

Микро- и наноэлектроника. Физика конденсированного состояния
Micro- and nanoelectronics. Condensed matter physics

УДК 621.3.049.77
<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-5-73-91>



ОБЗОРНАЯ СТАТЬЯ

Технология формирования сегнетоэлектрических регулярных доменных структур с использованием интерферирующих упругих волн

В.В. Крутов[®], А.С. Сигов

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия
[®] Автор для переписки, e-mail: v_krutov@mirea.ru

Резюме

Цели. Работы в области доменной инженерии в сегнетоэлектриках ведутся во многих лабораториях мира. На протяжении ряда лет в РТУ МИРЭА проводятся исследования по созданию высокопроизводительной технологии формирования сегнетоэлектрических фотонных и фононных кристаллов. Технология характеризуется малой продолжительностью технологического цикла и обеспечивает необходимую глубину пространственно-периодического инвертирования доменов. Ключевым звеном технологии является комбинированное воздействие однородного электрического поля и интерферирующих упругих волн высоких частот, создающих температурную решетку. Технология имеет универсальный характер в отношении сегнетоэлектриков различной степени акустической прозрачности, что достигается путем использования сильно диссипативных жидких электродов определенной толщины. При этом энергия упругих волн практически не проникает в сегнетоэлектрик, что исключает проявление нежелательных эффектов. Цель настоящей статьи – анализ результатов работ, выполненных в РТУ МИРЭА, в области технологии формирования сегнетоэлектрических регулярных доменных структур (РДС) в период с 2008 г. по настоящее время.

Методы. Используются положения теории распространения, преломления и интерференции упругих волн в конденсированных средах, в частности ньютоновская модель жидкости применительно к сдвиговым волнам, а также компьютерное моделирование. При рассмотрении основных этапов биимпульсной гетеротермальной технологии формирования РДС применялись методы анализа и синтеза.

Результаты. Показана возможность формирования не только микро-, но также субмикронных РДС. Даны рекомендации по выбору типа и конкретных свойств жидких электродов, углов между направлением распространения интерферирующих волн, а также их частоты. Показано, что использование в качестве жидких электродов сильно диссипативных ионных жидкостей создает благоприятные условия для формирования РДС с малым периодом при комнатной температуре. Так, на сдвиговых волнах с электродами на основе LiPF_6 -РС на частоте 300 МГц могут быть созданы РДС с периодом около 2 мкм. Определены основные технологические параметры, как для случая воздействия продольных упругих волн, так и для случая сдвиговых волн с горизонтальной поляризацией. Результаты применимы к таким сегнетоэлектрикам как ниобат лития, титанил-фосфат калия, цирконат-титанат свинца.

Выводы. Предложенные и исследованные методы ориентированы на массовое производство устройств на основе РДС, в т.ч. на изготовление оптических параметрических генераторов, устройств акустоэлектроники, а также генераторов терагерцовых волн и генераторов второй оптической гармоники. Технология обладает малой продолжительностью технологического цикла, сопоставимой с временем переключения поляризации в используемом сегнетоэлектрике.

Ключевые слова: доменная инженерия, сегнетоэлектрики, температурные решетки, биимпульсная гетеротермальная технология, упругие волны, акустоинтерференционный метод

• Поступила: 11.05.2022 • Доработана: 04.07.2022 • Принята к опубликованию: 12.09.2022

Для цитирования: Крутов В.В., Сигов А.С. Технология формирования сегнетоэлектрических регулярных доменных структур с использованием интерферирующих упругих волн. *Russ. Technol. J.* 2022;10(5):73–91. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-5-73-91>

Прозрачность финансовой деятельности: Авторы не имеют финансовой заинтересованности в представленных материалах или методах.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

REVIEW ARTICLE

Technology for the creation of ferroelectric regular domain structures using interfering elastic waves

Vladislav V. Krutov[@], Alexander S. Sigov

MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia

[@] Corresponding author, e-mail: v_krutov@mirea.ru

Abstract

Objectives. In many laboratories around the world, work is underway in the field of domain engineering of ferroelectrics. For a number of years, RTU MIREA has been conducting research on the creation of a high-performance technology for the formation of ferroelectric photonic and phononic crystals. The technology is characterized by a short duration of the technological cycle and provides the necessary depth of spatially periodic domain inversion. The key element of the technology is the combined effect of a uniform electric field and interfering high-frequency elastic waves that create a temperature grating. The technology is universal in relation to ferroelectrics of varying degrees of acoustic transparency, which is achieved by using highly dissipative liquid electrodes of a certain thickness. In this case, the energy of elastic waves practically does not penetrate into the ferroelectric, so the manifestation of undesirable effects is excluded. The purpose of this review article is to analyze the results of work carried out at RTU MIREA in the field of technology for the formation of ferroelectric regular domain structures (RDSs) during the period from 2008 to the present.

Methods. Provisions of the theory of propagation, refraction and interference of elastic waves in condensed media are used, in particular, the Newtonian model of a liquid as applied to shear waves, as well as computer simulation. When considering the main stages of the Double Pulse heterothermal technology for the formation of RDSs, methods of analysis and synthesis were applied.

Results. The possibility of forming not only micro-, but also submicron RDSs is shown. Recommendations are given on the choice of the type and specific properties of liquid electrodes, the angles between the direction of propagation of interfering waves, and their frequency. It is shown, in particular, that the use of highly dissipative ionic liquids as liquid electrodes creates favorable conditions for the formation of an RDS with a short period at room temperature. Thus, on shear waves with electrodes based on LiPF₆-PC at a frequency of 300 MHz, RDS with a period of about 2 μm can be created. The main technological parameters are determined both for the case of the action of longitudinal elastic waves and for the case of shear waves with horizontal polarization. The results are applicable to ferroelectrics such as lithium niobate, potassium titanyl phosphate, and lead zirconate titanate.

Conclusions. The proposed and studied methods are focused on the mass production of devices based on RDSs, in particular, on the manufacturing of optical parametric oscillators, acoustoelectronic devices, as well as terahertz wave generators and second harmonic oscillators. The technology has a short duration of the technological cycle, comparable to the polarization switching time in the used ferroelectric.

Keywords: domain engineering, ferroelectrics, temperature gratings, double pulse heterothermal technology, elastic waves, acoustic interference method

• Submitted: 11.05.2022 • Revised: 04.07.2022 • Accepted: 12.09.2022

For citation: Krutov V.V., Sigov A.S. Technology for the creation of ferroelectric regular domain structures using interfering elastic waves. *Russ. Technol. J.* 2022;10(5):73–91. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-5-73-91>

Financial disclosure: The authors have no a financial or property interest in any material or method mentioned.

The authors declare no conflicts of interest.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно исследуются методы создания фотонных и фононных кристаллов на основе сегнетоэлектриков и мультиферроиков. Разновидностью фотонных и фононных кристаллов являются регулярные доменные структуры (РДС). Сегнетоэлектрическая РДС типа «голова к хвосту» («side-by-side») схематично изображена на рис. 1.

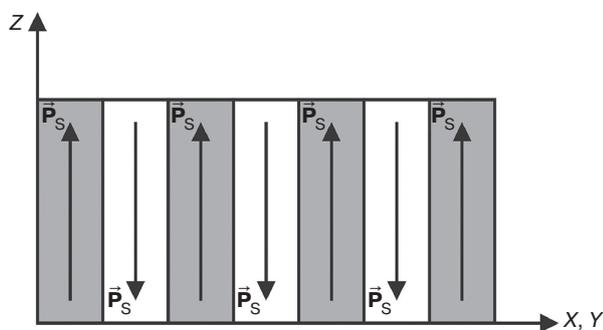


Рис. 1. РДС типа «голова к хвосту». Стрелками показан вектор спонтанной поляризации

Интерес к РДС обусловлен их способностью выполнять различные функции и возможностью их применения в акустоэлектронике [1], фотонике [2, 3], в устройствах фильтрации и модуляции сигналов [4, 5].

Разработка различных методов формирования РДС в сегнетоэлектриках ведется во многих лабораториях мира на протяжении более четверти века (см., например, обзор [6]). В частности, широко распространен метод [3], основанный на использовании неоднородного электрического поля, создаваемого с помощью структурированных электродов, нанесение которых требует применения фотолитографии. Методы «вычерчивания доменного рисунка» путем последовательного сканирования поверхности сегнетоэлектрика фокусированным лазерным или электронным лучом [7] малоприменимы для массового производства устройств на базе РДС из-за больших временных затрат и неглубокого прорастания доменов. Метод [8], основанный на перемещении зонда атомного силового микроскопа по поверхности, также требует большой продолжительности технологического цикла и обеспечивает лишь неглубокое прорастание доменов. Метод непосредственного воздействия интерферирующих лазерных пучков

на монодоменный сегнетоэлектрик [9] не позволяет сформировать РДС высокого качества. Лазерное облучение сопровождается генерацией фотоиндуцированных носителей заряда, что приводит к таким нежелательным эффектам, как, например, деструкция температурной решетки за счет тепловыделения рекомбинирующими носителями за пределами пучностей интерференционной картины. Кроме того, эффект двойного лучепреломления не позволяет создавать контрастную температурную решетку.

Перспективными следует считать методы с минимальной продолжительностью технологического цикла, обеспечивающие заданную глубину прорастания доменов и РДС высокого качества.

В последние годы ведется поиск «быстрых» индустриально-ориентированных методов формирования РДС, не требующих применения фотолитографии [10–13]. В частности, в [10] продемонстрирован метод, позволяющий формировать поверхностные квазипериодические доменные структуры при воздействии инфракрасных лазерных импульсов без использования фотолитографии. Преимущество этого метода – возможность в короткие сроки формировать доменные структуры без применения фотолитографии. Однако метод пока не позволяет создавать периодические доменные структуры с заданным пространственным периодом.

Исследуются также методы формирования РДС с помощью температурной решетки, индуцированной интерферирующими упругими волнами [13–16]. В основу этих методов положен термоинтерференционный принцип, согласно которому локальное стимулирование переключения доменов достигается с помощью воздействия импульса однородного электрического поля и температурной решетки, создаваемой воздействием интерферирующих волн. Рис. 2 иллюстрирует импульс волнового воздействия (интерферирующих волн) с плотностью мощности P , а также импульс напряженности E инвертирующего однородного электрического поля. Соответствующая технология комбинированного воздействия получила название биимпульсной гетеротермальной (БИГ) технологии [14]. Селективное переключение доменов при наложении однородного электрического поля обеспечивается благодаря феномену уменьшения коэрцитивного поля сегнетоэлектриков с ростом температуры [6]. Такой подход позволяет сократить

(по сравнению с аналогами) время формирования РДС до значений, сопоставимых с временем переключения поляризации сегнетоэлектрика.

Перечислим основные этапы БИГ-технологии.

1. Формирование интерференционной картины с помощью импульса волнового воздействия (создание температурной решетки).
2. Переключение поляризации в нагретых участках температурной решетки однородным электрическим полем с напряженностью $E \geq E_C$, где E_C – коэрцитивное поле.
3. Своевременное отключение электрического поля при достижении заданной глубины прорастания доменов, а также с целью предотвращения латерального прорастания доменов.

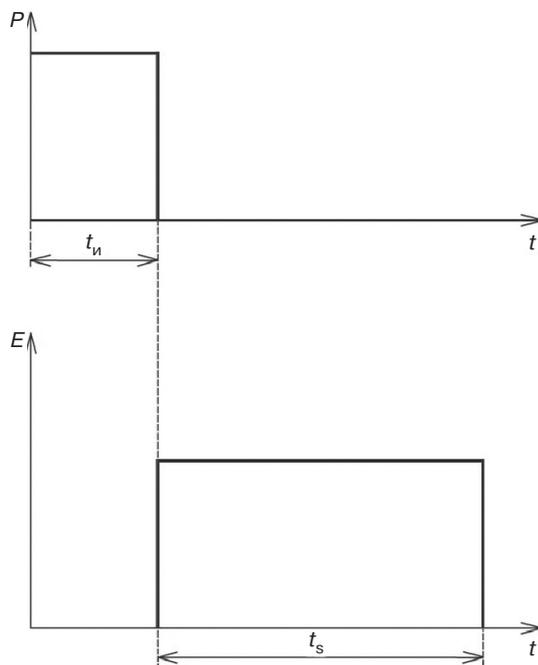


Рис. 2. Импульсы плотности мощности P волнового воздействия и напряженности E инвертирующего электрического поля. t_n – длительность термоинтерференционного импульса, t_s – длительность воздействия однородного электрического поля

Импульсный характер гетеротермального нагрева является принципиальным и продиктован необходимостью предотвращения деструкции температурной решетки за счет диффузии тепла.

Известно, что процесс инвертирования доменов начинается на $+Z$ полярной грани сегнетоэлектрика [17, 18]. Поэтому температурную решетку целесообразно создавать именно на $+Z$ -поверхности сегнетоэлектрика.

В то же время, для создания контрастной температурной решетки, индуцированной интерферирующими волнами, необходимо учитывать эффективность поглощения волн в сегнетоэлектриках.

В частности, в ниобате и танталате лития поглощение весьма мало в широком диапазоне частот [19]. Следовательно, войдя в пластину сегнетоэлектрика, волны могут многократно отражаться от ее граней, снижая контрастность температурной решетки. Поэтому для предотвращения многократных отражений необходим поглощающий слой вблизи $+Z$ полярной грани. Кроме того, при наклонном падении ультразвука на поверхность как изотропного, так и анизотропного твердого тела имеет место эффект двойного лучепреломления [19–22]. Разумеется, расщепление преломленной волны на продольную и поперечную крайне нежелательно при создании контрастной температурной решетки.

Очевидно, что более технологичным является использование поглощающего слоя в качестве электрода для подачи инвертирующего напряжения. Поэтому в качестве поглощающего слоя целесообразно использовать слой электропроводящей жидкости или металлическую пленку. Однако нанесение металлической пленки требует значительных временных затрат, и, кроме того, металлы обладают высокой теплопроводностью, что препятствует созданию долгоживущих температурных решеток.

В настоящей статье рассматриваются варианты технологии, основанной на использовании температурной решетки, наведенной интерферирующими упругими волнами, падающими на жидкий электрод, контактирующий с $+Z$ -поверхностью сегнетоэлектрика (акустоинтерференционный метод). Результаты применимы к таким сегнетоэлектрикам, как, например, ниобат лития, титанил-фосфат калия, цирконат-титанат свинца.

1. ФОРМИРОВАНИЕ РДС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОДОЛЬНЫХ УПРУГИХ ВОЛН

1.1. Технологическая установка. Расчет основных параметров. Дилемма частот упругих волн

Рабочий участок технологической установки показан на рис. 3 (электрическая схема описана в [6]). Работа технологической установки основана на комбинированном воздействии двух импульсов: интерференционного и инвертирующего (см. раздел «Введение»).

Как показано на рис. 3, в сегнетоэлектрике l на участке, прилегающем к интерференционной картине, формируется РДС за счет локального переключения доменов однородным электрическим полем. При этом используется жидкая электропроводящая поглощающая пленка b , контактирующая с $+Z$ -поверхностью g сегнетоэлектрика. Пленка b выполняет функцию электрода для подачи напряжения U_c ,

осуществляющего локальное переключение спонтанной поляризации \vec{P}_S на температурной решетке. Радиоимпульс U_{AI} подается на вход излучателей 4 продольных акустических волн, интерферирующих в области перекрытия пучков. При этом температурная решетка создается на участке пленки 6, охваченном интерференционной картиной (коэффициент поглощения ультразвука в жидкой пленке значительно превышает таковой в звукопроводе 3). Благодаря непосредственному контакту с $+Z$ -поверхностью происходит трансляция температурной решетки в зародышеобразующий слой 8 сегнетоэлектрика за счет теплопередачи. К обеим Z -поверхностям 9 и 13 подключается напряжение U_c для селективной переориентации доменов под нагретыми участками в пучностях интерференционной картины. При этом для передачи потенциала от электрода 12 к $-Z$ -поверхности через жидкость 5 последняя также должна быть электропроводящей (возможен также вариант «сегнетоэлектрик на твердой проводящей подложке»).

Звукопровод 3 электроакустического (ЭА) модуля с двумя излучателями 4 изготовлен из материала с малым коэффициентом затухания акустических волн. Составные части схемы прижаты к кристаллу сегнетоэлектрика через уплотнительные кольца 2 (резиновые манжеты) с помощью трубки 10. Для поддержания постоянной толщины жидкой пленки 6 в условиях возможных вибраций конструкции и, следовательно, для обеспечения стабильности интерференционной картины, на акустическом блоке 3 предусмотрены ограничительные выступы.

Отметим, что данная установка предназначена для формирования РДС как в объемных сегнетоэлектриках Z -среза, так и в сегнетоэлектрических Z -ориентированных пленках.

Рассмотрим алгоритм расчета технологических параметров и численные оценки.

При формировании РДС акустоинтерференционным методом целесообразно использовать следующий алгоритм расчета основных технологических параметров [12]. Пусть требуется сформировать РДС с пространственным периодом d и размерами на Z -поверхности: шириной b и длиной a . Для обеспечения трансляции температурной решетки из пленки 6 на $+Z$ -поверхность 9 необходимо, чтобы толщина пленки удовлетворяла условию $\delta \ll d$. Пусть, например, $\delta \approx d/8$.

Учитывая затухание волны по закону Бугера – Ламберта, выбираем (полагая, что углы преломления малы) пленку толщиной, приблизительно равной толщине скин-слоя $1/\alpha$, где α – коэффициент поглощения ультразвука в пленке. Тогда с учетом $\delta \approx d/8$ получим для коэффициента поглощения

$$\alpha \approx 8/d. \quad (1.1)$$

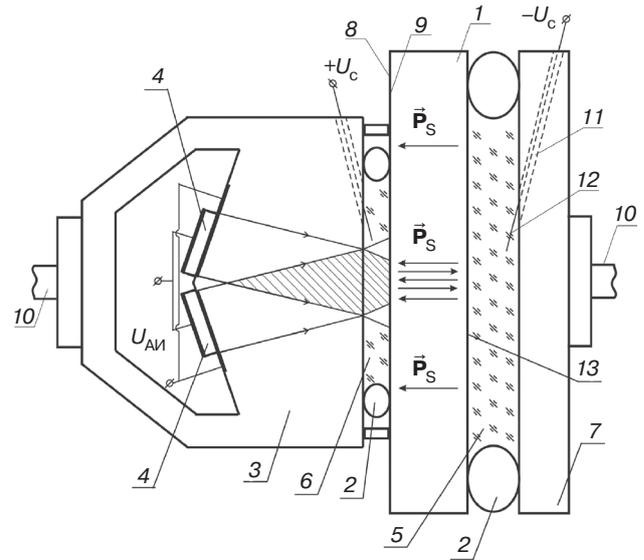


Рис. 3. Участок технологической установки для формирования РДС типа «голова к хвосту»

Согласно формуле Стокса – Кирхгофа частотная зависимость показателя поглощения акустических волн в жидкости определяется квадратичной зависимостью $\alpha = A \cdot f^2$ (A – коэффициент пропорциональности). Тогда с учетом (1.1), необходимая частота ультразвука определяется по формуле:

$$f \approx \sqrt{8/dA}. \quad (1.2)$$

Известно, что период d интерференционной картины, создаваемой двумя пучками, распространяющимися под углом 2β друг к другу, равен

$$d = \lambda/(2\sin\beta). \quad (1.3)$$

Тогда угол падения β пучков на поглощающую пленку-электрод оценивается по формуле:

$$\sin\beta \approx v_S \cdot f/16, \quad (1.4)$$

где v_S – скорость ультразвука в звукопроводе ЭА модуля.

Длина апертуры p каждого пьезоизлучателя равна

$$p \approx a\sqrt{1 - Av_S^2/(32d)}, \quad (1.5)$$

где a – размер РДС (в направлении вектора решетки).

Длина звукопровода ЭА модуля определяется по формуле

$$L \approx \frac{p}{v_S} \sqrt{8d/A}. \quad (1.6)$$

Длительность интерференционного импульса t_p (для адиабатического нагрева в пучностях) должна

быть много меньше времени релаксации температурной решетки и может оцениваться по формуле [12]:

$$t_p \approx 0.1 \cdot d^2/\chi, \quad (1.7)$$

где χ – коэффициент температуропроводности сегнетоэлектрика.

Падающая на поглощающую пленку-электрод мощность акустического импульса (обеспечивающая адиабатический нагрев в пучностях) вычисляется с помощью выражения [23]:

$$P_1 \approx \frac{\rho_a C_a \chi \Delta T S}{1.6(1-R)d} \left(1 + \frac{8zC_p}{dC_a \rho_a} \right), \quad (1.8)$$

где C_a , ρ_a , C , ρ – удельная теплоемкость и плотность соответственно поглощающей пленки-электрода и сегнетоэлектрика; z – толщина зародышеобразующего слоя сегнетоэлектрика; R – коэффициент отражения от поглощающей пленки; ΔT – приращение температуры в температурной решетке; S – площадь РДС на Z-поверхности.

Данное выражение учитывает затраты энергии на локальный нагрев поглощающей пленки-электрода, а также на трансляцию температурной решетки в зародышеобразующий слой сегнетоэлектрика (за счет теплопередачи).

Импульсная мощность P_G генератора СВЧ колебаний, подаваемая на вход пьезоизлучателей, вычисляется по формуле:

$$P_G \approx \frac{P_1 \exp(2A_S f^2 L)}{\eta \left[1 - \left(\frac{K_{SW} - 1}{K_{SW} + 1} \right)^2 \right]}, \quad (1.9)$$

где K_{SW} , η – коэффициент стоячей волны в радиотракте и эффективность преобразования электрической энергии в акустическую, соответственно; A_S – коэффициент пропорциональности частотной зависимости показателя поглощения ультразвука для материала звукопровода [11].

Данное выражение учитывает потери акустической энергии в звукопроводе, а также потери преобразования электрической энергии в акустическую (как диссипативные, так и потери на отражение электромагнитной волны от пьезоизлучателей).

Порядок расчета был использован для определения основных технологических параметров формирования РДС в эпитаксиальных Z-ориентированных пленках цирконат-титаната свинца (ЦТС), нанесенных на проводящую подложку. РДС, сформированные в указанных пленках, находят применение, например, в акустоэлектронике для создания акустических фильтров СВЧ [1]. Результаты расчетов для РДС шириной $b = 25$ мкм с числом периодов $N = 20$ представлены в табл. 1 для двух значений пространственного периода $d = 0.8; 1.2$ мкм (данные значения соответствуют РДС, сформированной авторами [1] методом сканирования зонда атомного силового микроскопа в пленках ЦТС толщиной 0.2 мкм). В качестве материала жидкой поглощающей пленки-электрода использован водный раствор LiCl, обладающий низким коэффициентом температуропроводности ($0.14 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$), который значительно превышает значение данного параметра для сегнетоэлектриков. Материал звукопровода ЭА модуля – плавненный кварц. В расчетах использовались следующие значения параметров [24, 25]: $A \approx 29.9 \cdot 10^{-15} \text{ с}^2/\text{м}$; $v_S \approx 5.96 \cdot 10^3 \text{ м/с}$; $A_S \approx 0.015 \cdot 10^{-15} \text{ с}^2/\text{м}$; $\chi \approx 0.7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $C = 300 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; $\rho = 7.6 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$; $C_a = 3800 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; $\rho_a = 1.05 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$; $R = 0.5$; $\Delta T = 5 \text{ К}$.

Из табл. 1 видно, что мощность радиоимпульса P_G на входе пьезоизлучателей не превышает 0.1 Вт. Необходимо отметить, что мощность P_G во избежание пробоя не должна превышать порогового значения. Это особенно важно для пьезоизлучателей гигагерцового диапазона, толщина пьезослоя которых весьма мала. Пороговое значение мощности пробоя зависит от материала пьезослоя, его толщины и других параметров, что является предметом специальных исследований.

Из (1.8) и (1.9) следует, что уменьшение P_G возможно, в частности, за счет уменьшения приращения температуры ΔT . Малые значения ΔT допустимы на участках с сильной зависимостью коэрцитивного поля от температуры. Как показывают результаты исследования ЦТС [26], радикальное уменьшение ΔT возможно вблизи точки Кюри, где скорость падения коэрцитивного поля с ростом температуры максимальна.

Уменьшение мощности P_G , как следует из (1.9), возможно также путем уменьшения рабочей частоты f , длины L и коэффициента поглощения A_S

Таблица 1. Основные технологические параметры формирования РДС в пленках ЦТС

Период РДС d , мкм	Частота f , ГГц	Длительность импульса t_p , мкс	Длина звукопровода L , мкм	Эффективность преобразования η	КСВ K_{SW}	Мощность на входе в жидкий электрод P_1 , Вт	Мощность на входе излучателей P_G , Вт
$d = 1.2$	14.9	0.2	71	0.4	1.3	0.015	0.063
$d = 0.8$	18.3	0.09	38	0.3	1.4	0.019	0.094

в звукопроводе ЭА модуля. Кроме того, уменьшение мощности P_G возможно с помощью повышения эффективности преобразования η , уменьшения площади S , а также уменьшения потерь на отражение радиоимпульса от пьезоизлучателя (с помощью уменьшения коэффициента стоячей волны K_{SW} путем согласования импеданса).

Как видно из (1.2), уменьшение частоты f (при заданном периоде d) возможно за счет увеличения коэффициента A поглощающей пленки (путем выбора соответствующего раствора электролита, концентрации растворенного вещества и рабочей температуры).

Время релаксации температурной решетки равно $\tau_d \approx d^2/\chi$. В наших расчетах для периода $d \approx 0.8-1.2$ мкм оно составляет $\tau_d \approx 1-2$ мкс, т.е. значительно превышает длительность инвертирующего импульса t_s , которая для пленки ЦТС составляет около 50 нс. Следовательно, температурная решетка сохраняется на протяжении всего инвертирующего импульса. При этом продолжительность технологического цикла (комбинированного воздействия интерференционного и инвертирующего импульсов) по данным табл. 1 равна $t_c \approx t_p + t_s \leq 0.25$ мкс.

Оценим удлинение образца за счет теплового расширения. Для ЦТС коэффициент теплового расширения $k \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [25]. Тогда для температурной решетки с приращением температуры $\Delta T = 5 \text{ K}$ относительное удлинение равно $\Delta a/a \approx k \cdot \Delta T / 2 \approx 0.47 \cdot 10^{-5}$. Для РДС длиной $a \approx 20$ мкм (используемой в расчетах) удлинение составляет $\Delta a \approx 10^{-10}$ м. Полученная величина на четыре порядка меньше значений периода РДС, приведенных в таблице.

Таким образом, с помощью разработанной модели оценены основные технологические параметры формирования РДС применительно к Z-ориентированным пленкам ЦТС и жидким электродам на основе водного раствора LiCl. Расчеты показали, что при комнатной температуре (293 K) для формирования РДС с периодом порядка одного микрометра требуются интерферирующие упругие волны гигагерцового диапазона, для генерации которых необходимы весьма дорогостоящие ЭА модули.

Отметим, что результаты оценочных расчетов получены для малых углов преломления и в предположении, что толщина слоя жидкого электрода приблизительно равна толщине скин-слоя $\delta \approx d/8$.

Отметим также, что, как показано в [27], для создания РДС с малым пространственным периодом, в т.ч. субмикронных структур, целесообразно использовать образцы сегнетоэлектриков малой толщины (пленки), что связано с особенностями теплопереноса в тонких пленках.

Амплитуда звукового давления упругой волны падает в e раз на расстоянии $1/\alpha$. Формула (1.2) для несущей частоты упругих волн была получена в предположении малых углов преломления (для жидкого электрода, толщиной равной $1/\alpha$). В то же время, после преломления волны на границе «звукопровод-жидкость» под углом γ проекция пройденного волной расстояния на нормаль к границе равна $\delta_0 = (1/\alpha)\cos\gamma$ («приведенный» скин-слой). В [15] для жидкого электрода, толщиной равной «приведенному» скин-слою, получены решения для несущей частоты (конструктивная дилемма частот), а также для углов преломления. Решения для углов преломления имеют следующий вид:

$$\gamma_1 = \arccos\left(1.15 \cos\left(\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos\frac{Av^2}{12.3d}\right)\right), \quad (1.10)$$

$$\gamma_2 = \arccos\left(1.15 \cos\left(\frac{\pi}{3} - \frac{1}{3} \arccos\frac{Av^2}{12.3d}\right)\right), \quad (1.11)$$

где v – скорость ультразвука в жидком электроде.

Соответствующие решения для частоты интерферирующих волн определяются формулами:

$$f_1 \approx \sqrt{\frac{8 \cos \gamma_1}{dA}}, \quad (1.12)$$

$$f_2 \approx \sqrt{\frac{8 \cos \gamma_2}{dA}}. \quad (1.13)$$

На основе результатов моделирования даны рекомендации по выбору частоты с учетом современного уровня развития техники ультразвуковых пьезоизлучателей высоких частот. Как видно из формул (1.12) и (1.13), для работы на более низких частотах целесообразно использовать жидкие электроды с большим значением коэффициента A частотной зависимости показателя поглощения упругих волн $\alpha = Af^2$.

Отметим, что значения «нижней» и «верхней» частот упругих волн зависят только от свойств жидких электродов и периода доменной структуры.

Таким образом, формирование РДС (с заданным периодом d) возможно в двух случаях:

- 1) на «нижней» частоте f_1 с углом преломления γ_1 (формулы (1.10), (1.12));
- 2) на «верхней» частоте f_2 с углом преломления γ_2 (формулы (1.11), (1.13)).

Полученные результаты могут быть применены при создании подобных экспериментальных установок, требующих учета современного уровня развития техники высокочастотных пьезоизлучателей.

1.2. Работа в условиях пониженных температур

Как известно, стоимость ЭА модулей резко возрастает при увеличении рабочей частоты пьезоизлучателя упругих волн. Учитывая высокую стоимость изготовления пьезоизлучателей гигагерцового диапазона, рассмотрим экономичное технологическое решение – использование ультразвуковых волн на частотах, близких к нижней границе СВЧ диапазона ($f \approx 300$ МГц). Как будет показано ниже, БИГ-технология позволяет создавать РДС с параметрами, соответствующими ключевым элементам устройств акустоэлектроники с улучшенными характеристиками [28], а также генераторов и детекторов терагерцового излучения [2].

Можно показать, что для жидкого электрода толщиной δ , равной $1/2$ толщины «приведенного» скин-слоя, т.е. $\delta = (1/2\alpha)\cos\gamma$, формулы для угла преломления и частоты f упругих волн имеют вид:

$$\gamma = \arccos\left(1.154\cos\left(\frac{\pi}{3} - \frac{1}{3}\arccos\frac{Av^2}{6.15d}\right)\right), \quad (1.14)$$

$$f \approx \sqrt{\frac{4\cos\gamma}{dA}}, \quad (1.15)$$

где d – пространственный период РДС.

Решая систему уравнений (1.14), (1.15), получим формулы для расчета периода РДС и коэффициента A :

$$d \approx \frac{0.81v}{f} \sqrt{\cos\gamma / \cos(\pi - 3\arccos(0.867\cos\gamma))}, \quad (1.16)$$

$$A \approx \frac{5}{vf} \sqrt{\cos\gamma \cdot \cos(3\arccos(0.867\cos\gamma) - \pi)}. \quad (1.17)$$

Как известно, угол преломления связан с углом падения законом Снеллиуса

$$\gamma = \arcsin\left(\frac{v}{v_S} \sin\beta\right). \quad (1.18)$$

С целью предотвращения разнонаправленности фазовой и групповой скоростей упругой волны целесообразно выбирать в качестве звукопровода ЭА модуля изотропный материал. Наименьшим затуханием упругих волн среди изотропных материалов обладает плавленый кварц.

Рассмотрим использование ЭА модуля из плавленого кварца ($v_S \approx 5.96 \cdot 10^3$ м/с) в сочетании с жидким электродом со скоростью ультразвука $v \approx 1.7 \cdot 10^3$ м/с. В [16] получены частотные зависимости периода d и коэффициента A жидкого электрода согласно выражениям (1.16), (1.17)

и (1.18). Зависимости периода d от частоты f представлены на рис. 4 для трех ЭА модулей: $\beta = 10^\circ$, $\beta = 12^\circ$, $\beta = 17^\circ$. Например, на частоте $f \approx 300$ МГц при угле падения $\beta \approx 17^\circ$ возможно создание РДС с периодом $d \approx 38.0$ мкм. РДС с таким периодом применяются, в частности, при изготовлении оптических параметрических генераторов ИК диапазона [29, 30]. Однако для создания РДС с таким периодом необходим соответствующий жидкий электрод. Зависимость коэффициента A жидкого электрода от частоты f представлена на рис. 5 для тех же ЭА модулей. Видно, что для создания РДС с таким периодом необходим жидкий электрод с весьма высоким значением коэффициента $A \approx 1060 \cdot 10^{-15}$ с²/м. Одной из хорошо изученных и доступных проводящих жидкостей является водный раствор хлористого лития LiCl. Однако на частоте $f \approx 300$ МГц у раствора LiCl даже при его охлаждении до $T \approx 223$ К значение коэффициента A недостаточно велико и составляет $A \leq 550 \cdot 10^{-15}$ с²/м [31]. Поэтому для создания РДС с периодом $d \leq 40$ мкм на частоте, близкой к $f \approx 300$ МГц, водный раствор LiCl неприменим.

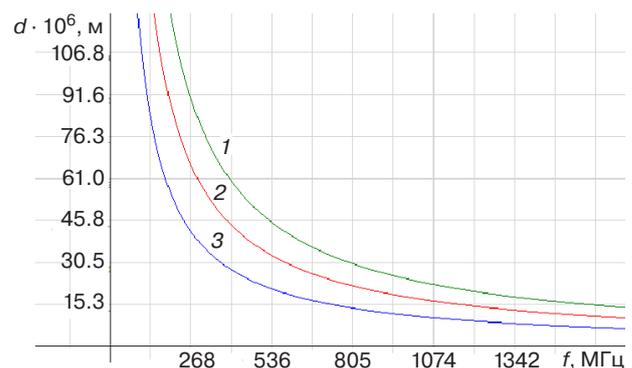


Рис. 4. Зависимость периода d от частоты f для трех значений угла падения β : (1) 10° , (2) 12° , (3) 17°

Как отмечалось выше, РДС с периодом $d \approx 40$ – 100 мкм – это ключевой элемент акустических фильтров [28], обладающих улучшенными характеристиками, а также генераторов и детекторов терагерцового излучения [2]. В [16] показано, что создание РДС с такими значениями периода РДС на частоте $f \approx 300$ МГц с жидким электродом на основе раствора LiCl возможно, однако при углах падения $\beta < 17^\circ$. Например, при $\beta \approx 10^\circ$ на данной частоте (как следует из рис. 4 и 5) период РДС составляет $d \approx 80$ мкм при использовании жидкого электрода с коэффициентом $A \approx 230 \cdot 10^{-15}$ с²/м. Указанное значение коэффициента A реализуемо при охлаждении водного раствора LiCl до температуры $T \approx 241$ К [31].

В [16] приведены также результаты моделирования для случая ЭА модуля с более высокой частотой $f \approx 670$ МГц. Показано, что на данной частоте возможно создание РДС с периодом $d \approx 16$ мкм, если

применить жидкий электрод на основе раствора LiCl при более низкой температуре $T \approx 233$ К [31].

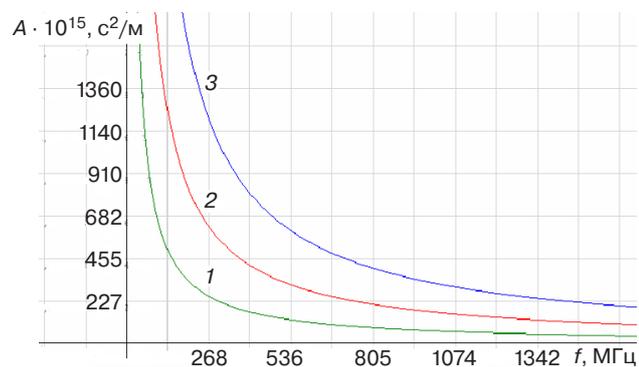


Рис. 5. Зависимость коэффициента жидкого электрода от частоты для трех значений угла падения β : (1) 10° , (2) 12° , (3) 17°

Более доступными с экономической точки зрения являются ЭА модули, работающие на более низких частотах. Например, на частоте $f \approx 270$ МГц при $\beta \approx 10^\circ$ можно создавать доменные структуры с периодом $d \approx 90$ мкм, используя жидкий электрод с коэффициентом $A \approx 250 \cdot 10^{-15} \text{ c}^2/\text{м}$ (например, водный раствор LiCl (7.7 моль) при температуре $T \approx 238$ К [31]).

Важно отметить, что с одним и тем же ЭА модулем (с фиксированным значением угла падения β) путем перестройки частоты в определенных пределах можно создавать РДС с различным периодом d , используя при этом соответствующие жидкие электроды и/или разную температуру.

2. ФОРМИРОВАНИЕ РДС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОДОЛЬНЫХ УПРУГИХ ВОЛН И ЭЛЕКТРОДОВ НА ОСНОВЕ ИОННЫХ ЖИДКОСТЕЙ RTIL

2.1. Основные параметры некоторых сильно диссипативных RTIL при комнатной температуре

В предыдущем разделе показано, что применение акустоинтерференционного метода позволяет создавать РДС при использовании жидких электродов на основе водного раствора хлористого лития. Однако предложенное технологическое решение требует охлаждения до температур 233–243 К.

В настоящем разделе исследованы возможности создания РДС при комнатной температуре на частотах вблизи $f \approx 300$ МГц с учетом новых данных об акустических свойствах жидких электродов на основе ионных жидкостей. Как известно, соли, которые плавятся при комнатной температуре, называются «Room-Temperature Ionic Liquids» (RTIL). Ниже будет показано, что использование сильно

диссипативных электропроводящих RTIL таких как, например, 1-бутил-3-метилимидазолий бис(трифторметилсульфонил)имид (синоним – $[\text{C}_4\text{mim}][\text{NTf}_2]$) и 1-гексил-3-метилимидазолий бис(трифторметилсульфонил)имид (синоним – $[\text{C}_6\text{mim}][\text{NTf}_2]$) создает благоприятные условия для формирования РДС акустоинтерференционным методом и позволяет реализовать технологическое решение [16], не прибегая к охлаждению ниже комнатных температур. Результаты применимы к таким сегнетоэлектрикам, как LiNbO_3 , KTiOPO_4 , PZT.

Рассмотрим использование жидких электродов на основе RTIL в сочетании с звукопроводом из плавленого кварца. Экспериментальная установка формирования РДС с помощью интерферирующих упругих волн описана в разделе 1.1, а также в [12]. На рис. 6 представлен фрагмент данной установки (1 – сегнетоэлектрик, 2 – звукопровод ЭА модуля, 3 – пьезоизлучатель продольных волн, 4 – жидкий электрод, 5 – $+Z$ -поверхность сегнетоэлектрика, P_S – спонтанная поляризация, β – угол падения на границу «кварц-жидкость», γ – угол преломления, P_G – мощность на входе пьезоизлучателей).

Необходимо отметить, что в [15] толщина жидкого электрода принималась равной «приведенному» скин-слою $\delta_0 = (1/\alpha)\cos\gamma$. В то же время, с целью снижения чрезмерно высоких значений коэффициента A толщину жидкого электрода целесообразно выбирать несколько меньше, чем «приведенный» скин-слой. Эта величина должна быть приблизительно равна $1/2$ – $3/4$ толщины «приведенного» скин-слоя, т.к. более значительное уменьшение толщины может привести к снижению контрастности температурной решетки из-за отражения заметной доли энергии ультразвука от $+Z$ -поверхности сегнетоэлектрика. Например, если принять толщину жидкого электрода равной $1/2$ толщины «приведенного» скин-слоя, т.е. $\delta = (1/2\alpha)\cos\gamma$, то выражения для угла преломления γ , частоты f , периода d и коэффициента A определяются формулами (1.14), (1.15), (1.16) и (1.17), соответственно.

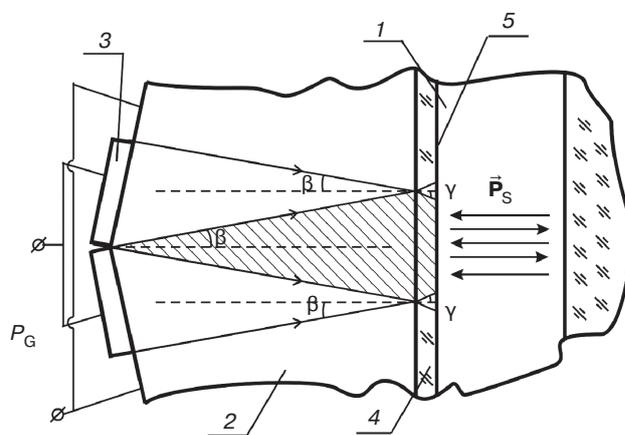


Рис. 6. Фрагмент экспериментальной установки

Таблица 2. Параметры RTIL с высокими значениями коэффициента A на частоте ультразвука $f \approx 300$ МГц при температуре 293 К

Тип RTIL	Коэффициент A , $\text{с}^2/\text{м}$	Скорость ультразвука v , м/с	Удельная проводимость σ , См/м	Источник
$[\text{C}_2\text{mim}][\text{NTf}_2]$	$450 \cdot 10^{-15}$	1260	0.9	[32]
$[\text{C}_4\text{mim}][\text{NTf}_2]$	$650 \cdot 10^{-15}$	1260	0.3	[32]
$[\text{C}_6\text{mim}][\text{NTf}_2]$	$800 \cdot 10^{-15}$	1260	0.2	[32]
$[\text{C}_4\text{C}_1\text{pyr}][\text{NTf}_2]$	$870 \cdot 10^{-15}$	1260	0.2	[33]

В табл. 2 представлены некоторые параметры четырех RTIL с высокими значениями коэффициента A при температуре 293 К [32, 33]. Из табл. 2 видно, что значения коэффициента A более чем на порядок превышают значения данного коэффициента для водного раствора хлористого лития при комнатной температуре, что позволяет, как следует из (1.15), создавать РДС на значительно более низких частотах ультразвука.

Важно отметить также, что коэффициент термодиффузии RTIL, указанных в таблице, весьма мал (более чем в два раза ниже, чем у воды) и составляет $\chi \approx 0.6 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. Это позволяет создавать «долгоживущие» температурные решетки в жидких электродах на основе RTIL.

2.2. Результаты компьютерного моделирования формирования РДС при комнатной температуре с ионными жидкостями

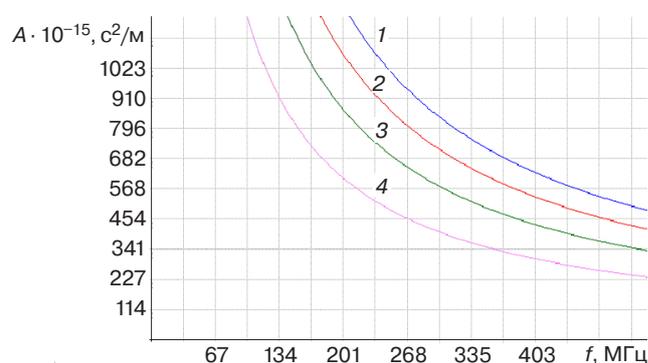
Зависимость коэффициента жидкого электрода от частоты f , согласно выражениям (1.17) и (1.18), представлена на рис. 7 для ЭА модулей с углами падения $\beta = 17^\circ, 16^\circ, 15^\circ, 14^\circ$.

Из рис. 7 видно, что для заданной частоты f при уменьшении угла падения β на границу «кварц-RTIL» требуемый коэффициент жидкого электрода уменьшается.

Анализ подкоренных выражений (1.16) и (1.17) показал, что минимально возможный угол падения на границу «кварц-RTIL» приблизительно равен $\beta \approx 13^\circ$ (для жидкостей со скоростью звука $v \approx 1260$ м/с). Для углов, равных $\beta \approx 13^\circ$ и менее, действительное решение отсутствует. При этом данное значение угла не зависит от выбора толщины жидкого электрода и зависит только от отношения v/v_s . В то же время, выбор углов падения, значительно превышающих $\beta = 17^\circ$, сопряжен (как следует из рис. 7) с необходимостью использования RTIL с весьма высоким значением коэффициента A , что не всегда возможно при комнатных температурах [32, 33].

График зависимости периода d от частоты f согласно (1.16) и (1.15) представлен на рис. 8 для тех же ЭА модулей с фиксированными углами падения $\beta = 17^\circ, 16^\circ, 15^\circ, 14^\circ$. Видно, что для ЭА модуля с фиксированной частотой f при уменьшении угла падения β на границу «кварц-RTIL» период d формируемой

РДС увеличивается. Очевидно, что выбор слишком низкой частоты ультразвука сопряжен (как следует из рис. 7) с необходимостью нахождения RTIL с весьма высоким значением коэффициента A , что, как отмечалось выше, не всегда возможно при комнатных температурах.

**Рис. 7.** Зависимость коэффициента A жидкого электрода от частоты f ультразвука для четырех значений угла β : (1) 17° , (2) 16° , (3) 15° , (4) 14°

Например, с помощью ЭА модуля, работающего на частоте $f \approx 300$ МГц, как следует из рис. 8, при угле падения $\beta \approx 15.5^\circ$ возможно создание РДС с периодом $d \approx 48$ мкм. При этом, как следует из рис. 7, для создания такой РДС необходим соответствующий жидкий электрод с коэффициентом $A \approx 650 \cdot 10^{-15} \text{ с}^2/\text{м}$. Как видно из табл. 2, в качестве такого жидкого электрода можно использовать ионную жидкость $[\text{C}_4\text{mim}][\text{NTf}_2]$ при температуре 293 К (с удельной проводимостью $\sigma \approx 0.3$ См/м). Используя другую RTIL, например, ионную жидкость $[\text{C}_6\text{mim}][\text{NTf}_2]$ (с коэффициентом $A \approx 800 \cdot 10^{-15} \text{ с}^2/\text{м}$ при той же температуре), как видно из рис. 7 и 8, на той же частоте возможно создание РДС с периодом $d \approx 42$ мкм (с углом падения $\beta \approx 16.7^\circ$).

Другие примеры создания РДС с использованием RTIL при комнатной температуре приведены в табл. 3. Из таблицы видно, что на частоте $f \approx 300$ МГц с указанными RTIL диапазон разброса значений угла падения β составляет приблизительно 3 градуса.

С практической точки зрения наиболее интересным является случай, когда имеются один тип RTIL и один ЭА модуль с фиксированным углом β . В этом случае возможно создание РДС с различным периодом d путем перестройки частоты ультразвука с использованием температурных зависимостей коэффициента A , полученных в [32, 33].

Таблица 3. Оценочные значения параметров создания РДС с использованием ультразвука с частотой $f \approx 300$ МГц и некоторых RTIL при температуре 293 К

Тип RTIL	Коэффициент A , $\text{с}^2/\text{м}$	Угол падения β , град	Период РДС d , мкм	Длительность импульса t_p , мкс (для ниобата лития)
$[\text{C}_2\text{mim}][\text{NTf}_2]$	$450 \cdot 10^{-15}$	14.3	59	226
$[\text{C}_4\text{mim}][\text{NTf}_2]$	$650 \cdot 10^{-15}$	15.5	48	150
$[\text{C}_6\text{mim}][\text{NTf}_2]$	$800 \cdot 10^{-15}$	16.7	42	115
$[\text{C}_4\text{C}_1\text{pyr}][\text{NTf}_2]$	$870 \cdot 10^{-15}$	17.2	40	104

В крайнем правом столбце табл. 3 представлены оценочные значения длительности интерференционного импульса t_p , рассчитанные для ниобата лития ($\chi \approx 1.54 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$) по формуле (1.7). Для сегнетоэлектриков с меньшим, чем у ниобата лития, значением коэффициента термодиффузии, таких, например, как PZT [34], соответствующие значения длительности импульса t_p в несколько раз больше.

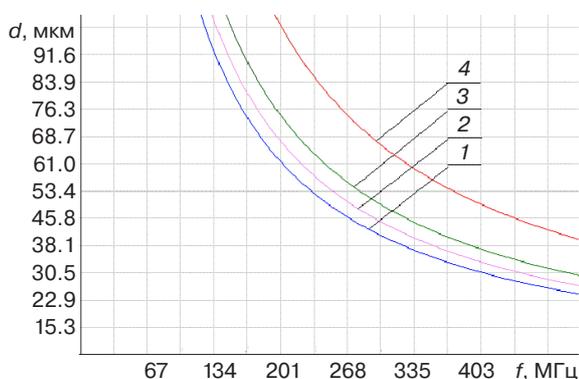


Рис. 8. Зависимость периода d от частоты f для четырех значений угла падения β : (1) 17° , (2) 16° , (3) 15° , (4) 14°

Полученные результаты могут быть применены, например, при разработке и изготовлении акустических фильтров, обладающих улучшенными характеристиками [28], генераторов терагерцовых волн [2], а также актюаторов с гигантской деформацией [35, 36], особенно при их массовом производстве.

3. ФОРМИРОВАНИЕ РДС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СДВИГОВЫХ УПРУГИХ ВОЛН

3.1. Расчет параметров сдвиговых волн и некоторых жидких электродов в рамках ньютоновской модели жидкости

В предыдущем разделе показана эффективность использования сильно диссипативных электропроводящих жидкостей RTIL в качестве электродов при формировании РДС при комнатных температурах [37]. Важно отметить, что использование указанных жидкостей открывает более широкие возможности с точки зрения выбора типа упругих волн, т.к.

в них могут распространяться не только продольные, но и сдвиговые волны (shear waves). Особенностью сдвиговых волн является очень малая глубина их проникновения в жидкость [38]. Эта особенность может существенно повысить эффективность технологии.

Результаты, полученные в [15], показали, что высокие значения коэффициента A для жидких электродов позволяют существенно снижать частоту ультразвука. Очевидно, что использование сдвиговых волн может снижать рабочую частоту. В пользу использования сдвиговых волн указывает также следующий факт. Отражение и преломление сдвиговых волн с горизонтальной поляризацией (SH), как известно, не приводят к расщеплению волны на продольную и сдвиговую компоненты (при любых углах падения). В то же время при наклонном падении продольных волн на границу имеет место трансформация типа волны, в результате чего потери энергии могут быть значительными.

В литературе имеются многочисленные публикации по использованию продольных волн в жидкостях. Подобные исследования по использованию сдвиговых волн в жидкостях, в частности волн SH, не столь многочисленны [39, 40].

Как будет показано ниже, в некоторых проводящих жидкостях для сдвиговых волн получены гигантские значения коэффициента $A \approx (0.482-4.28) \cdot 10^{-10} \text{ с}^2/\text{м}$ при комнатных температурах. Отметим, что при формировании РДС на продольных волнах в [37] использовались ионные жидкости с коэффициентом $A \approx (0.2-0.8) \cdot 10^{-12} \text{ с}^2/\text{м}$ (т.е. на два порядка ниже).

Экспериментальная установка формирования РДС акустоинтерференционным методом с помощью упругих волн описана в разделе 1 настоящей статьи, а также в [12, 15]. В то же время, в установке, описываемой в данном разделе, используются пьезоизлучатели не продольных, а сдвиговых волн.

Амплитуда волны спадает в e раз на расстоянии $1/\alpha$. При использовании сдвиговых волн величина $1/\alpha$ – это глубина проникновения этих волн в жидкость, которую можно оценить по формуле [38]:

$$1/\alpha = \sqrt{\frac{2\eta_0}{\rho\omega}}, \quad (3.1)$$

где η_0 – вязкость жидкости на низких частотах, ρ – ее плотность, ω – круговая частота сдвиговых волн.

Например, при значениях вязкости $0.1 \text{ Па} \cdot \text{с}$, плотности 1400 кг/м^3 и частоты $f = 200 \text{ МГц}$ глубина проникновения $1/\alpha$ сдвиговой волны в жидкость весьма мала и равна 324 нм . Величину $1/\alpha$ часто называют скин-слоем. Отметим, что после преломления волны на границе «звукпровод-жидкость» под углом γ амплитуда волны спадает в e раз на расстоянии $1/\alpha$, а проекция пройденного волной расстояния на нормаль к этой границе равна $\delta_0 = (1/\alpha)\cos\gamma$ («приведенный» скин-слой).

Формула для скорости сдвиговых волн, распространяющихся в ньютоновской жидкости ($\omega\tau \ll 1$, где τ – время сдвиговой релаксации), имеет следующий вид [40]:

$$v \approx \sqrt{2\eta_0\omega/\rho}. \quad (3.2)$$

Коэффициент пропорциональности A для сдвиговых волн в жидкости легко найти, используя (3.1):

$$A \approx \sqrt{\frac{\pi\rho}{\eta_0 f^3}}. \quad (3.3)$$

Используя условие $\omega\tau \ll 1$ модели ньютоновской жидкости [40], а также значения времен сдвиговой релаксации τ жидкостей, приведенные в табл. 4, можно оценить максимальную частоту сдвиговых волн f_N используемой модели по формуле

$$f_N \approx 1/(4\pi\tau). \quad (3.4)$$

В табл. 4 приведены значения максимальной частоты f_N сдвиговых волн (модели ньютоновской жидкости), рассчитанные по формуле (3.4), а также некоторые параметры жидкостей, используемых в качестве электродов: раствора электролита $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ и ионной жидкости 1-butyl-3-methylimidazolium hexafluorophosphate (синонимы: $[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$, $[\text{bmim}][\text{PF}_6]$).

Для многих материалов на частотах, превышающих приблизительно $f \approx 300 \text{ МГц}$, звукпровод ЭА модуля имеет значительное затухание упругих волн, что требует (при прочих равных условиях) большей мощности ультразвука, а также более трудоемкой технологии изготовления пьезоизлучателей. Исходя из этого, а также удовлетворяя условию $f < f_N$ применительно к каждой жидкости, для предварительной оценки скорости сдвиговых волн v и коэффициента A выбираем частоты $f \approx 70 \text{ МГц}$ и $f \approx 300 \text{ МГц}$. Рассчитанные в рамках ньютоновской модели по формулам (3.2) и (3.3) значения скорости сдвиговых волн v и коэффициента A представлены в табл. 5.

Из табл. 5 видно, что для сдвиговых волн указанные жидкости имеют гигантские значения коэффициента $A \approx (0.482\text{--}4.28) \cdot 10^{-10} \text{ с}^2/\text{м}$ при комнатных температурах. Отметим также, что скорость сдвиговых волн в несколько раз ниже скорости продольных волн.

С целью определения углов падения сдвиговых волн на границу «звукпровод-жидкость» для заданных значений периода РДС, а также выработки рекомендаций по выбору частоты с учетом вышеизложенных ограничений, проведено компьютерное моделирование, результаты которого обсуждаются в следующем разделе.

3.2. Результаты компьютерного моделирования для жидких электродов на основе $[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$ и $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ при комнатной температуре

Математическая модель воздействия интерферирующих упругих волн на сегнетоэлектрик через слой жидкости толщиной δ , меньше полупериода РДС ($\delta \approx d/8$) и равной «приведенному» скин-слою $\delta_0 = (1/\alpha)\cos\gamma$, рассмотрена в [15].

Согласно [15], если выполняется условие

$$d \geq 0.081Av^2, \quad (3.5)$$

Таблица 4. Значения f_N и параметры жидких электродов при комнатной температуре

№	Жидкость	Вязкость η_0 , Па·с	Плотность ρ , кг/м ³	Время релаксации τ , с	f_N , МГц	Удельная проводимость σ , См/м
1	$\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг)	0.06 [41]	$1.2 \cdot 10^3$ [41]	$0.2 \cdot 10^{-9}$ [42]	400	0.2 [45]
2	$[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$	0.27 [43]	$1.38 \cdot 10^3$ [43]	$1.1 \cdot 10^{-9}$ [44]	72	0.1 [46]

Таблица 5. Значения скорости сдвиговых волн v и коэффициента A на частотах, не превышающих максимальную частоту f_N ньютоновской модели

№	Жидкость	$f < f_N$, МГц	v , м/с	A , с ² /м
1	$\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг)	300	434.2	$0.482 \cdot 10^{-10}$
2	$[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$	70	414.9	$2.18 \cdot 10^{-10}$
3	$\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг)	70	209.7	$4.28 \cdot 10^{-10}$

то для заданного периода РДС угол преломления и частота сдвиговых волн определяются формулами

$$\gamma = \arccos \left(1.15 \cos \left(\frac{\pi}{3} - \frac{1}{3} \arccos \frac{Av^2}{12.3d} \right) \right), \quad (3.6)$$

$$f \approx \sqrt{\frac{8 \cos \gamma}{dA}}. \quad (3.7)$$

Отметим, что скорость упругих волн v и коэффициент A , входящие в формулы (3.6), (3.7), в случае сдвиговых волн зависят от частоты согласно (3.2) и (3.3) соответственно.

Из (3.6) и (3.7), получим формулу для расчета коэффициента

$$A \approx \frac{9.92}{vf} \sqrt{\cos \gamma \cos(3 \arccos(0.867 \cos \gamma) - \pi)}. \quad (3.8)$$

Подкоренное выражение неотрицательно, если $\gamma \geq 0.0475$.

Приравняв правые части (3.3) и (3.8) и учитывая (3.2), получим уравнение для угла преломления сдвиговых волн на границе «звукопровод-жидкость»:

$$2.4927 \cos \gamma \cos(3 \arccos(0.867 \cos \gamma) - \pi) = 1.$$

Решение данного уравнения дает два значения угла преломления

$$\gamma_1 = 0.455; \gamma_2 = 1.119. \quad (3.9)$$

Угол преломления γ связан с углом падения β законом Снеллиуса (1.18).

С учетом (1.18) и (3.2) получим частотные зависимости углов падения β на границу «звукопровод-жидкость»

$$\beta_1 = \arcsin \left(v_S \sin \gamma_1 \sqrt{\frac{\rho}{4\pi\eta_0 f}} \right), \quad (3.10)$$

$$\beta_2 = \arcsin \left(v_S \sin \gamma_2 \sqrt{\frac{\rho}{4\pi\eta_0 f}} \right).$$

Отсюда следуют условия

$$v_S \sin \gamma_1 \sqrt{\frac{\rho}{4\pi\eta_0 f}} \leq 1, \quad v_S \sin \gamma_2 \sqrt{\frac{\rho}{4\pi\eta_0 f}} \leq 1. \quad (3.11)$$

Очевидно, наибольший практический интерес представляет случай с меньшим углом падения β_1 , реализуемый на более низкой частоте, т.к. $\gamma_1 = 0.455 < \gamma_2 = 1.119$. Кроме того, для выполнения условия (3.11) на более низких частотах целесообразно использовать ЭА модуль из материала с малой скоростью v_S

сдвиговых волн. Таким материалом является, например, парателлури́т (paratellurite $\alpha\text{-TeO}_2$), в котором самая низшая скорость сдвиговых волн (slowest shear sound wave) равна $v_S = 0.61 \cdot 10^3$ м/с [47]. Тогда условие (3.11) для жидкости $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг) выполняется при $f > f_{\min 1} \approx 113$ МГц, а для жидкости $[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$ – при $f > f_{\min 1} \approx 26$ МГц.

График частотной зависимости углов падения β_1 и β_2 для жидкости $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг) при использовании ЭА модуля на основе парателлури́та представлен на рис. 9. Из рис. 9 видно, что для жидкости $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг) частота $f_{\min 2}$ (для углов β_2) приблизительно равна 481 МГц. Для используемой здесь ньютоновской модели формирование РДС возможно на частотах сдвиговых волн, превышающих частоту $f_{\min 1}$, но меньших максимальной частоты ньютоновской модели f_N . Поэтому интерес представляют только углы β_1 , т.к. для жидкости $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг) должно выполняться условие $f < f_N = 400$ МГц.

Аналогичные частотные зависимости углов падения β_1 и β_2 при использовании ЭА модуля на основе парателлури́та получены также для жидкости $[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$. Значения минимальных частот $f_{\min 1}, f_{\min 2}$, а также углов β_1 для указанных двух жидкостей представлены в табл. 6.

Необходимо также определить пространственный период формируемой РДС. С учетом (3.3), (3.7) и двух значений угла преломления (3.9) получим формулы для частотной зависимости периода РДС

$$d_1 = 8 \cos \gamma_1 / \sqrt{\pi \rho f / \eta_0}, \quad d_2 = 8 \cos \gamma_2 / \sqrt{\pi \rho f / \eta_0}. \quad (3.12)$$

Графики частотных зависимостей периода РДС для жидкости $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг), а также жидкости $[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$ представлены на рис. 10. Полученные зависимости позволяют определить значение периода формируемой РДС для частот, входящих в диапазон от $f_{\min 1}$ до f_N . В частности, для жидкости $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг) – для частот в диапазоне от $f_{\min 1} = 113$ МГц до $f_N = 400$ МГц. Для жидкости $[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$ – для частот в диапазоне от $f_{\min 1} = 26$ МГц до $f_N = 72$ МГц.

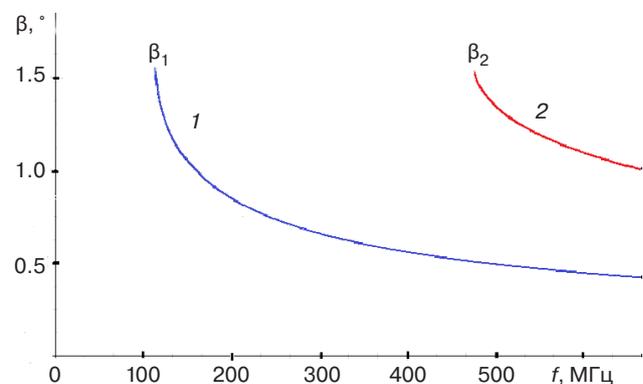
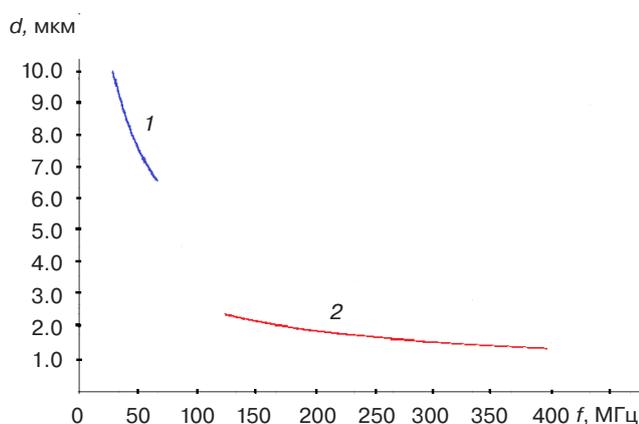


Рис. 9. Частотная зависимость углов падения β на границу «парателлури́т-жидкость» для жидкости $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2 моль/кг)

Таблица 6. Значения минимальных частот, диапазона рабочих частот Δf , угла падения β_1 и периода РДС d_1 , рассчитанные для звукопровода из α -TeO₂

№	Жидкость	$f_{\min 1}$, МГц	$f_{\min 2}$, МГц	Диапазон рабочих частот Δf , МГц	Угол падения β_1	Период РДС d_1 , мкм	f_N , МГц
1	[C4mim][PF ₆]	26	123	30–70	1.41–0.703	10.4–6.8	72
2	LiPF ₆ -PC (2 моль/кг)	113	481	125–400	1.27–0.564	2.6–1.4	400

В табл. 6 для двух жидкостей представлены результаты расчетов значений минимальных частот сдвиговых волн, диапазона рабочих частот Δf , углов падения β_1 и периода РДС d_1 (для ЭА модуля из α -TeO₂). Очевидно, что на практике диапазон рабочих частот Δf несколько меньше, чем разность $f_N - f_{\min 1}$ (т.к. рабочая частота выбирается не слишком близко к частотам $f_{\min 1}$ и f_N).

**Рис. 10.** Частотная зависимость периода РДС для жидкостей: 1 – [C4mim][PF₆]; 2 – LiPF₆-PC (2 моль/кг)

Из табл. 6 видно, что при использовании жидкого электрода на основе LiPF₆-PC (2 моль/кг) возможно формирование РДС с периодом 1.4–2.6 мкм на частотах 400–125 МГц соответственно.

Таким образом, акустоинтерференционный метод с использованием сдвиговых волн позволяет формировать РДС с весьма малым пространственным периодом при комнатной температуре с ЭА модулем из парателлуриата, что является существенным преимуществом по сравнению с технологией [37], использующей продольные волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ниже перечислены основные результаты в области технологии формирования сегнетоэлектрических РДС с использованием интерферирующих упругих волн, полученные в РТУ МИРЭА.

1. Предложена технология формирования РДС с использованием интерферирующих упругих волн высоких и сверхвысоких частот. При этом ультразвук практически полностью поглощается в жидких электродах определенной толщины

и не проникает в сегнетоэлектрик, что исключает многократные отражения от противоположных граней, повышает контрастность акустоиндуцированной температурной решетки и придает универсальность технологии (независимость от степени акустической прозрачности сегнетоэлектрика).

- Установлено, что с жидкими электродами на основе хлористого лития для формирования РДС с пространственным периодом несколько десятков микронметров на частотах ультразвука около 300 МГц требуется охлаждение до температур 233–243 К. Установлено также, что при комнатной температуре для формирования РДС необходимы жидкие электроды с коэффициентом пропорциональности частотной зависимости показателя поглощения ультразвука на порядок больше, чем у раствора хлористого лития.
- Показано, что использование в качестве жидких электродов таких сильно диссипативных ионных жидкостей, как [C₄mim][NTf₂] и [C₆mim][NTf₂], создает благоприятные условия для формирования РДС с малым периодом при комнатной температуре. Даны рекомендации по выбору типа ионной жидкости, значений несущей частоты, длительности и угла падения упругих волн на границу «плавленый кварц-жидкость».
- В рамках ньютоновской модели жидкости создана математическая модель формирования РДС в условиях воздействия сдвиговых интерферирующих волн на сегнетоэлектрик через слой жидкого электрода. Даны рекомендации по выбору типа жидкого электрода, его толщины, угла падения сдвиговых волн на границу «парателлурит-жидкость», а также значений несущей частоты и длительности импульса при комнатной температуре. Для предотвращения эффекта расщепления сдвиговой волны на границе «звукопровод-жидкость» на две компоненты (продольную и сдвиговую) целесообразно использовать сдвиговые волны с горизонтальной поляризацией (SH).
- Показано, что при одинаковой несущей частоте использование сдвиговых волн позволяет создавать РДС с пространственным периодом на порядок меньше, чем при использовании продольных волн. Например, если на продольных волнах с электродами на основе жидкости [C₆mim][NTf₂]

на частоте 300 МГц могут быть созданы РДС с периодом около 40 мкм, то на сдвиговых волнах с электродами на основе LiPF_6 -РС на той же частоте могут быть созданы РДС с периодом около 2 мкм.

6. Технология обладает рекордно малой продолжительностью технологического цикла и, в то же время, обеспечивает необходимую глубину инвертирования доменов. При этом время

формирования РДС сопоставимо с временем переключения поляризации в используемом сегнетоэлектрике. Технология может быть использована при массовом производстве устройств на основе сегнетоэлектрических РДС.

Вклад авторов. Все авторы в равной степени внесли свой вклад в исследовательскую работу.

Authors' contribution. All authors equally contributed to the research work.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sarin Kumar A.K., Paruch P., Marré D., Pellegrino L., Tybell T., Ballandras S., Triscone J.M. A novel high frequency surface acoustic wave device based on piezoelectric interdigital transducers. *Integr. Ferroelectr.* 2004;63(1):55–62. <https://doi.org/10.1080/10584580490458621>
2. Kitaeva G.K., Kovalev S.P., Naumova I.I., Tuchak A.N., Yakunin P.V., Huang Y.C., Mishina E.D., Sigov A.S. Terahertz wave generation in periodically poled lithium niobate crystals fabricated using two alternative techniques. *Laser Phys. Lett.* 2013;10(5):055404–055409. <https://doi.org/10.1088/1612-2011/10/5/055404>
3. Yamada M., Nada N., Saitoh M., Watanabe K. First-order quasi-phase matched LiNbO_3 waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation. *Appl. Phys. Lett.* 1993;629(5):435–437. <https://doi.org/10.1063/1.108925>
4. Krutov V.V., Shchuka A.A., Mikhalevich V.G. Acoustic dispersive filters and acoustic microwave emitters based on ferroelectrics with spatial modulation of piezoelectric modulus. *Physics of Vibrations.* 2001;9(4):274–279.
5. Есин А.А., Ахматханов А.Р., Павелъев В.С., Шур В.Я. Скоростная модуляция поперечно-модового состава лазерных пучков с помощью дифракционных оптических элементов на основе LiNbO_3 . *Компьютерная оптика.* 2021;45(2):222–226. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-786>
6. Крутов В.В., Сигов А.С., Шука А.А. Технология создания сегнетоэлектрических фотонных и фононных кристаллов. *Russ. Technol. J.* 2017;5(2):3–21. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2017-5-2-3-21>
7. Коханчик Л.С., Иржак Д.В. Формирование регулярных доменных структур и особенности переключения спонтанной поляризации в кристаллах танталата лития при дискретном облучении электронами. *Физика твердого тела.* 2010;52(2):285–289.
8. Volk T., Gainutdinov R., Zhang H. Domain patterning in ion-sliced LiNbO_3 films by atomic force microscopy. *Crystals.* 2017;7(5):137–145. <https://doi.org/10.3390/cryst7050137>
9. Sones C.L., Muir A.C., Ying Y.J., et al. Precision nanoscale domain engineering of lithium niobate via UV laser induced inhibition of poling. *Appl. Phys. Lett.* 2008;92(7):072905-3. <https://doi.org/10.1063/1.2884185>

REFERENCES

1. Sarin Kumar A.K., Paruch P., Marré D., Pellegrino L., Tybell T., Ballandras S., Triscone J.M. A novel high frequency surface acoustic wave device based on piezoelectric interdigital transducers. *Integr. Ferroelectr.* 2004;63(1):55–62. <https://doi.org/10.1080/10584580490458621>
2. Kitaeva G.K., Kovalev S.P., Naumova I.I., Tuchak A.N., Yakunin P.V., Huang Y.C., Mishina E.D., Sigov A.S. Terahertz wave generation in periodically poled lithium niobate crystals fabricated using two alternative techniques. *Laser Phys. Lett.* 2013;10(5):055404–055409. <https://doi.org/10.1088/1612-2011/10/5/055404>
3. Yamada M., Nada N., Saitoh M., Watanabe K. First-order quasi-phase matched LiNbO_3 waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation. *Appl. Phys. Lett.* 1993;629(5):435–437. <https://doi.org/10.1063/1.108925>
4. Krutov V.V., Shchuka A.A., Mikhalevich V.G. Acoustic dispersive filters and acoustic microwave emitters based on ferroelectrics with spatial modulation of piezoelectric modulus. *Physics of Vibrations.* 2001;9(4):274–279.
5. Esin A.A., Akhmatkhanov A.R., Pavel'ev V.S., Shur V.Ya. Tunable LiNbO_3 -based diffractive optical element for the control of transverse modes of a laser beam. *Komp'yuternaya optika = Computer Optics.* 2021;45(2):222–226 (in Russ.). <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-786>
6. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Techniques for formation of ferroelectric photonic and phononic crystals. *Russ. Technol. J.* 2017;5(2):3–21 (in Russ.). <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2017-5-2-3-21>
7. Kokhanchik L.S., Irzhak D.V. Formation of regular domain structures and peculiarities of switching of the spontaneous polarization in lithium tantalate crystals during discrete electron irradiation. *Phys. Solid State.* 2010;52(2):306–310. <https://doi.org/10.1134/S1063783410020137> [Original Russian Text: Kokhanchik L.S., Irzhak D.V. Formation of regular domain structures and peculiarities of switching of the spontaneous polarization in lithium tantalate crystals during discrete electron irradiation. *Fizika Tverdogo Tela.* 2010;52(2):285–289 (in Russ.).]

10. Shur V.Ya., Mingaliev E.A., Kosobokov M.S., Makaev A.V. Domain structure evolution under multiple pulse heating of lithium niobate by infrared laser. *Ferroelectrics*. 2020;560(1):79–85. <https://doi.org/10.1080/00150193.2020.1722886>
11. Крутов В.В., Сигов А.С., Щука А.А., Косинов А.А. Технологические параметры формирования сегнетоэлектрических микро- и нанодоменных структур акустоинтерференционным методом. В сб.: *Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения: материалы Международной научно-технической конференции «INTERMATIC–2013»*. 2013. Ч. 1. С. 139–142.
12. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Quick formation of micro- and nanodomain structures in ferroelectrics by microwave ultrasound interference. *Ferroelectrics*. 2015;476(1):69–74. <https://doi.org/10.1080/00150193.2015.998522>
13. Крутов В.В., Засовин Э.А., Михалевич В.Г., Сигов А.С., Щука А.А., Кабин Д.В. Технология создания фотонных кристаллов с помощью интерференции упругих волн СВЧ диапазона. 18-я Междунар. Крымская конф. «СВЧ техника и телекоммун. технологии». Сб. науч. статей. Севастополь, Украина: 8–12 сент. 2008 г. С. 793–794.
14. Крутов В.В., Засовин Э.А., Михалевич В.Г., Сигов А.С., Щука А.А. Биимпульсная гетеротермальная технология формирования доменных структур в сегнетоэлектриках. *Физика твердого тела*. 2012;54(5):908–910.
15. Крутов В.В., Сигов А.С., Щука А.А. Образование регулярных доменных структур в сегнетоэлектриках при воздействии однородного электрического поля и упругих волн: дилемма несущих частот. *Прикладная физика*. 2018;3:53–57. URL: <https://applphys.orion-ir.ru/appl-18/18-3/PF-18-3-53.pdf>
16. Крутов В.В., Сигов А.С., Щука А.А. Создание сегнетоэлектрических доменных структур с использованием ультразвука вблизи нижней границы СВЧ-диапазона. *Прикладная физика*. 2018;6:60–63. URL: <https://applphys.orion-ir.ru/appl-18/18-6/PF-18-6-60.pdf>
17. Shur V.Y., Rummyantsev E.L., Batchko R.G., Miller G.D., Fejer M.M., Byer R.L. Domain kinetics in the formation of a periodic domain structure in lithium niobate. *Phys. Solid State*. 1999;41(10):1681–1687. <https://doi.org/10.1134/1.1131068>
18. Huang L., Jaeger N. Discussion of domain inversion in LiNbO₃. *Appl. Phys. Lett.* 1994;65(14):1763–1765. <https://doi.org/10.1063/1.112911>
19. Кайно Г. *Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов*. М.: Мир; 1990. 652 с. ISBN 5-03-001434-9
20. Waterman P.C., Teutonico L.J. Ultrasonic double refraction in single crystals. *J. Appl. Phys.* 1957;28(2):266–270. <https://doi.org/10.1063/1.1722721>
21. Mott G. Reflection and refraction coefficients at a fluid-solid interface. *J. Acoust. Soc. Am.* 1971;50(3B):819–829. <https://doi.org/10.1121/1.1912706>
22. Ergin K. Energy ratio of the seismic waves reflected and refracted at a rock-water boundary. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 1952;42(4):349–372. <https://doi.org/10.1785/BSSA0420040349>
8. Volk T., Gainutdinov R., Zhang H. Domain patterning in ion-sliced LiNbO₃ films by atomic force microscopy. *Crystals*. 2017;7(5):137–145. <https://doi.org/10.3390/cryst7050137>
9. Sones C.L., Muir A.C., Ying Y.J., et al. Precision nanoscale domain engineering of lithium niobate via UV laser induced inhibition of poling. *Appl. Phys. Lett.* 2008;92(7):072905-3. <https://doi.org/10.1063/1.2884185>
10. Shur V.Ya., Mingaliev E.A., Kosobokov M.S., Makaev A.V. Domain structure evolution under multiple pulse heating of lithium niobate by infrared laser. *Ferroelectrics*. 2020;560(1):79–85. <https://doi.org/10.1080/00150193.2020.1722886>
11. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A., Kosinov A.A. Technological parameters of the formation of ferroelectric micro- and nanodomain structures by the acoustic interference method. In: *Fundamental Problems of Radioengineering and Device Construction INTERMATIC 2013: Proceedings of the International Scientific and Technical Conference*. 2013. Part 1. P. 139–142.
12. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Quick formation of micro- and nanodomain structures in ferroelectrics by microwave ultrasound interference. *Ferroelectrics*. 2015;476(1):69–74. <https://doi.org/10.1080/00150193.2015.998522>
13. Krutov V.V., Zasovin E.A., Sigov A.S., Shchuka A.A., Kabin D.V., Mikhalevich V.G. Technology for formation of photonic crystals using UHF elastic wave interference. In: *2008 CriMiCo – 18th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings, Sevastopol, Crimea: 2008; 793–794*.
14. Krutov V.V., Zasovin E.A., Mikhalevich V.G., Sigov A.S., Shchuka A.A. Double pulse heterothermal technology for the formation of domain structures in ferroelectrics. *Phys. Solid State*. 2012;54(5):965–967. <https://doi.org/10.1134/S1063783412050216>
[Original Russian Text: Krutov V.V., Zasovin E.A., Mikhalevich V.G., Sigov A.S., Shchuka A.A. Double pulse heterothermal technology for the formation of domain structures in ferroelectrics. *Fizika Tverdogo Tela*. 2012;54(5):908–910 (in Russ.).]
15. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Phenomenon of formation of regular domain structures in ferroelectrics by uniform electric field and elastic waves: the dilemma of carrier frequencies. *Prikladnaya Fizika = Applied Physics*. 2018;3:53–58 (in Russ.). Available from URL: <https://applphys.orion-ir.ru/appl-18/18-3/PF-18-3-53.pdf>
16. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Creation of ferroelectric domain structures using ultrasound near the bottom of the UHF band. *Prikladnaya Fizika = Applied Physics*. 2018;6:60–63. Available from URL: <https://applphys.orion-ir.ru/appl-18/18-6/PF-18-6-60.pdf>
17. Shur V.Y., Rummyantsev E.L., Batchko R.G., Miller G.D., Fejer M.M., Byer R.L. Domain kinetics in the formation of a periodic domain structure in lithium niobate. *Phys. Solid State*. 1999;41(10):1681–1687. <https://doi.org/10.1134/1.1131068>
18. Huang L., Jaeger N. Discussion of domain inversion in LiNbO₃. *Appl. Phys. Lett.* 1994;65(14):1763–1765. <https://doi.org/10.1063/1.112911>

23. Крутов В.В., Сигов А.С., Щука А.А. Акустоинтерференционный метод формирования микро- и нанодоменных структур в сегнетоэлектриках. В сб.: *Методы создания, исследования микро-, наносистем и экономические аспекты микро-, нанoeлектроники: IV Международная научно-техническая конференция: сборник статей*. Пенза; 2013. С. 5–8.
24. Kasper G., Tamm K. Sound propagation at GHz frequencies in aqueous LiCl solutions. *J. Chem. Phys.* 1980;72(9):5279–5289. <https://doi.org/10.1063/1.439767>
25. Каллаев С.Н., Омаров З.М., Билалов А.Р., Рабаданов М.Х., Садыков С.А., Борманис К. Особенности теплофизических свойств релаксорной керамики на основе цирконата-титаната свинца. *Физика твердого тела*. 2009;51(7):1436–1438.
26. Сидоркин А.С., Нестеренко Л.П., Рябцев С.В., Сидоркин А.А. Частотная зависимость коэрцитивного поля и внутреннего поля смещения в тонких сегнетоэлектрических пленках. *Физика твердого тела*. 2009;51(7):1277–1279.
27. Крутов В.В., Сигов А.С., Щука А.А. Создание микро- и нанодоменных структур в сегнетоэлектрических пленках с использованием интерферирующего гиперзвука. *Доклады Российской Академии наук. Физика, технические науки*. 2016;469(2):173–176. <https://doi.org/10.7868/S0869565216200093>
28. Bassignot F., Hays G., Henrot F., Ballandras S., Courjon E., Lesage J.-M. New radio-frequency resonators based on periodically poled lithium niobate thin film and ridge structures. In: *2016. IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*. 2016:16302911. <https://doi.org/10.1109/IFCS.2016.7546793>
29. Andreeva M.S., Andreeva N.P., Barashkov M.S., Mitin K.V., Shchebetova N.I., Krymskii M.I., Rogalin V.E., Akhmatkhanov A.R., Chuvakova M.A., Shur V.Ya. Optical parametric oscillator based on the periodically poled MgO:LN crystal with 4.1 μm wavelength and varied pulse duration. *Ferroelectrics*. 2016;496(1):128–134. <https://doi.org/10.1080/00150193.2016.1155029>
30. Myers L.E., Eckardt R.C., Fejer M.M., Byer R.L., Bosenberg W.R., Pierce J.W. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1995;12(11):2102–2111. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.12.002102>
31. Kasper G., Tamm K. Sound propagation at GHz frequencies in aqueous LiCl solutions. *J. Chem. Phys.* 1980;72(9):5279–5280. <https://doi.org/10.1063/1.439767>
32. Zorębski M., Zorębski E., Dzida M., Skowronek J., Jęzak S., Goodrich P., Jacquemin J. Ultrasonic relaxation study of 1-alkyl-3-methylimidazolium-based room-temperature ionic liquids: probing the role of alkyl chain length in the cation. *J. Phys. Chem. B*. 2016;120(14):3569–3581. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b12635>
33. Zorębski E., Zorębski M., Musiał M., Dzida M. Ultrasonic relaxation spectra for pyrrolidinium bis(trifluoromethylsulfonyl)imides: A comparison with imidazolium bis(trifluoromethylsulfonyl)imides. *J. Phys. Chem. B*. 2017;121(42):9886–9894. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.7b07433>
34. Malyshkina O.V., Movchikova A.A., Kalugina O.N., Daineko A.V. Determination of thermal diffusivity coefficient of thin films by thermal square wave method. *Ferroelectrics*. 2011;424(1):28–35. <https://doi.org/10.1080/00150193.2011.623637>
19. Kaino G. *Akusticheskie volny. Ustroistva, vizualizatsiya i analogovaya obrabotka signalov (Acoustic waves. Devices, visualization and analog signal processing)*. Moscow: Mir; 1990. 652 p. (in Russ.). ISBN 5-03-001434-9
[Kino G.S. *Acoustic waves. Devices, Imaging and Analog Signal Processing*. Prentice-Hall; 1988. 601 p.]
20. Waterman P.C., Teutonico L.J. Ultrasonic double refraction in single crystals. *J. Appl. Phys.* 1957;28(2):266–270. <https://doi.org/10.1063/1.1722721>
21. Mott G. Reflection and refraction coefficients at a fluid-solid interface. *J. Acoust. Soc. Am.* 1971;50(3B):819–829. <https://doi.org/10.1121/1.1912706>
22. Ergin K. Energy ratio of the seismic waves reflected and refracted at a rock-water boundary. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 1952;42(4):349–372. <https://doi.org/10.1785/BSSA0420040349>
23. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Acoustic interference method for the formation of micro- and nanodomain structures in ferroelectrics. In: *Metody sozdaniya, issledovaniya mikro-, nanosistem i ekonomicheskie aspekty mikro-, nanoelektroniki: IV Mezhdunarodnaya nauchno-tekhnicheskaya konferentsiya: sbornik statei (Methods of Creation, Research of Micro-, Nanosystems and Economic Aspects of Micro-, Nanoelectronics: IV International Scientific and Technical Conference: Collection of Papers)*. Penza; 2013. P. 5–8 (in Russ.).
24. Kasper G., Tamm K. Sound propagation at GHz frequencies in aqueous LiCl solutions. *J. Chem. Phys.* 1980;72(9):5279–5289. <https://doi.org/10.1063/1.439767>
25. Kallaev S.N., Omarov Z.M., Bilalov A.R., Rabadanov M.Kh., Sadykov S.A., Bormanis K. Specific features of the thermal physical properties of relaxor ceramics based on lead zirconate titanate. *Phys. Solid State*. 2009;51(7):1524–1526. <https://doi.org/10.1134/S106378340907052X>
[Original Russian Text: Kallaev S.N., Omarov Z.M., Bilalov A.R., Rabadanov M.Kh., Sadykov S.A., Bormanis K. Specific features of the thermal physical properties of relaxor ceramics based on lead zirconate titanate. *Fizika Tverdogo Tela*. 2009;51(7):1436–1438 (in Russ.).]
26. Sidorkin A.S., Nesterenko L.P., Ryabtsev S.V., Sidorkin A.A. Frequency dependence of the coercive field and the internal bias field in ferroelectric thin films. *Phys. Solid State*. 2009;51(7):1348–1350. <https://doi.org/10.1134/S1063783409070075>
[Original Russian Text: Sidorkin A.S., Nesterenko L.P., Ryabtsev S.V., Sidorkin A.A. Frequency dependence of the coercive field and the internal bias field in ferroelectric thin films. *Fizika Tverdogo Tela*. 2009;51(7):1277–1279 (in Russ.).]
27. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Formation of micro- and nanodomain structures in ferroelectric films by interfering hypersound. *Doklady Physics*. 2016;61(7):332–334. <https://doi.org/10.1134/S1028335816070077>
[Original Russian Text: Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Formation of micro- and nanodomain structures in ferroelectric films by interfering hypersound. *Doklady Akademii Nauk*. 2016;469(2):173–176 (in Russ.). <https://doi.org/10.7868/S0869565216200093>]

35. Li F., Wang Q., Miao H. Giant actuation strain nearly 0.6% in a periodically orthogonal poled lead titanate zirconate ceramic *via* reversible domain switching. *J. Appl. Phys.* 2017;122(7):074103–074109. <https://doi.org/10.1063/1.4997940>
36. Wang Q., Li F. A low-working-field (2 kV/mm), large-strain (>0.5%) piezoelectric multilayer actuator based on periodically orthogonal poled PZT ceramics. *Sensors and Actuators A: Physical.* 2018;272:212–219. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2018.01.042>
37. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. A technique for the formation of ferroelectric regular domain structures using highly dissipative electrically conductive liquids at room temperature. *Ferroelectrics.* 2020;559(1):120–127. <https://doi.org/10.1080/00150193.2020.1722013>
38. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Fluid Mechanics.* London: Pergamon Press; 1959. § 24.
39. Greenwood M.S., Bamberger J.A. Measurement of viscosity and shear wave velocity of a liquid or slurry for on-line process control. *Ultrasonics.* 2002;39(9):623–630. [https://doi.org/10.1016/S0041-624X\(02\)00372-4](https://doi.org/10.1016/S0041-624X(02)00372-4)
40. Kielczyński P., Pajewski W. Transmission of SH plane waves obliquely incident at a plane interface between an elastic solid and a viscoelastic liquid. *Acta Acust. United Acust.* 1990;71(1):21–27.
41. Yamaguchi T., Yonezawa T., Yoshida K., Yamaguchi T., Nagao M., Faraone A., Seki S. Relationship between structural relaxation, shear viscosity, and ionic conduction of LiPF₆/propylene carbonate solutions. *J. Phys. Chem. B.* 2015;119(51):15675–15682. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b08701>
42. Yamaguchi T., Yoshida K., Yamaguchi T., Nagao M., Faraone A., Seki S. Decoupling between the temperature-dependent structural relaxation and shear viscosity of concentrated lithium electrolyte. *J. Phys. Chem. B.* 2017;121(37):8767–8773. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.7b04633>
43. Yamaguchi T., Miyake S., Koda S. Shear relaxation of imidazolium-based room-temperature ionic liquids. *J. Phys. Chem. B.* 2010;114(24):8126–8133. <https://doi.org/10.1021/jp1024137>
44. Yamaguchi T., Nakahara E., Koda S. Quantitative analysis of conductivity and viscosity of ionic liquids in terms of their relaxation times. *J. Phys. Chem. B.* 2014;118(21):5752–5759. <https://doi.org/10.1021/jp502631q>
45. Kondo K., Sano M., Hiwara A., Omi T., Fujita M., Kuwae A., Yokoyama H. Conductivity and solvation of Li⁺ ions of LiPF₆ in propylene carbonate solutions. *J. Phys. Chem. B.* 2000;104(20):5040–5044. <https://doi.org/10.1021/jp000142f>
46. Umecky T., Kanakubo M., Makino T., Aizawa T., Suzuki A. Effect of CO₂ dissolution on electrical conductivity and self-diffusion coefficients of 1-butyl-3-methylimidazolium hexafluorophosphate ionic liquid. *Fluid Phase Equilib.* 2013;357:76–79. <https://doi.org/10.1016/j.fluid.2013.05.023>
47. Ohmachi Y., Uchida N. Temperature dependence of elastic, dielectric, and piezoelectric constants in TeO₂ single crystals. *J. Appl. Phys.* 1970;41(6):2307–2311. <https://doi.org/10.1063/1.1659223>
28. Bassignot F., Haye G., Henrot F., Ballandras S., Courjon E., Lesage J.-M. New radio-frequency resonators based on periodically poled lithium niobate thin film and ridge structures. In: 2016. *IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS).* 2016:16302911. <https://doi.org/10.1109/IFCS.2016.7546793>
29. Andreeva M.S., Andreeva N.P., Barashkov M.S., Mitin K.V., Shchebetova N.I., Krymskii M.I., Rogalin V.E., Akhmatkhanov A.R., Chuvakova M.A., Shur V.Ya. Optical parametric oscillator based on the periodically poled MgO:LN crystal with 4.1 μm wavelength and varied pulse duration. *Ferroelectrics.* 2016;496(1):128–134. <https://doi.org/10.1080/00150193.2016.1155029>
30. Myers L.E., Eckardt R.C., Fejer M.M., Byer R.L., Bosenberg W.R., Pierce J.W. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃. *J. Opt. Soc. Am. B.* 1995;12(11):2102–2111. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.12.002102>
31. Kasper G., Tamm K. Sound propagation at GHz frequencies in aqueous LiCl solutions. *J. Chem. Phys.* 1980;72(9):5279–5280. <https://doi.org/10.1063/1.439767>
32. Zorębski M., Zorębski E., Dzida M., Skowronek J., Jeżak S., Goodrich P., Jacquemin J. Ultrasonic relaxation study of 1-alkyl-3-methylimidazolium-based room-temperature ionic liquids: probing the role of alkyl chain length in the cation. *J. Phys. Chem. B.* 2016;120(14):3569–3581. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b12635>
33. Zorębski E., Zorębski M., Musiał M., Dzida M. Ultrasonic relaxation spectra for pyrrolidinium bis(trifluoromethylsulfonyl)imides: A comparison with imidazolium bis(trifluoromethylsulfonyl)imides. *J. Phys. Chem. B.* 2017;121(42):9886–9894. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.7b07433>
34. Malyshkina O.V., Movchikova A.A., Kalugina O.N., Daineko A.V. Determination of thermal diffusivity coefficient of thin films by thermal square wave method. *Ferroelectrics.* 2011;424(1):28–35. <https://doi.org/10.1080/00150193.2011.623637>
35. Li F., Wang Q., Miao H. Giant actuation strain nearly 0.6% in a periodically orthogonal poled lead titanate zirconate ceramic *via* reversible domain switching. *J. Appl. Phys.* 2017;122(7):074103–074109. <https://doi.org/10.1063/1.4997940>
36. Wang Q., Li F. A low-working-field (2 kV/mm), large-strain (>0.5%) piezoelectric multilayer actuator based on periodically orthogonal poled PZT ceramics. *Sensors and Actuators A: Physical.* 2018;272:212–219. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2018.01.042>
37. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. A technique for the formation of ferroelectric regular domain structures using highly dissipative electrically conductive liquids at room temperature. *Ferroelectrics.* 2020;559:1:120–127. <https://doi.org/10.1080/00150193.2020.1722013>
38. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Fluid Mechanics.* London: Pergamon Press; 1959. § 24.
39. Greenwood M.S., Bamberger J.A. Measurement of viscosity and shear wave velocity of a liquid or slurry for on-line process control. *Ultrasonics.* 2002;39(9):623–630. [https://doi.org/10.1016/S0041-624X\(02\)00372-4](https://doi.org/10.1016/S0041-624X(02)00372-4)

40. Kielczyński P., Pajewski W. Transmission of SH plane waves obliquely incident at a plane interface between an elastic solid and a viscoelastic liquid. *Acta Acust. United Acust.* 1990;71(1):21–27.
41. Yamaguchi T., Yonezawa T., Yoshida K., Yamaguchi T., Nagao M., Faraone A., Seki S. Relationship between structural relaxation, shear viscosity, and ionic conduction of LiPF₆/propylene carbonate solutions. *J. Phys. Chem. B.* 2015;119(51):15675–15682. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b08701>
42. Yamaguchi T., Yoshida K., Yamaguchi T., Nagao M., Faraone A., Seki S. Decoupling between the temperature-dependent structural relaxation and shear viscosity of concentrated lithium electrolyte. *J. Phys. Chem. B.* 2017;121(37):8767–8773. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.7b04633>
43. Yamaguchi T., Miyake S., Koda S. Shear relaxation of imidazolium-based room-temperature ionic liquids. *J. Phys. Chem. B.* 2010;114(24):8126–8133. <https://doi.org/10.1021/jp1024137>
44. Yamaguchi T., Nakahara E., Koda S. Quantitative analysis of conductivity and viscosity of ionic liquids in terms of their relaxation times. *J. Phys. Chem. B.* 2014;118(21):5752–5759. <https://doi.org/10.1021/jp502631q>
45. Kondo K., Sano M., Hiwara A., Omi T., Fujita M., Kuwae A., Yokoyama H. Conductivity and solvation of Li⁺ ions of LiPF₆ in propylene carbonate solutions. *J. Phys. Chem. B.* 2000;104(20):5040–5044. <https://doi.org/10.1021/jp000142f>
46. Umecky T., Kanakubo M., Makino T., Aizawa T., Suzuki A. Effect of CO₂ dissolution on electrical conductivity and self-diffusion coefficients of 1-butyl-3-methylimidazolium hexafluorophosphate ionic liquid. *Fluid Phase Equilib.* 2013;357:76–79. <https://doi.org/10.1016/j.fluid.2013.05.023>
47. Ohmachi Y., Uchida N. Temperature dependence of elastic, dielectric, and piezoelectric constants in TeO₂ single crystals. *J. Appl. Phys.* 1970;41(6):2307–2311. <https://doi.org/10.1063/1.1659223>

Об авторах

Крутов Владислав Викторович, к.т.н., доцент, кафедра наноэлектроники Института перспективных технологий и промышленного программирования, ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: v_krutov@mirea.ru. <https://orcid.org/0000-0003-1909-1435>

Сигов Александр Сергеевич, академик РАН, д.ф.-м.н., профессор, президент ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: sigov@mirea.ru. ResearcherID L-4103-2017, Scopus Author ID 35557510600, SPIN-код РИНЦ 2869-5663, https://www.researchgate.net/profile/A_Sigov

About the authors

Vladislav V. Krutov, Cand. Sci. (Eng.), Associate Professor, Department of Nanoelectronics, Institute for Advanced Technologies and Industrial Programming, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: v_krutov@mirea.ru. <https://orcid.org/0000-0003-1909-1435>

Alexander S. Sigov, Academician at the Russian Academy of Sciences, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, President, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: sigov@mirea.ru. ResearcherID L-4103-2017, Scopus Author ID 35557510600, RSCI SPIN-code 2869-5663, https://www.researchgate.net/profile/A_Sigov