ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

О кратковременных реверсивных изменениях диэлектрической дисперсии монокристалла титаната бария

Н. Д. Гаврилова^{1,*a*}, И. А. Малышкина^{1,*b*}, В. К. Новик^{2,*a*}

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, ¹кафедра физики полимеров и кристаллов; ²кафедра общей физики и волновых процессов. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^anovikmp@orc.ru, ^bmalysh@polly.phys.msu.ru

Статья поступила 11.04.2016, подписана в печать 05.05.2016.

При исследовании диэлектрической дисперсии монокристалла BaTiO₃ и воздействии на кристалл только измерительным полем наблюдался эффект кратковременного изменения частоты дисперсии — снижение ее значения приблизительно на три порядка с последующим возвращением к прежнему. Высказано предположение о возможном механизме этого явления, связанном с изменением динамики процесса экранирования.

Ключевые слова: сегнетоэлектричество, диэлектрическая дисперсия, титанат бария. УДК: 537.226. PACS: 77.22.-d.

Введение

Результаты исследования диэлектрической дисперсии высококачественных монокристаллов BaTiO₃ как в пара-, так и сегнетофазах крайне противоречивы. Частота дисперсии (частота пика ε''), как установлено измерениями, в одних образцах опускается до десятков килогерц [1, 2], в других — превышает 10^9 Гц [3, 4]. Для 90-градусных доменов различной конфигурации моделирование [5] расширяет граничную частоту дисперсии до 10^{12} Гц. Некоторые работы отрицают сам факт существенной дисперсии в параэлектрической фазе [4], другие — демонстрируют аномально высокое значение дисперсии [1, 2]. Несмотря на многочисленные ранние и современные теоретические работы, общепринятое мнение о механизме дисперсии в BaTiO₃ отсутствует.

Нами наблюдалась еще одна особенность дисперсии в ВаТіО₃, о которой ранее не сообщалось, кратковременное изменение частоты дисперсии.

1. Экспериментальная часть

Объектом наших исследований был образец ВаTiO₃, выращенный на затравку и вырезанный поперек направления вытяжки (*z*-срез). Электроды были нанесены серебряной пастой на шлифованную поверхность среза образца, их площадь составляла 28.5 мм² при толщине образца 1.6 мм. Внешние контакты прижимались по всей поверхности электродов с постоянным усилием ~ 30 г с целью минимизировать вклад сегнетоэластического эффекта. Образец был состарен в течение нескольких лет и при измерениях не поляризовался. Амплитуда приложенного измерительного поля не превышала 1.5 В. Контрольное повышение амплитуды до 20 В не изменяло результатов измерений, что свидетельствовало об электрической жесткости кристалла, обусловленной, по-видимому, ростовой процедурой. Измерения проводились на широкополосном диэлектрическом спектрометре «Novocontrol Concept 40» при комнатной температуре. Длительность частотного сканирования в интервале $10^5 - 2 \cdot 10^7$ Гц составляла ~ 2.5 мин.

2. Результаты и их обсуждение

В условиях практически стационарной комнатной температуры нами эпизодически наблюдалось спонтанные флуктуации диэлектрической дисперсии. Процесс такой флуктуации с понижением и повышением частоты дисперсии показан на рис. 1.

В промежутке между измерительными актами (3-5 мин) частота дисперсии самопроизвольно снижалась на несколько порядков, в течение последующих актов смещалась в сторону некоторого понижения (рис. 1, *a*) или повышения (рис. 1, *б*) частоты, а затем возвращалась к исходному значению. Частотные максимумы $\varepsilon''(\log f)$ группировались несколько выше резонансных частот образца.

Кривые зависимостей $\varepsilon'(\log f)$ и $\varepsilon''(\log f)$ были аппроксимированы в совокупной итерации формулой Гаврильяка–Негами

$$\varepsilon^* - \varepsilon_{\infty} = \frac{\Delta \varepsilon}{\left[1 + (i\omega\tau_0)^b\right]^c},\tag{1}$$

где ω — круговая частота ($\omega = 2\pi f$), τ_0 — время релаксации, $\Delta \varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_\infty$ — глубина дисперсии (ε_∞ и ε_0 — соответственно высокочастотный и низкочастотный пределы диэлектрической проницаемости), b и c ($0 \leq b$, $c \leq 1$) — параметры, характеризующие соответственно симметричное и асимметричное уширение спектра времен релаксации. Полученные в результате аппроксимации экспериментальных зависимостей $\varepsilon'(\log f)$ и $\varepsilon''(\log f)$



Рис. 1. Разновидности кратковременного реверсивного изменения дисперсии диэлектрической проницаемости монокристалла BaTiO₃ при комнатной температуре: a — исходное состояние дисперсионной кривой (t=0) сменяется ее падающим значением (сканирование через t=3 мин), сохраняющимся в течение 2 мин (t=5 мин), и затем понижается по частоте (t=7 мин), сохраняя это состояние еще в течение 3 мин; б — исходное состояние дисперсионной кривой (t=0) сменяется ее падающим значением (t=7 мин), которое затем повышается по частоте (t=17 мин) и t=21 мин

значения параметров b и c (таблица) свидетельствуют о том, что дисперсионные кривые без существенных отклонений аппроксимируются спектром Дебая (b = c = 1), а времена релаксации весьма близко группируются около одного значения.

Максимальная отмеченная постоянная времени релаксации составляет $au_0 \approx 4.66 \cdot 10^{-8}$ с и соответствует частоте дисперсии ~ 3.42 МГц. По данным [3] для монокристаллов ВаТіО₃ при *T* < *T_c* эта частота ~ 3.2 ГГц. На рис. 1 и в таблице обращает на себя внимание практически неизменное значение ε₀ для исходной и аномальной дисперсии и практически постоянные значения ε_0 и ε_∞ для всех кривых, отражающих изменяющиеся во времени свойства. Усредненное по всем значениям аппроксимации значение меры дисперсии $n = (\varepsilon_{\infty}/\varepsilon_0) \sim 0.13$ оказывается значительно ниже типичных значений для монокристаллов BaTiO₃, для которых найдено $n \sim 0.45$ при $T < T_c$ [3]. Керамические образцы ВаТіО₃ при 20°С показывают близкие значения: $n \sim 0.47$ [6] и $n \sim 0.35$ [7]. Такие существенные, спонтанные флуктуации дисперсии оправдывают обсуждение возможных причин их появления.

Известны примеры изменения дисперсии твердотельных диэлектриков при искусственном внесении дефектов в решетку γ -излучением (корундовая керамика) [8], ускоренными электронами [9] и нейтронами [10] (керамика BaTiO₃). В первом случае отмечалось существенное снижение частоты дисперсии, в последних — заметное изменение значения ε_0 при сохранении или даже повышении частоты дисперсии.

Вид дисперсионной кривой сегнетоэлектриков также чувствителен к амплитуде измерительного поля. Превышение порога переключения доменов в BaTiO₃ драматически повышает значение ε_0 и понижает на порядки частоту дисперсии [11, 12].

Условия проведенных экспериментов исключают названные причины. По нашему мнению, эти причины могут быть связаны либо с изменением свойств основного релаксатора, ответственного за дисперсию, — доменной стенки, либо с изменением условий экранирования. Рассмотрим эти возможные

	• •					. ,
Кривая	τ ₀ , c	ε_{∞}	$\Delta \varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_\infty$	b	С	$n = \varepsilon_0 / \varepsilon_\infty$
Рис. 1, а						
3 мин 5 мин 7 мин 10 мин	$\begin{array}{c} 2.08\cdot 10^{-8} \\ 1.98\cdot 10^{-8} \\ 2.88\cdot 10^{-8} \\ 2.86\cdot 10^{-8} \end{array}$	159.8 157.7 109.4 120.1	754.1 757.9 802.8 788.2	1 1 1 1	1 1 1 1	4.72 4.81 7.34 6.56
Рис. 1, б						
7 мин 17 мин 21 мин	$\begin{array}{r} 4.66 \cdot 10^{-8} \\ 3.49 \cdot 10^{-8} \\ 2.42 \cdot 10^{-8} \end{array}$	71.4 88.9 90.2	797.4 814.8 818.4	0.98 1 1	1 0.95 0.75	11.16 9.17 9.08

Результат аппроксимации экспериментальных данных, представленных на рис. 1, при помощи формулы Гаврильяка-Негами (1)

причины по отдельности применительно к имеющимся представлениям о структуре BaTiO₃.

Несмотря на многолетние исследования структуры монокристаллов $BaTiO_3$, до сих пор строение ее элементарной ячейки не стало общепризнанным. Измерения 1946 г. [13] стали основой микроскопических теорий типа «смещения» [14]. Считалось, что в кубической фазе ион Ti⁴⁺ расположен в центре кислородного октаэдра и элементарная ячейка центросимметрична (рис. 2, *a*). Тетрагональная фаза обусловлена смещением иона Ti⁴⁺ в направлении <001>. Концепция затем была распространена на все последующие, при понижении температуры, структуры со смещением иона Ti⁴⁺ по <011> — ромбической и по <111> — ромбоэдрической фазам.



Рис. 2. Структура элементарной ячейки $BaTiO_3$ в параэлектрической фазе: a — центросимметричная; δ — полярная; δ — диагональный сдвиг иона Ti^{4+} , при T = 35 K $\delta = 0.19(5)$ Å, при T = 750 K $\delta = 0.16(5)$ Å [16]

Позднее, однако, эти измерения стали вызывать сомнения [15], а затем была показана их ошибочность [16]. Рентгеноструктурными исследования была установлена достоверность кластерной модели [17] с расположением ионов Ті⁴⁺ вдоль направлений <111> во всех структурных фазах. Было показано [18], что энергия, нужная для удержания ионов Ti⁴⁺ в этом положении, менее необходима для их удержания в центре октаэдра. Исходя из этого фундаментального заключения структурной единицей, формирующей свойства кристалла, должна являться сверхъячейка (кластер) из восьми полярных элементарных ячеек (рис. 2, б). Принципиальная особенность такой сверхъячейки при смене фаз состоит в смещении только лишь четырех ионов Ti⁴⁺ из восьми. Вместе с тем возможное расположение ионов Ti⁴⁺ по 64 направлениям делает сверхъячейку весьма лабильной к дефектам решетки. Ширина доменной стенки в структуре из сверхъячеек должна составлять несколько нанометров [19].

В изученном частотном диапазоне этого явления именно движение доменной стенки должно рассматриваться как основной механизм дисперсии. И в данном случае проблема состоит в определении причины ее внезапного «торможения». Известные теории дисперсии рассматривают совокупность таких причин применительно к модели ячейки со смещением Ti⁴⁺ в рассматриваемой тетрагональной фазе по направлениям <010> и <001>. Для альтернативной модели со смещением Ті⁴⁺ во всех структурных фазах по направлению <111> [18] теории дисперсии авторам неизвестны. Характерное даже для совершенных образцов разупорядочение решетки ответственно за целый ряд особенностей поведения доменной стенки, включая ее закрепление (стопоры), колебательный и скользящий режимы движения, появление динамических фазовых переходов и других самоорганизованных критических состояний. Мотивами таких особенностей являются нерегулярные случайные связи и случайные поля, обусловленные дефектами, взаимодействующими со спонтанной поляризацией, и тепловыми возбуждениями [20]. Стенка искривляется между дефектами-стопорами с радиусом кривизны, определяемым параметрами материала и приложенным электрическим полем [21]. Временное изменение доменной конфигурации и миграция дефектов в механически свободных образцах должны варьировать динамические свойства стенки, т. е. диэлектрическая дисперсия не может рассматриваться как жесткая, количественная характеристика образца. Скорость смещения доменной стенки, динамика экранирования и соответственно наблюдаемая дисперсия определяются текущим состоянием образца.

Исследования показывают существенное различие между быстрой динамикой поляризации атомов во внешнем поле и замедленной динамикой экранирующих зарядов [22]. Развитая теория скорости смещения 180-градусной доменной стенки [20] устанавливает связь между этой динамикой, шириной доменной стенки и скоростью ее смещения. Последнее в рассматриваемом частотном диапазоне безынерционно следует за измерительным полем. Для сквозной, сплошной, без зародышей, незаряженной стенки, колеблющейся однородно как целое, теория вводит для изотропного экранирующего слоя постоянную времени релаксации зарядов $\tau = \varepsilon_{ii}/\lambda$, где ε_{ii} — диэлектрическая проницаемость слоя, λ проводимость слоя, *а* — толщина стенки, *v* скорость смещения стенки, t — время. Условие отсутствия запаздывания смещения экранирующих зарядов за движением атомов стенки: $a \ll v\tau$ и $t > \tau$. При выходе из рамок этих условий шлейф экранирующих зарядов все более отстает от движения стенки, т.е. от внешнего поля, снижая измеряемое значение диэлектрической проницаемости.

Как уже отмечалось, наши эксперименты (рис. 1) свидетельствуют о снижении частоты дисперсии на три порядка по сравнению с данными [3]. Объяснение этого эффекта следует искать в варьировании значений величин a, v и τ . Приемлемая вариация толщины доменной стенки BaTiO₃ a = 0.5-5 нм не превышает порядка. Торможение доменной стенки предполагало бы массовый выброс стопоров в объеме кристалла, что трудно допустить в условиях отсутствия сильных воздействий на кристалл.

Наиболее вероятным представляется измене-

ние условий экранирования. Сам факт внезапного появления измененной дисперсии свидетельствует о внутреннем импульсном воздействии на свойства образца. Импульсный характер наблюдаемого явления в стационарных внешних условиях дает все основания связать мотив явления с собственными принципиальными особенностями сегнетоэлектрической среды. Такой особенностью среды является эффект Баркгаузена — спонтанное переключение доменной структуры, обусловленное, в частности, термодинамически неравновесным механическим состоянием кристаллов. Последнее в нашем случае, возможно, формируется неоднократным проходом в эксперименте через резонансные частоты (рис. 1, $\log f = 6-6.25$) и возникновением локальных областей механических напряжений у острия микротрещин шлифованной поверхности. Как экспериментально установлено в работе [23], скачки Баркгаузена сопровождаются сквозной, между электродами, импульсной проводимостью. Проходящие заряды должны изменять стационарную структуру двойного экранирующего слоя [24]. Изменение структуры слоя, связанной с доменной конфигурацией, в свою очередь, должно приводить к изменению поверхностной проводимости λ [25], формирующей постоянную времени релаксации т.

Для проверки связи изменений дисперсии диэлектрических свойств с эффектом Баркгаузена в образце возбуждались переключения доменов реверсивной поляризацией $E = \pm 3$ кВ/см, после чего измерялась зависимость $\varepsilon'(\log f, 22^{\circ}\text{C})$ (рис. 3).



Рис. 3. Изменение диэлектрической дисперсии монокристалла BaTiO₃ при возбуждении перестройки доменной структуры и появлении сопутствующих шумов Баркгаузена. Кривые 1 - дисперсия для исходного образца. Кривые 2, 3 - дисперсии для того же образца после реверсивной поляризации полем $E = \pm 3$ кB/см

Рис. З иллюстрирует существенное понижение частоты дисперсии до ≈ 2.3 МГц (сравните кривые $\varepsilon'(\log f, 22^{\circ}$ С *1* и *2*, *3*) и заметным понижением ε_0 , при этом мера дисперсии $n = (\varepsilon_{\infty}/\varepsilon_0) \sim 0.71$. Возбужденные переполяризацией скачки Баркгау-

зена продолжаются достаточно длительно, до установления термодинамически равновесного состояния доменной структуры. Гладкий вид кривых 2 и 3 (рис. 3) до частот $\sim 10^5$ Гц объясняется интегрирующим действием измерительной системы спектрометра, поскольку по измерениям работы [23] типичная длительность электрических импульсов, обусловленных скачками Баркгаузена, составляет ~ 1 мкс.

Временная эволюция сформированной реверсивной поляризацией дисперсии показана на рис. 4. Кривая 3 показывает состояние дисперсии через 180 ч и иллюстрирует некий процесс повышения значения $\varepsilon'(\log f, 22^{\circ}$ C), свидетельствующий о временной тенденции к монодоменизации образца. Этот временной интервал можно считать завершением некоего этапа процесса, поскольку за следующие 570 ч никаких заметных изменений не отмечалось (кривая 4). Отметим, что установилось лишь повышенное значение диэлектрической проницаемости (кривая 3) при сохранении вида дисперсионной кривой 2.



Рис. 4. Временная эволюция дисперсии монокристалла ВаТіО₃. Кривые 1 и 2 повторяют кривые 1, 2 на рис. 3. Кривые 3, 4 — зависимости $\varepsilon'(\log f, 22^{\circ}\text{C})$ через 180 и 750 ч соответственно

Результаты воздействия поля на весь объем образца (рис. 3, 4) в сопоставлении с наблюдаемым эффектом (рис. 1) показывают, что изменение доменной структуры и сопутствующая воздействующему полю инжекция свободных зарядов могут изменить дисперсию. Тенденция этого изменения и его временная шкала, однако, совершенно отличны от характеристических параметров рис. 1.

Сохранение неизменного значения ε_0 (таблица) свидетельствует о неизменности (или минимальной перестройке) исходной доменной структуры, т.е. о минимальном или даже единичном числе импульсов Баркгаузена, участвующих в акте изменения дисперсии. Проявления скачков отсутствуют на спаде дисперсионной кривой (сравните с рис. 3). Эти факты дают основание предположить, что в данном случае изменения дисперсии обусловлены временным изменением условий экранирования в одинарном [20] или двойном [24] поверхностных слоях. Наблюдаемое увеличение эффективного времени релаксации экранирующих зарядов τ свидетельствует в этом случае о существенном, на порядки величины, снижении поверхностной проводимости λ . В работе [25] экспериментально показана такая возможность.

Кратковременный проводящий канал между электродами, формируемый импульсом Баркгаузена [23], должен однородно изменять условия экранирования под всей площадью электродов и соответственно однородность реакции объема на внешнее, переменное электрическое поле. Такое предположение позволяет объяснить успешное описание «заторможенных» кривых релаксации (рис. 1) спектром Дебая (таблица).

В рамках изложенных представлений реверсивное изменение дисперсии является коротким (~ 30 мин) процессом, первый этап которого индуцирует импульсами Баркгаузена термодинамически неравновесное увеличение постоянной времени релаксации τ , второй — возвращение системы экранирования к исходному, термодинамически устойчивому состоянию.

Первый этап иллюстрируется рис. 1, *a*, второй — рис. 1, *б*. Возможно, закономерной особенностью этого этапа станет (см. кривые 7 мин и 17 мин) разрывность зависимостей $\varepsilon'(\log f)$ и $\varepsilon''(\log f)$, указывающая на временное возрастание поляризуемости и потерь образца в некотором частотном интервале. Механизм этой особенности неясен.

Приведенные кривые, как нетрудно понять, дают только временные срезы изменения дисперсии. Продолжительность частотного сканирования, строго говоря, вносит погрешность в полученные результаты. Тем не менее они вполне удовлетворительно аппроксимируются спектром Дебая (таблица). Соотношение длительностей этапов, по-видимому, зависит от текущего состояния образца и может быть количественно изучено только при сокращении времени частотного сканирования и повышении предельной частоты. Для кластерной модели полярного состояния BaTiO₃ [18] высказанная гипотеза об изменении механизма экранирования должна быть скорректирована с учетом возможности изменения динамических свойств кластера при его структурной перестройке [2].

Заключение

Если высказанные предположения о природе наблюдаемого эффекта верны, то этот эффект должен быть достаточно общим как для различных типов монокристаллических сегнетоэлектриков, так и для различной геометрии образцов, включая пленки нанометрового диапазона.

Авторы признательны Б.А. Струкову за предоставление высокосовершенных образцов монокристаллов BaTiO₃.

Список литературы

- Fernandez-Diaz T., Prieto C., Martinez J.L. et al. // Ferroelectrics. 1988. 81, N 1. P. 19.
- Новик В.К., Лотонов А.М., Гаврилова Н.Д. // ФТТ. 2013. 55, № 8. С. 1557. (Novik V.K., Lotonov A.M., Gavrilova N.D. // Physics of the Solid State. 2013. 55, N 8. P. 1668.)
- 3. Демьянов В.В. // ФТТ. 1970. № 12. С. 2407.
- 4. Stern E., Lurio A. // Phys. Rev. 1961. 123, N 1. P. 117.
- Marton P., Hlinka J. // Ferroelectrics. 2008. 373, N 1. P. 139.
- Poplavko Yu.M. // Proc. Inter. Meeting on Ferroelectricity. Prague, Czechoslovakia, 1966. II. P. 171.
- 7. Kersten O., Rost A., Schmidt G. // Ferroelectrics. 1988. 81, N 1. P. 31.
- 8. *Рвухин Л.Н.* Радиационно-стимулированные квазинеобратимые изменения диэлектрической дисперсии. Едиториал УРСС, 2004.
- 9. Демьянов В.В., Соловьев С.П. // Изв. Ан СССР. Сер. физ. 1967. **31**. С. 1874.
- Demianov V.V., Solov'ev S.P. // Revue de Phys. Appl. 1972. 7, N 2. P. 81.
- 11. Fatuzzo E. // J. Appl. Phys. 1962. 33, N 8. P. 2588.
- 12. Wang Y.L., Tagantsev A.K., Damjanovic D., Setter N. // Appl. Phys. Lett. 2007. **91**, N 6. P. 062905.
- 13. Megaw H.D. // Proc. Roy. Soc. A. 1947. 189. P. 261.
- Cochran W. // Advances in Physics. 1960. 9, N 36. P. 387.
- 15. Evans H.T. // Acta Cryst. 1961. 14. P. 1019.
- Ravel B., Stern E.A., Verdinskii R.I., Kraizman V. // Ferroelectrics. 1998. 206. P. 407.
- 17. Bersuker I. // Phys. Lett. 1966. 20. P. 589.
- Zhang Q.S., Cagin T., Goddard W.A. III. // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2006. 103, N 40, P. 14695.
- Zhang Q., Goddard W.A. III. // Appl. Phys. Lett. 2006.
 89. P. 182903.
- 20. Eliseev E.A., Morozovska A.N., Svechnikov G.S. et al. // Phys. Rev. B. 2008. **78**, N 24, P. 245409.
- Yang T.J., Gopalan V., Swart P.J., Mohideen U. // Phys. Rev. Lett. 1999. 82, N 20. P. 4106.
- Kalinin S.V., Johnson C.Y., Bonnell D.A. // J. Appl. Phys. 2002. 91, N 6. P. 3816.
- Newton R.R., Ahearn A.J., McKay K.G. // Phys. Rev. 1949. 75, N 1. P. 103.
- 24. Eliseev E.A., Morozovska A.N., Kalinin S.V. et al. // J. Appl. Phys. 2009. **106**, N 8. P. 084102.
- 25. Богатко В.В., Ковтонюк Н.Ф. // ФТТ. 1970. № 12. С. 605.

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Short-term reversible changes in the dielectric dispersion of a barium titanate single crystal

N. D. Gavrilova^{1,a}, I. A. Malyshkina^{1,b}, V. K. Novik^{2,a}

¹Department of Polymers and Crystal Physics; ²Department of General Physics and Wave Phenomena, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia. E-mail: ^a novikmp@orc.ru, ^b malysh@polly.phys.msu.ru.

An effect of spontaneous fluctuation of the dispersion frequency was detected during investigations of the dielectric dispersion of a $BaTiO_3$ single crystal while measuring under the electric field only. A decrease in the dispersion frequency by three orders of magnitude and its subsequent return to the previous value was observed. A possible mechanism of this phenomenon is suggested, which involves the dynamics of the screening process.

Keywords: ferroelectricity, dielectric dispersion, barium titanate. PACS: 77.22.-d. *Received 11 April 2016*.

English version: Moscow University Physics Bulletin. 2016. 71, No. 4. Pp. 400-404.

Сведения об авторах

- 1. Гаврилова Надежда Дмитриевна доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, профессор; тел.: (495) 932-22-07, е-mail: novikmp@orc.ru.
- 2. Малышкина Инна Александровна канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; тел.: (495) 939-44-08, e-mail: malysh@polly.phys.msu.ru.
- 3. Новик Виталий Константинович доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 932-22-07, e-mail: novikmp@orc.ru.