

УДК 534-8

PACS: 81.16.Rf, 77.80.Fm

Формирование сегнетоэлектрических фотонных кристаллов с периодом 1,5–10 мкм с использованием поперечных акустических волн

В. В. Крутов, А. С. Сигов

Показано, что при воздействии интерферирующих поперечных акустических волн на сегнетоэлектрик через слой жидкого электрода возможно формирование регулярных доменных структур с периодом 1,5–10 мкм на частотах 400–30 МГц соответственно. Рассмотрены варианты с жидкими электродами на основе сильно диссипативных жидкостей [C4tm][PF₆] и LiPF₆-PC. Получены частотные зависимости пространственного периода доменной структуры и углов падения поперечных волн на границу «звукопровод-жидкость» для частот, ограниченных рамками ньютоновской модели жидкости. На основе результатов моделирования даны рекомендации по выбору типа жидких электродов, значений несущей частоты акустических волн для заданного периода формируемой структуры, а также углов падения волн на границу «параллелит-жидкость» при комнатной температуре.

Ключевые слова: сегнетоэлектрики, фотонные кристаллы, доменная инженерия, поперечные акустические волны, жидкие электроды.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-2-5-11

Введение

Сегнетоэлектрики широко применяются, например, в таких областях как сегнетоэлектрическая память [1], акустоэлектроника [2], терагерцовая техника [3].

В последние годы исследуются различные методы формирования сегнетоэлектрических регулярных доменных структур (РДС) [4–6]. Особый интерес представляют методы, не требующие применения фотолитографии, обычно используемой для нанесения структурированных электродов. Таким методом является, например, акустоинтерференционный метод [7–9], который, кроме того, отличается рекордно малой продолжительностью технологического цикла.

В [9] показана эффективность использования сильно диссипативных электропроводящих жидкостей в качестве электродов для формирования РДС акустоинтерференционным методом при комнатных температурах. Важно отметить, что использование указанных жидкостей открывает более широкие возможности с точки зрения выбора типа ультразвуковых волн, т. к. в них могут распространяться не только продольные, но и поперечные (сдвиговые) волны. Особенностью поперечных волн является очень малая глубина их проникновения в жидкость [10]. Эта особенность может существенно повысить эффективность метода.

В [11] проведено моделирование процесса формирования РДС путём воздействия интерферирующих продольных волн на сегнетоэлектрик через слой жидкости толщиной δ , равной глубине проникновения волны в жидкость. Результаты показали, что высокие значения коэффициента A частотной зависимости показателя поглощения $\alpha = A f^2$ в жидком электроде позволяют существенно снижать частоту ультразвука. Очевидно, что использо-

Крутов Владислав Викторович, доцент, к.т.н.

E-mail: v_krutov@mirea.ru

Сигов Александр Сергеевич, президент РТУ МИРЭА, академик РАН, д.ф.-м.н.

МИРЭА – Российский технологический университет. Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

Статья поступила в редакцию 07 апреля 2021 г.

© Крутов В. В., Сигов А. С., 2021

вание поперечных упругих волн может более эффективно снижать рабочую частоту.

В пользу использования поперечных волн указывает также следующий факт. Отражение и преломление поперечных упругих волн с горизонтальной поляризацией (SH), как известно, не приводит к расщеплению волны на продольную и сдвиговую компоненты (при любых углах падения). В то время как при наклонном падении продольных волн на границу имеет место трансформация типа волны, в результате чего потери энергии могут быть значительны.

В литературе имеются многочисленные публикации по использованию продольных ультразвуковых волн в жидкостях, в то же время, подобные исследования по использованию поперечных волн в жидкостях, в частности, волн SH не столь многочисленны [12, 13].

Как будет показано ниже, в некоторых проводящих жидкостях для поперечных волн получены гигантские значения коэффициента $A \approx (0,482 - 4,28) \times 10^{-10} \text{ с}^2/\text{м}$ при комнатных температурах. Отметим, что при формировании РДС на продольных волнах в [9] использовались ионные жидкости, имеющие коэффициент $A \approx (0,2 - 0,8) \times 10^{-12} \text{ с}^2/\text{м}$ (на два порядка ниже).

Параметры некоторых жидких электродов в рамках ньютоновской модели жидкости

Экспериментальная установка формирования РДС акустоинтерференционным методом с помощью упругих волн подробно описана в [7, 11]. В то же время, в рассматриваемой в данной статье модификации используются пьезоизлучатели поперечных акустических волн. Акустоинтерференционный метод основан на использовании температурной решётки, наведённой интерферирующими ультразвуковыми пучками, падающими из жидкой среды на +Z-поверхность сегнетоэлектрика. Локальное переключение поляризации происходит только в нагретых областях, т. к. коэрцитивное поле в нагретых областях меньше, чем в холодных [7, 8]. Это подтверждается результатами работ независимых авторов, например, в [8] представлены температурные зависимости коэрцитивного поля ряда важ-

нейших сегнетоэлектрических кристаллов: LiTaO_3 , LiNbO_3 , $\text{MgO} : \text{LiNbO}_3$, KTiOPO_4 , $\text{Sr}_{0,25}\text{Ba}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$.

В [7, 11] при подробном описании экспериментальной установки, в частности, отмечается, что однородное электрическое поле, перпендикулярное +Z-поверхности сегнетоэлектрика, создаётся с помощью внешнего напряжения, подводимого к жидким электродам, контактирующим с противоположными +Z и -Z-поверхностями сегнетоэлектрика. Особенность технологии заключается в создании РДС с помощью комбинированного воздействия на сегнетоэлектрик однородного электрического поля и интерферирующих упругих волн через слой жидкого электрода. Причём, через слой толщиной δ , меньшей полупериода формируемой РДС и равной «приведённому» скин-слою $\delta_0 = (1/\alpha) \cos \gamma$ (γ – угол преломления). При этом ультразвук не проникает в сегнетоэлектрик, что исключает многократные отражения от противоположных граней, придавая универсальность данной технологии (независимость от степени акустической прозрачности того или иного сегнетоэлектрика). В то же время, за счёт механизма термодиффузии обеспечивается трансляция акустоиндуцированной температурной решётки в зародышеобразующий слой +Z-поверхности сегнетоэлектрика [7].

Согласно закону Бугера-Ламберта амплитуда волны спадает в e раз на расстоянии $1/\alpha$ (α – показатель поглощения). При использовании поперечных упругих волн величина $1/\alpha$ – это глубина проникновения поперечных волн в жидкость, которую можно оценить по следующей формуле [10]

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

где η_0 – вязкость на низких частотах; ρ – плотность; ω – круговая частота.

Например, при значениях вязкости 0,1 Па с, плотности $1400 \text{ кг}/\text{м}^3$ и частоты $f = 200 \text{ МГц}$ глубина проникновения $1/\alpha$ 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

волна проходит (в направлении нормали к границе) слой толщиной $\delta_0 = (1/\alpha) \cos \gamma$, назовём его «приведённым» скин-слоем.

Формула для скорости поперечных волн, распространяющихся в ньютоновской жидкости ($\omega\tau \ll 1$, где τ – время сдвиговой релаксации) имеет следующий вид [13]

$$v \approx \sqrt{2\eta_0\omega / \rho}. \tag{2}$$

Коэффициент пропорциональности A частотной зависимости показателя поглощения $\alpha = Af^2$ поперечных волн в жидкости легко найти, используя формулу (1). Формула для коэффициента A имеет следующий вид

$$A \approx \sqrt{\frac{\pi\rho}{\eta_0 f^3}}. \tag{3}$$

Используя условие $\omega\tau \ll 1$ модели ньютоновской жидкости, а также значения времён сдвиговой релаксации τ каждой жидкости, приведённые в таблице 1, можно оценить максимальную частоту поперечных волн f_N по формуле

$$f_N \approx 1/(4\pi\tau). \tag{4}$$

В таблице 1 приведены значения максимальной частоты f_N поперечных волн (модели ньютоновской жидкости), рассчитанные по формуле (4), а также некоторые параметры

жидкостей, используемых в качестве электродов: раствора электролита $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ и ионной жидкости $[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$ (синоним: bmimPF_6).

Для многих материалов на частотах, превышающих приблизительно $f \approx 300$ МГц, звукопровод электроакустического (ЭА) модуля имеет значительное затухание упругих волн, что требует (при прочих равных условиях) большей мощности ультразвука, а также более трудоёмкой технологии изготовления пьезоизлучателей. Исходя из этого, а также удовлетворяя условию $f < f_N$ применительно к каждой жидкости, для предварительной оценки скорости поперечных волн v и коэффициента A выбираем частоты $f \approx 70$ МГц и $f \approx 300$ МГц. Рассчитанные в рамках ньютоновской модели по формулам (2) и (3) значения скорости поперечных волн v и коэффициента A представлены в таблице 2.

Из таблицы 2 видно, что на поперечных волнах указанные жидкости имеют гигантские значения коэффициента $A \approx (0,482 - 4,28) \times 10^{-10} \text{ с}^2/\text{м}$ при комнатных температурах. Отметим также, что скорость поперечных волн в несколько раз ниже скорости продольных волн.

С целью определения углов падения поперечных волн на границу «звукопровод-жидкость», а также выработки рекомендаций по выбору частоты с учётом вышеизложенных ограничений, проведено компьютерное моделирование, результаты которого обсуждаются в следующем разделе.

Таблица 1

Параметры жидкостей при комнатной температуре (вязкость η_0 , плотность ρ , время релаксации τ , удельная проводимость σ), а также частота f_N поперечных волн, определяемая по формуле (4)

	Жидкость	η_0 , Па с	ρ , кг/м ³	τ , с	f_N , МГц	σ , См/м
1	$\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2моль/кг)	0,06 [14]	$1,2 \times 10^3$ [14]	$0,2 \times 10^{-9}$ [15]	400	0,2 [18]
2	$[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$	0,27 [16]	$1,38 \times 10^3$ [16]	$1,1 \times 10^{-9}$ [17]	72	0,1 [19]

Таблица 2

Значения скорости поперечных 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	$\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2моль/кг)	300	434,2	$0,482 \times 10^{-10}$
2	$[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$	70	414,9	$2,182 \times 10^{-10}$
3	$\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2моль/кг)	70	209,7	$4,282 \times 10^{-10}$

Результаты компьютерного моделирования

Математическая модель воздействия интерферирующих упругих волн на сегнетоэлектрик через слой жидкости толщиной δ , меньше полупериода РДС ($\delta \approx d/8$) и равной «приведённому» скин-слою $\delta_0 = (1/\alpha) \cos \gamma$, рассмотрена в [11].

Согласно [11], если выполняется следующее условие для периода РДС

$$d \geq 0,081Av^2, \quad (5)$$

(где d – период РДС), то для частоты и угла преломления можно записать

$$\gamma = \arccos \left(1,15 \cos \left(\frac{\pi}{3} - \frac{1}{3} \arccos \left(\frac{Av^2}{12,3d} \right) \right) \right), \quad (6)$$

$$f \approx \sqrt{\frac{8 \cos \gamma}{dA}}. \quad (7)$$

Отметим, что скорость поперечных волн v и коэффициент A , входящие в формулы (6), (7), зависят от частоты согласно (2) и (3) соответственно.

Из (6) и (7), получим формулу для расчёта коэффициента A

$$A \approx \frac{9,92}{vf} \sqrt{\cos(\gamma) \cos(3 \arccos(0,867 \cos(\gamma)) - \pi)}. \quad (8)$$

Подкоренное выражение неотрицательно, если $\gamma \geq 0,0475$.

Приравняв правые части (3) и (8), получим, учитывая (2), уравнение для угла преломления

$$2,4927 \cos \gamma \cos(3 \arccos(0,867 \cos \gamma) - \pi) = 1.$$

Решение данного уравнения даёт два значения угла преломления.

$$\gamma_1 = 0,455; \quad \gamma_2 = 1,119. \quad (9)$$

Данные значения углов преломления получены из условия, что используется жидкий электрод толщиной δ , меньшей полупериода РДС ($\delta \approx d/8$) и равной «приведённому» скин-слою $\delta_0 = (1/\alpha) \cos \gamma$.

Угол преломления связан с углом падения β законом Снеллиуса

$$\gamma = \arcsin \left(\frac{v}{v_s} \sin \beta \right), \quad (10)$$

где v_s – скорость упругой волны в звукопроводе ЭА модуля.

С учётом (10), (2) и (9) получим частотные зависимости углов падения β на границу «звукопровод-жидкость»

$$\beta_1 = \arcsin \left(v_s \sin \gamma_1 \sqrt{\frac{\rho}{4\pi\eta_0 f}} \right); \quad (11)$$

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

Из формулы (11) получим следующее условие

$$v_s \sin \gamma_1 \sqrt{\frac{\rho}{4\pi\eta_0 f}} \leq 1. \quad (12)$$

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 (12) на более низких частотах целесообразно использовать ЭА модуль из материала с малой скоростью v_s поперечных волн. Таким материалом является, например, парателлурит (paratellurite α -TeO₂), в котором наименьшая скорость поперечных волн (slowest shear sound wave) равна $v_s = 0,61 \times 10^3$ м/с [20]. В этом случае условие (12) для β_1 выполняется для жидкости LiPF₆-PC (2моль/кг) при $f > f_{\min 1} \approx 113$ МГц, а для жидкости [C4mim][PF₆] – при $f > f_{\min 1} \approx 26$ МГц.

График частотной зависимости углов падения β_1 и β_2 для жидкости LiPF₆-PC (2моль/кг) при использовании ЭА модуля на основе парателлурита представлен на рис. 1. Из рис. 1 видно, что для жидкости LiPF₆-PC (2моль/кг) частота $f_{\min 2}$ (для углов β_2) равна 481 МГц. Важно отметить, что формирование РДС акустоинтерференционным методом возможно на частотах поперечных 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 $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2моль/кг) должно выполняться условие $f < f_N = 400$ МГц.

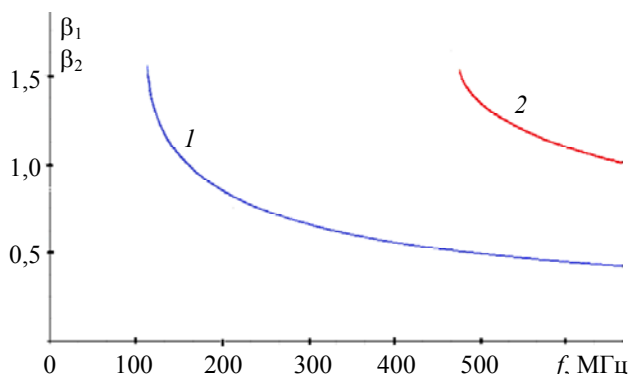


Рис. 1. Частотная зависимость углов падения на границу «парателлурит-жидкость» для жидкости $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2моль/кг): 1 – угол падения β_1 ; 2 – угол падения β_2 .

Аналогичные частотные зависимости углов падения β_1 и β_2 при использовании ЭА модуля на основе парателлурита получены также для жидкости $[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$. Значения минимальных частот $f_{\min 1}$, $f_{\min 2}$, а также углов β_1 для двух жидкостей представлены в табл. 3.

Необходимо также определить пространственный период формируемой РДС. С учётом (3), (7) и (9) получим формулы для частотной зависимости периода РДС

$$\begin{aligned} d_1 &= 8 \cos \gamma_1 / \sqrt{\pi r f / \eta_0}; \\ d_2 &= 8 \cos \gamma_2 / \sqrt{\pi r f / \eta_0}. \end{aligned} \tag{13}$$

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

В таблице 3 для двух жидкостей представлены результаты расчётов значений минимальных частот поперечных волн, диапазона рабочих частот Δf , углов падения β_1 и периода РДС d_1 (для ЭА модуля из $\alpha\text{-TeO}_2$). Очевидно, 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).

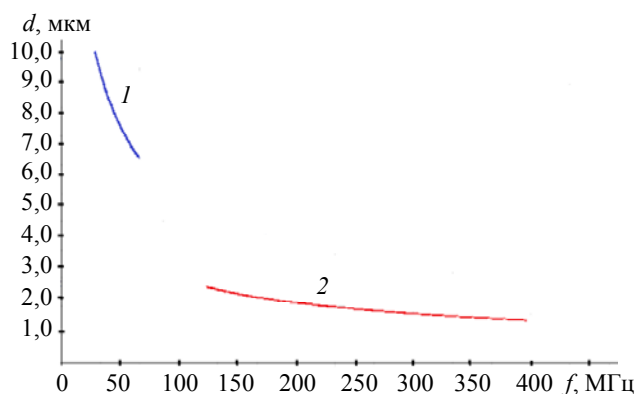


Рис. 2. Частотная зависимость периода РДС для жидкостей: 1 – $[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$; 2 – $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2моль/кг).

Таблица 3

Значения минимальных частот, диапазона рабочих частот Δf , угла падения β_1 и периода РДС d_1 , рассчитанные для ЭА модуля из $\alpha\text{-TeO}_2$

	Жидкость	$f_{\min 1}$, МГц	$f_{\min 2}$, МГц	Δf , МГц	β_1	d_1 , мкм	f_N , МГц
1	$[\text{C4mim}][\text{PF}_6]$	26	123	30–70	1,41–0,703	10,4–6,8	72
2	$\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2моль/кг)	113	481	125–400	1,27–0,564	2,6–1,4	400

Из таблицы, в частности видно, что при использовании жидкого электрода на основе $\text{LiPF}_6\text{-PC}$ (2моль/кг) возможно формирование РДС с периодом 1,4–2,6 мкм на частотах (400–125) МГц.

Таким образом, акустоинтерференционный метод с использованием поперечных волн позволяет формировать РДС с весьма малым пространственным периодом при комнатной температуре, что является существенным пре-

имуществом по сравнению с технологией, использующей продольные волны [9].

Заключение

Развит акустоинтерференционный метод [7, 8, 11] формирования сегнетоэлектрических РДС для случая воздействия поперечных упругих волн. С помощью моделирования воздействия интерферирующих поперечных волн на сегнетоэлектрик через слой жидкого электрода (толщиной, меньшей полупериода формируемой структуры) показано, что на частотах до 400 МГц возможно формирование регулярных доменных структур с периодом 1,5–10 мкм.

Получены частотные зависимости периода доменной структуры и углов падения поперечных волн для частот, ограниченных рамками ньютоновской модели жидкости. Даны рекомендации по выбору типа жидких электродов, значений несущей частоты для заданного периода РДС, а также углов падения поперечных волн на границу «парателлуригидкость» при комнатной температуре. В частности, показано, что с жидким электродом на основе жидкости [C4mim][PF₆] на достаточно низких частотах 30–70 МГц могут быть сформированы РДС с периодом (10,4–6,8) мкм, широко используемые при изготовлении фотонных кристаллов для генераторов второй гармоники на основе ниобата лития.

Таким образом, предложенная модификация акустоинтерференционного метода позволяет при комнатных температурах существенно уменьшить пространственный период РДС по сравнению с тем же методом, использующим продольные волны. При этом, другие преимущества акустоинтерференционного метода сохраняются (малая продолжительность технологического цикла, возможность прорастания доменов на заданную глубину).

Работа поддержана РФФИ
(грант 19-07-00469).

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдуллаев Д. А., Милованов Р. А., Волков Р. Л., Боргардт Н. И., Ланцев А. Н., Воротилов К. А., Сугозов А. С. // Российский технологический журнал. 2020. Т. 8. № 5. С. 44.
2. Bassignot F., Haye G., Henrot F., Ballandras S., Courjon E., Lesage J.-M. // Frequency Control Symposium (IFCS), IEEE International, 1 (2016).
3. Kitaeva G. Kh., Kovalev S. P., Naumova I. I., Tuchak A. N., Yakunin P. V., Huang Y.-C., Mishina E. D., Sigov A. S. // Laser Physics Letters. 2013. Vol. 10. No. 5. P. 055404.
4. Volk T. R., Kokhanchik L. S., Gainutdinov R. V., Bodnarchuk Ya. V., Chen Feng // Ferroelectrics. 2016. Vol. 500. P. 129.
5. Shur V. Ya., Pelegova E. V., Akhmatkhanov A. R., Baturin I. S. // Ferroelectrics. 2016. Vol. 496. P. 49.
6. Volk T. R., Gainutdinov R. V., Zhang H. H. // Applied Physics Letters. 2017. Vol. 110. P. 132905(5).
7. Krutov V. V., Sigov A. S., Shchuka A. A. // Ferroelectrics. 2015. Vol. 476. No. 1. P. 69.
8. Крытов В. В., Сугозов А. С., Шука А. А. // Российский технологический журнал. 2017. Т. 5. № 2. С. 3.
9. Krutov V. V., Sigov A. S., and Shchuka A. A. // Ferroelectrics. 2020. Vol. 559. No. 1. P. 120.
10. Landau L. D., Lifshitz E. Fluid Mechanics. – London: Pergamon Press, 1959. §24.
11. Крытов В. В., Сугозов А. С., Шука А. А. // Прикладная физика. 2018. № 3. С. 53.
12. Greenwood M. S., Bamberger J. A. // Ultrasonics. 2002. Vol. 39. No. 9. P. 623.
13. Kielczyński P., Pajewski W. // Acta Acustica united with Acustica. 1990. Vol. 71. No. 1. P. 21.
14. Yamaguchi T., Yonezawa T., Yoshida K., Yamaguchi T., Nagao M., Faraone A., Seki S. // Journal of Physical Chemistry B. 2015. Vol. 119. No. 51. P. 15675.
15. Yamaguchi T., Yoshida K., Yamaguchi T., Nagao M., Faraone A., Seki S. // Journal of Physical Chemistry B. 2017. Vol. 121. No. 37. P. 8767.
16. Yamaguchi T., Miyake S., Koda S. // Journal of Physical Chemistry B. 2010. Vol. 114. No. 24. P. 8126.
17. Yamaguchi T., Nakahara E., Koda S. // Journal of Physical Chemistry B. 2014. Vol. 118. No. 21. P. 5752.
18. Kondo K., Sano M., Hiwara A., Omi T., Fujita M., Kuwae A., Yokoyama H. // Journal of Physical Chemistry B. 2000. Vol. 104. No. 20. P. 5040.
19. Umecky T., Kanakubo M., Makino T., Aizawa T., Suzuki A. // Fluid Phase Equilibria. 2013. Vol. 357. P. 76.
20. Ohmachi Y., Uchida N. // Journal of Applied Physics. 1970. Vol. 41. No. 6. P. 2307.

Formation of ferroelectric photonic crystals with a period of 1.5–10 μm using transverse acoustic waves

V. V. Krutov and A. S. Sigov

MIREA – Russian technological University (RTU MIREA)
78 Vernadsky Ave., Moscow, 119454, Russia
E-mail: v_krutov@mirea.ru

Received April 07, 2021

It is shown that when interfering transverse acoustic waves act on a ferroelectric through a layer of a liquid electrode, it is possible to form regular domain structures with a period of 1.5–10 μm at frequencies of 400–30 MHz, respectively. Variants with liquid electrodes based on highly dissipative liquids [C4mim][PF₆] and LiPF₆–PC are considered. The frequency dependences of the spatial period of the domain structure and the angles of incidence of transverse waves on the “acoustic line-liquid” interface are obtained for frequencies limited by the Newtonian model of a liquid. Based on the simulation results, recommendations are given on the choice of the type of liquid electrodes, the values of the carrier frequency of acoustic waves for a given period of the formed structure, as well as the angles of incidence of waves at the “paratellurite-liquid” interface at room temperature.

Keywords: ferroelectrics, photonic crystals, domain engineering, transverse acoustic waves, liquid electrodes.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-2-5-11

REFERENCES

1. D. A. Abdullaev, R. A. Milovanov, R. L. Volkov, N. I. Borgardt, A. N. Lantsev, K. A. Vorotilov, and A. S. Sigov, *Rus. Tekhn. Zhurn.* **8** (5), 44 (2020).
2. F. Bassignot, G. Haye, F. Henrot, S. Ballandras, E. Courjon, and J.-M. Lesage, *Frequency Control Symposium (IFCS), IEEE International*, **1** (2016).
3. G. Kh. Kitaeva, S. P. Kovalev, I. I. Naumova, A. N. Tuchak, P. V. Yakunin, Y.-C. Huang, E. D. Mishina, and A. S. Sigov, *Laser Physics Letters* **10** (5), 055404 (2013).
4. T. R. Volk, L. S. Kokhanchik, R. V. Gainutdinov, Ya. V. Bodnarchuk, and Feng Chen, *Ferroelectrics* **500**, 129 (2016).
5. V. Ya. Shur, E. V. Pelegova, A. R. Akhmatkhanov, and I. S. Baturin, *Ferroelectrics* **496**, 49 (2016).
6. T. R. Volk, R. V. Gainutdinov, and H. H. Zhang, *Applied Physics Letters* **110**, 132905(5) (2017).
7. V. V. Krutov, A. S. Sigov, and A. A. Shchuka, *Ferroelectrics* **476** (1), 69 (2015).
8. V. V. Krutov, A. S. Sigov, and A. A. Shchuka, *Rus. Tekhn. Zhurn.* **5** (2), 3 (2017).
9. V. V. Krutov, A. S. Sigov, and A. A. Shchuka, *Ferroelectrics* **559** (1), 120 (2020).
10. L. D. Landau and E. Lifshitz, *Fluid Mechanics* (Pergamon Press, London), §24 (1959).
11. V. V. Krutov, A. S. Sigov, and A. A. Shchuka, *Applied Physics*, No. 3, 53 (2018) [in Russian].
12. M. S. Greenwood and J. A. Bamberger, *Ultrasonics* **39** (9), 623 (2002).
13. P. Kielczyński and W. Pajewski, *Acta Acustica united with Acustica* **71** (1), 21 (1990).
14. T. Yamaguchi, T. Yonezawa, K. Yoshida, M. Nagao, and A. Faraone, *Journal of Physical Chemistry B* **119** (51), 15675 (2015).
15. T. Yamaguchi, K. Yoshida, M. Nagao, and A. Faraone, *Journal of Physical Chemistry B* **121** (37), 8767 (2017).
16. T. Yamaguchi, S. Miyake, and S. Koda, *Journal of Physical Chemistry B* **114** (24), 8126 (2010).
17. T. Yamaguchi, E. Nakahara, and S. Koda, *Journal of Physical Chemistry B* **118** (21), 5752 (2014).
18. K. Kondo, M. Sano, A. Hiwara, T. Omi, M. Fujita, A. Kuwae, and H. Yokoyama, *Journal of Physical Chemistry B* **104** (20), 5040 (2000).
19. T. Umecky, M. Kanakubo, T. Makino, T. Aizawa, A. Suzuki, *Fluid Phase Equilibria* **357**, 76 (2013).
20. Y. Ohmachi and N. Uchida, *Journal of Applied Physics* **41** (6), 2307 (1970).