

где *A* и *B* – подгоночные параметры, зависящие от материала образца и параметра  $x_0$ . На рис. 4 приводятся в качестве примера распределения  $\rho/\rho_0$  и *E*/*E*<sub>0</sub> при параметрах *A* = 0.5, *B* = 3.33. Они качественно довольно хорошо совпадают с аналогичными результатами, приведенными в [32, 33].

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе представленных сравнительных результатов комплексного исследования зарядки диэлектрика ПММА и +Z-среза сегнетоэлектрика LiNbO<sub>3</sub> при их облучении пучком ионов Ar<sup>+</sup> следуют следующие выводы. 1. Выявлено большое различие в кинетических характеристиках зарядки диэлектриков и сегнетоэлектриков. Оно обусловлено тем, что в процессе зарядки сегнетоэлектрика добавляется существенная компонента токов и зарядов поляризации-деполяризации, отсутствующих для классических диэлектриков.

2. По результатам экспериментальных характеристик зарядки сегнетоэлектрика предложено качественное описание процесса образование локальных доменов в +Z-срезе LiNbO<sub>3</sub> под влиянием ионного облучения.

3. Показан алгоритм нахождения истинных характеристик тока эмиттированных ионов, аккумулируемого заряда и тока переполяризации на основе экспериментально измеренных значений поверхностного потенциала и токов с двух детекторов — полусферы и подложки.

4. Предложено аппроксимированное выражение для распределения плотности зарядов в двухслойной модели зарядов, на основе которого из уравнения Пуассона находится распределение электрического поля в поляризованном сегнетоэлектрике.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 18-02-00813а. Авторы благодарны профессору Волк Т.Р. за полезные консультации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Nagatomi T., Kuwayama T., Toshino K. et al.* // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. Art. No. 104912.
- Shi J., Fama M., Teolis B., Baragiola R. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2010. V. 268. P. 2888.
- Croccolo F., Ricardi C. // J. Microscopy. 2008. V. 229. P. 39.
- Zoory M.J., Mohammed I.A., Alwan B.J. // J. Chem. Biol. Phys. Sci. 2015. V. 5. P. 2822.
- Yogev S., Levin J., Molotskii M. et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. Art. No. 064107.
- Миннебаев К.Ф., Рау Э.И., Татаринцев А.А. // ФТТ. 2019. Т. 61. С. 1090; Minnebaev K.F., Rau E.I., Tatarintsev A.A. // Phys. Sol. State. 2019. V. 6. No. 6. P. 1013.
- Rau E.I., Tatarintsev A.A., Zykova E.Yu. et al. // Vacuum. 2020. V. 177. Art. No. 109373.
- Volk T.R., Kokhanchik L.S., Gainutdinov R.V. et al. // J. Adv. Dielectr. 2018. V. 8. Art. No. 183001.
- Kokhanchik L.S., Volk T.R. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 110. P. 367.
- 10. Kokhanchik L.S., Borodin M.V., Burimov N.I. et al. // Ferroelectrics. 2011. V. 411. P. 71.
- 11. *Shur V.Ya., Chezganov D.S., Smirnov M.M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. Art. No. 052908.
- 12. *Tatarintsev A.A., Markovets K.E., Rau E.I.* // J. Phys. D. 2019. V. 52. Art. No. 115104.

- Li X., Terabe K., Hatano H. et al. // Japan J. Appl. Phys. 2005. V. 44. Art. No. L-1550.
- Chezganov D.S., Shur V.Ya., Vlasov E.O. et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. Art. No. 082903.
- 15. Chezganov D.S., Vlasov E.O., Pashnina E.A. et al. // Ferroelectrics. 2020. V. 559. P. 66.
- Фридкин В.М. Сегнетоэлектрики-полупроводники. Москва: Наука, 1976. 406 с.
- 17. Kalinin S.V., Bonnell D. // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. Art. No. 125411.
- Shur V.Ya., Chezganov D.S., Akhmatkhanov A.R., Kuznetsov D.K. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. No. 23. Art. No. 232902.
- Кузьминов Ю.С. Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987. 126 с.
- 20. *Volk T., Wohlecke M.* Lithium niobate. Defects, photorefraction and ferroelectric switching. Berlin: Springer, 2008.
- 21. *Vlasov E., Chezganov D., Chuvakova M., Shur V.Ya.* // Hindawi Scanning. 2018. V. 2018. Art. No. 780982.
- 22. *Shur V.Y.* Nucleation theory and applications. Wiley-VCH Verlag, 2005. P. 178.
- 23. Shur V.Ya. // J. Mater. Sci. 2006. V. 41. No. 1. P. 199.
- 24. Shur V.Ya., Shishkin E., Rumyantsev E. et al. // Ferroelectrics. 2004. V. 304. No. 1. P. 111.
- 25. Барфут Дж., Тейлор Дж. Полярные диэлектрики и их применения. М.: Мир, 1981. С. 259.
- Chen Y., Yan W., Guo J. et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. Art. No. 212904.
- 27. Mizuuchi K., Morikawa A., Sugita T., Yamamoto K. // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. P. 6585.
- 28. Glickman Y., Winebrand E., Arie A., Rosenman G. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. Art. No. 011103.
- 29. Шур В.Я., Николаев Е.В., Шишкин Е.И. и др. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 11. С. 2055; Shur V.Ya., Nikolaev E.V., Shishkin E.I. et al. // Phys. Sol. St. 2002. V. 44. No. 11. P. 2151.
- Масловская А.Г., Барабаш Т.К. // Поверхн. Рентг., синхротр., нейтрон. иссл. 2012. № 1. С. 42; Maslovskaya A.G., Barabash T.K. // J. Surf. Invest. X-Ray, Synchrotron. Neutron. Tech. 2012. V. 6. No. 1. Р. 37.
- 31. *Eliseev E. A., Morozovska A. N., Svechnikov G.S. et al.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. № 23. Art. No. 235313.
- Meyza X., Goeuriot D., Guerret-Piécourt C. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 5384.
- 33. Cazaux J. // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. P. 731.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 8 2021

## Kinetics characteristic differences of the ferroelectrics and dielectric charging under ion irradiation

K. E. Ozerova<sup>a</sup>, A. A. Tatarintsev<sup>a</sup>, E. I. Rau<sup>a, \*</sup>, K. F. Minnebaev<sup>a</sup>, S. V. Zaitsev<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, 199911 Russia \*e-mail: rau@phys.msu.ru

Comparative studies of the fundamental characteristics of charging classical dielectrics (PMMA) and ferroelectrics (LiNbO<sub>3</sub>) under ion irradiation have been carried out. The experiments were carried out by irradiating the samples with  $Ar^+$  ions with an energy of 5–10 keV. Both general regularities of the charging kinetics and typical differences in the characteristics of the ion emission current, displacement current (charge accumulation), and surface potential are shown. The first characteristic feature of charging ferroelectrics is the appearance of an additional current in the detecting devices – polarization reversal current. The second feature is the presence of a double layer of charges on the surface of ferroelectrics, which significantly affects all kinetic characteristics of charging.