

Образование регулярных доменных структур в сегнетоэлектриках при воздействии однородного электрического поля и упругих волн: дилемма несущих частот

В. В. Крутов, А. С. Сигов, А. А. Щука

С помощью моделирования процесса воздействия интерферирующих упругих волн на сегнетоэлектрик через тонкий слой проводящей жидкости (толщиной, меньшей полупериода формируемой структуры), показано, что при заданном значении пространственного периода доменной структуры возникает конструктивная дилемма частот. На основе результатов моделирования даны рекомендации по выбору частоты с учётом современного уровня развития техники гиперзвуковых пьезоизлучателей. В частности, установлено, что следует отдавать предпочтение проводящим жидкостям с большим коэффициентом A частотной зависимости показателя поглощения упругих волн $\alpha = Af^2$. Значения «нижней» и «верхней» частот упругих волн зависят только от свойств жидкости и периода доменной структуры.

Ключевые слова: сегнетоэлектрики, доменная инженерия, акустоинтерференционный метод, температурная решётка.

Введение

Сегнетоэлектрические доменные структуры в ряде случаев способны выполнять функции фотонных кристаллов. Повышенный интерес к фотонным кристаллам объясняется потребностями систем диагностики состава газовых смесей по оптическим спектрам поглощения [1], нелинейной оптики [2] и других областей. Исследуются различные методы формирования фотонных кристаллов на основе регулярных доменных структур (РДС) в сегнетоэлектриках (см., например, [3–5]). В последние годы ведётся поиск индустриально-ориентированных методов быстрого формирования РДС. Например, в [6] рассматривается явление образования РДС при комбинированном воздействии однородного электрического поля и интерферирующих волн (оптических или упругих), создающих температурную решётку. Показано, что продолжительность процесса образования РДС в этих условиях весьма мала и лишь незначительно превышает время переключения спонтанной поля-

ризации в используемом сегнетоэлектрике. Кроме того, не требуется нанесение структурированных электродов (изготавливаемых с помощью литографии). Указанные преимущества формирования РДС в условиях однородного электрического поля представляют несомненный интерес для массового производства сегнетоэлектрических фотонных и фоновых кристаллов.

На эффективность формирования РДС однородным электрическим полем указывают, например, результаты экспериментов [7] с использованием дистантной оптической маски в условиях локального стимулирования переключения доменов. Вместе с тем, воздействие оптических волн, как правило, сопровождается генерацией фотовозбуждённых носителей заряда, что в данных условиях чревато проявлением следующих нежелательных эффектов. Во-первых, повышается вероятность пробоя кристалла сегнетоэлектрика при наложении внешнего переключающего поля. Во-вторых, может снижаться контрастность температурной решётки, когда диффузионная длина рекомбинирующих носителей превышает полупериод интерференционной картины, т. е. если $L > d/2$, где d – период решётки. Действительно, генерация фотовозбуждённых носителей через весьма короткое время сопровождается рекомбинационным тепловыделением, и если $L > d/2$, источники тепла локализованы не только в пучностях интерференционной картины, но и в узлах.

Учитывая вышеизложенное, в данной работе нами исследуется явление образования РДС в ус-

Крутов Владислав Викторович, доцент, к.т.н.
Сигов Александр Сергеевич, президент РТУ МИРЭА, академик РАН, д.ф.-м.н.
Щука Александр Александрович, профессор, д.т.н. МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА).
 Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.
 Тел. +7(499) 215-65-65. E-mail: v_krutov@mirea.ru

Статья поступила в редакцию 25 апреля 2018 г.

© Крутов В. В., Сигов А. С., Щука А. А., 2018

ловиях воздействия однородного электрического поля и температурной решётки, индуцированной интерферирующими упругими волнами, падающими из жидкой электропроводящей среды на поверхность сегнетоэлектрика [6, 8, 9]. В отличие от фотонов, когерентные упругие волны способны создавать контрастную интерференционную картину без генерации дополнительных носителей и сопутствующих нежелательных эффектов, т. к. энергия фононов гиперзвука на 5–6 порядков меньше энергии фотонов (при этом длина волны гиперзвука соизмерима с длиной волны света).

В [9] и в наших более ранних работах рассматривался случай малых углов между упругими волнами, интерферирующими в слое жидкости. В настоящей работе анализируется более общий случай, позволяющий делать выбор между «нижним» f_1 и «верхним» f_2 значением частоты интерферирующих волн (при заданном значении пространственного периода РДС).

Выбор частоты и угла между интерферирующими пучками

Экспериментальная установка формирования РДС с помощью интерферирующих упругих волн подробно рассмотрена в [8]. Фрагмент данной установки представлен на рис. 1. Здесь 1 – сегнетоэлектрик, 2 – электроакустический блок (звукопровод), 3 – пьезоизлучатель продольных волн, 4 – электропроводящая жидкость (жидкий электрод), 5 – +Z-поверхность сегнетоэлектрика, P_S – спонтанная поляризация, β – угол падения на границу «твёрдое тело-жидкость», γ – угол преломления.

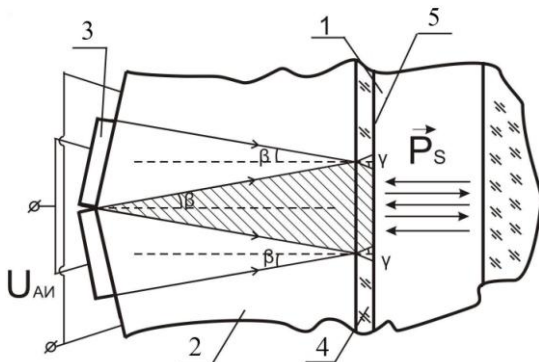


Рис. 1. Фрагмент экспериментальной установки. Подробности в тексте.

Как показано в [8], период интерференционной картины d в слое жидкости равен периоду формируемой РДС. Период d решетки, создаваемой в жидкости двумя пучками, равен $d = \lambda / (2 \sin \gamma)$,

где λ – длина волны в жидкости, γ – половинный угол между пучками (угол преломления). Следовательно, частота интерферирующих волн равна

$$f = v / (2d \sin \gamma), \quad (1)$$

где v – скорость распространения волн в жидкости.

Согласно закону Бугера–Ламберта, амплитуда волны спадает в e раз на расстоянии $1/\alpha$ (α – показатель поглощения). После преломления волны под углом γ волна проходит в направлении нормали к границе раздела слой толщиной $\delta = (1/\alpha) \cos \gamma$. Выбираем толщину жидкого электрода, равной «приведённому» скин-слою $\delta = (1/\alpha) \cos \gamma$. Подставляя частотную зависимость показателя поглощения упругих волн в жидкостях $\alpha = A f^2$ (где A – коэффициент пропорциональности) в выражение для «приведённого» скин-слоя δ , получим частоту интерферирующих волн

$$f = \sqrt{\frac{\cos \gamma}{\delta A}}. \quad (2)$$

С учётом требования к толщине жидкого электрода $\delta < d/2$ (условие трансляции температурной решётки на +Z-поверхность сегнетоэлектрика [8]) получим из (2) следующее неравенство:

$$f > \sqrt{\frac{2 \cos \gamma}{d A}}.$$

Учитывая, что использование слишком высоких частот упругих волн сопряжено с техническими трудностями изготовления таких пьезоизлучателей, ограничимся двукратным запасом и найдём частоту по следующей формуле:

$$f \approx \sqrt{\frac{8 \cos \gamma}{d A}}. \quad (3)$$

Толщину жидкого электрода найдём, приравняв (2) и (3), в виде соотношения:

$$\delta \approx d / 8. \quad (4)$$

Данная оценка для толщины жидкого электрода имеет наглядный физический смысл. Наиболее нагретые участки поглощающего слоя расположены на входе волны в жидкий электрод. При выборе его толщины, в соответствии с (4), тепло, распространяясь от наиболее нагретых участков, достигает +Z-поверхности раньше, чем происходит выравнивание температуры между пучностями, отстоящими друг от друга на расстоянии d .

Приравнявая выражения (1) и (3), получим

следующее уравнение для $\cos \gamma$:

$$\cos^3 \gamma - \cos \gamma + \frac{Av^2}{32d} = 0. \quad (5)$$

Если дискриминант $D \leq 0$, т. е. если выполняется условие для периода РДС

$$d \geq 0,081Av^2, \quad (6)$$

то уравнение имеет три вещественных корня. При этом из трёх корней уравнения (5) только два решения корректны с физической точки зрения. Эти решения имеют следующий вид

$$\gamma_1 = \arccos \left(1,15 \cos \left(\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos \left(\frac{Av^2}{12,3d} \right) \right) \right), \quad (7)$$

$$\gamma_2 = \arccos \left(1,15 \cos \left(\frac{\pi}{3} - \frac{1}{3} \arccos \left(\frac{Av^2}{12,3d} \right) \right) \right). \quad (8)$$

Оценим значение правой части неравенства (6). В случае водного раствора LiCl (при комнатной температуре $v = 1,83 \times 10^3$ м/с, $A = 30 \times 10^{-15}$ с²/м [10]) неравенство (6) приобретает следующий вид: $d \geq 10$ нм. Данное неравенство выполняется для большинства случаев, представляющих практический интерес.

Для частоты интерферирующих волн, согласно (3), имеем два соответствующих решения:

$$f_1 \approx \sqrt{\frac{8 \cos \gamma_1}{dA}}, \quad (9)$$

$$f_2 \approx \sqrt{\frac{8 \cos \gamma_2}{dA}}. \quad (10)$$

Выполненные с помощью формул (7)–(10) расчёты показали (см. рис. 2), что «нижние» частоты f_1 практически не зависят от коэффициента $A = \alpha / f^2$ (область, характерная для большинства водных растворов электролитов, соответствует $A \leq 10^{-12}$ с²/м), а зависят только от периода РДС.

Поэтому при заданном значении периода РДС не представляется возможным существенно снизить частоту f_1 путём выбора раствора электролита с подходящим значением A .

Иной характер имеет зависимость «верхних» частот f_2 от коэффициента A . Как следует из рис. 3, для формирования РДС, например, с периодом $d = 6,0$ мкм потребуются упругие волны с несущей

частотой $f_2 \approx 6,5$ ГГц при использовании водного раствора LiCl с коэффициентом $A = 30 \times 10^{-15}$ с²/м. Характер полученной зависимости указывает на возможность снижения «верхней» рабочей частоты f_2 путём выбора электропроводящей жидкости с большим значением коэффициента A (при выполнении условия (6), т. е. при $A \leq d / (0,081v^2)$).

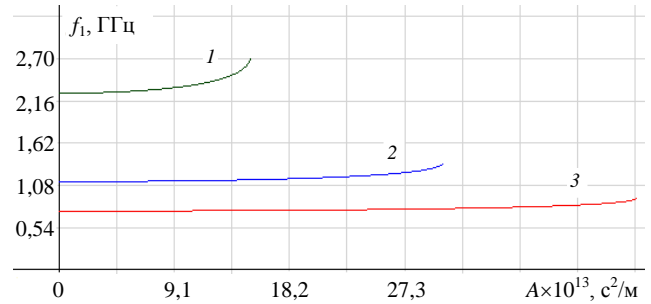


Рис. 2. Зависимость «нижних» частот f_1 от коэффициента $A = \alpha / f^2$ для трёх значений периода РДС: 1 – $d = 0,4 \times 10^{-6}$ м, 2 – $d = 0,8 \times 10^{-6}$ м, 3 – $d = 1,2 \times 10^{-6}$ м.

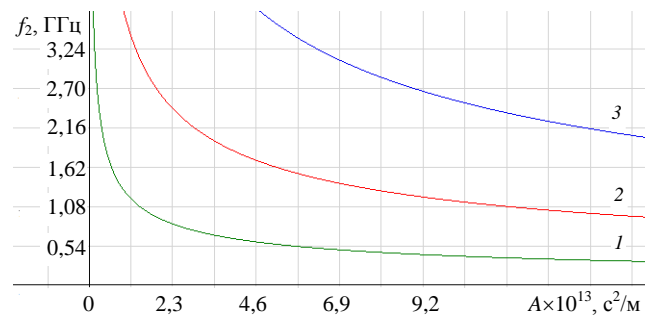


Рис. 3. Зависимость «верхних» частот f_2 от коэффициента $A = \alpha / f^2$ для трёх значений периода РДС: 1 – $d = 50$ мкм, 2 – $d = 6,0$ мкм, 3 – $d = 1,2$ мкм.

Полученные данные имеют большое практическое значение для создания подобных экспериментальных установок, требующих учёта современного уровня развития техники гиперзвуковых пьезоизлучателей [11]. Очевидно, что при прочих равных условиях целесообразно использовать, по возможности, частоту вблизи нижней границы СВЧ-диапазона.

Как отмечалось ранее, выбранная несущая частота однозначно связана с соответствующим углом преломления соотношениями (7) и (9) или (8) и (10). Расчёты показали (см. рис. 4), что углы преломления γ_1 , соответствующие «нижним» частотам f_1 , имеют значения, близкие к $\pi / 2$. Из рис. 4 видно, что возможно создание субмикронных РДС на «нижней» частоте f_1 при использовании проводящей жидкости с большим значением коэффициента $A > 150 \times 10^{-15}$ с²/м. При этом

угол преломления должен быть не менее 60° . При больших углах γ_1 (для уменьшения потерь на отражение от границы «звукопровод-жидкость») в качестве материала звукопровода целесообразно использовать кристалл с малой скоростью упругих волн.

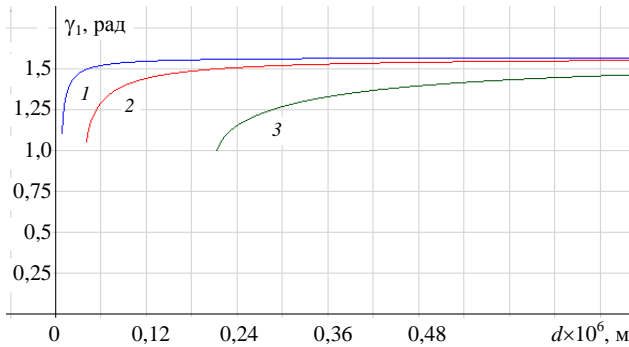


Рис. 4. Зависимость углов преломления γ_1 от периода d для трёх значений коэффициента $A = \alpha/f^2$: 1 – $A = 30 \times 10^{-15} \text{ c}^2/\text{м}$, 2 – $A = 150 \times 10^{-15} \text{ c}^2/\text{м}$, 3 – $A = 800 \times 10^{-15} \text{ c}^2/\text{м}$.

График зависимости угла преломления $\gamma_2(d)$, соответствующий «верхним» частотам f_2 , здесь не приводится, т. к. этот угол не существенно зависит от периода РДС и составляет $\gamma_2 \approx 0,1 - 0,12$ (для $d \geq 0,5$ мкм). С ростом коэффициента A угол γ_2 несколько возрастает, но также незначительно.

Особенностью электропроводящего водного раствора LiCl является постоянство коэффициента A в широком диапазоне частот (до 10 ГГц при комнатной температуре [10]). Однако для некоторых водных растворов электролитов значения A в ультразвуковом диапазоне частот существенно превышают эти значения в гиперзвуковом диапазоне [12]. В частности, для водного раствора $\text{Al}_2(\text{SO}_4)_3$ при комнатной температуре $A \approx (50 - 60) \times 10^{-15} \text{ c}^2/\text{м}$ на частоте (0,5–0,8) ГГц, тогда как $A \approx (22 - 25) \times 10^{-15} \text{ c}^2/\text{м}$ на частоте (6,0–7,0) ГГц [12]. Результаты, полученные в [13], указывают на перспективность использования раствора CuSO_4 в смеси воды с этиленгликолем (с большой концентрацией CuSO_4 и этиленгликоля).

Как следует из (4), толщина жидкого электрода весьма мала ($\delta \approx d/8$). Поэтому для улучшения степени смачивания поверхностей сегнетоэлектрика и звукопровода раствором электролита целесообразно использовать эффект “electrowetting” [14].

Отметим также, что, как показано в [9], для создания РДС с малым периодом, в том числе субмикронных структур, целесообразно использовать образцы сегнетоэлектриков малой толщины,

что связано с особенностями теплопереноса в тонких образцах.

Заключение

Моделирование воздействия интерферирующих упругих волн на сегнетоэлектрик через слой жидкости толщиной δ , меньшей полупериода формируемой структуры и равной «приведённому» скин-слою, показало, что образование РДС (с заданным периодом d) возможно в двух случаях:

- 1) на «нижней» частоте f_1 с большим углом преломления γ_1 (формулы (7), (9));
- 2) на «верхней» частоте f_2 с малым углом преломления γ_2 (формулы (8), (10)).

Значения частот f_1 , f_2 и углов преломления γ_1 , γ_2 зависят только от свойств жидкости и пространственного периода d создаваемой РДС. Поэтому выбор несущей частоты упругих волн не привязан к свойствам конкретного сегнетоэлектрика, что придаёт определённую универсальность методу, учитывая исключительное многообразие свойств различных сегнетоэлектриков.

Полученные результаты могут быть применены при создании подобных экспериментальных установок, требующих учёта современного уровня развития техники высокочастотных пьезоизлучателей. При формировании РДС с малым пространственным периодом значительный практический интерес представляют жидкие электроды с большим значением коэффициента A , которые позволяют не только работать на более низкой «верхней» частоте f_2 , но и создавать субмикронные РДС на «нижней» частоте f_1 (при больших углах преломления).

ЛИТЕРАТУРА

1. Herpen M., Hekker S. T. L., Bisson S. E., Harren F. J. M. // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4762. P. 16.
2. Andreeva M. S., Andreeva N. P., Barashkov M. S., Mitin K. V., Shchebetova N. I., Krymskii M. I., Krymskii K. M., Rogalin V. E., Akhmatkhanov A. R., Chuvakova M. A., Shur V. Ya. // Ferroelectrics. 2016. Vol. 496. P. 128.
3. Volk T. R., Kokhanchik L. S., Gainutdinov R. V., Bodnarchuk Ya. V., Chen Feng // Ferroelectrics. 2016. Vol. 500. P. 129.
4. Shur V. Ya., Pelegova E. V., Akhmatkhanov A. R., Baturin I. S. // Ferroelectrics. 2016. Vol. 496. P. 49.
5. Volk T. R., Gainutdinov R. V., Zhang H. H. // Applied Physics Letters. 2017. Vol. 110. P. 132905(5).
6. Крутов В. В., Сигов А. С., Щука А. А. // Российский технологический журнал. 2017. Т. 5. № 2. С. 3.
7. Fujimura M., Sohmura T., Suhara T. // Electron. Lett. 2003. Vol. 39. P. 719.
8. Krutov V. V., Sigov A. S., Shchuka A. A. // Ferroelectrics. 2015. Vol. 476. No. 1. P. 69.

9. Krutov V. V., Sigov A. S., Shchuka A. A. // Doklady Physics. 2016. Vol. 61. No. 7. P. 332.
 10. Kasper G., Tamm K. // J. Chem. Phys. 1980. Vol. 72. No. 9. P. 5279.
 11. Lanz R., Muralt P. // IEEE Trans. Ultrason. 2005. Vol. 52. P. 938.

12. Fritsch K., Montrose C. J., Hunter J. L., Dill J. F. // J. Chem. Phys. 1970. Vol. 52. No. 5. P. 2242.
 13. Fittipaldi F., Hemmes P. // Acustica. 1970. No. 23. P. 322.
 14. Prins M. W. J., Welters W. J. J., Weekamp J. W. // Science. 2001. Vol. 291. P. 277.

PACS: 81.16.Rf, 77.80.Fm

Phenomenon of formation of regular domain structures in ferroelectrics by uniform electric field and elastic waves: the dilemma of carrier frequencies

V. V. Krutov, A. S. Sigov, and A. A. Shchuka

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

Received April 25, 2018

The action of interfering elastic waves on the surface of ferroelectrics through a thin layer of liquid was studied by modeling. It is shown that the constructive dilemma between the “bottom” and “top” frequencies of elastic waves arises in the case of fixed value of spatial period of the domain structure. On the basis of simulation results recommendations are given for the choice of the frequency from the point of view modern level of technical development of hypersonic piezoelectric transducers. For example, one must select conductive liquid with high value of A in the frequency dependence of the absorption coefficient of elastic waves $\alpha = Af^2$. The “bottom” and “top” frequencies depend only on the liquid properties and the spatial period d .

Keywords: ferroelectrics, domain engineering, acoustic interference, temperature lattice.

REFERENCES

1. M. Herpen, S. T. L. Hekkert, S. E. Bisson, and F. J. M. Harren, Proc. SPIE **4762**, 16 (2002).
2. M. S. Andreeva, N. P. Andreeva, M. S. Barashkov, K. V. Mitin, N. I. Shchebetova, M. I. Krymskii, K. M. Krymskii, V. E. Rogalin, A. R. Akhmatkhanov, M. A. Chuvakova, and V. Ya. Shur, Ferroelectrics **496**, (2016).
3. T. R. Volk, L. S. Kokhanchik, R. V. Gainutdinov, Ya. V. Bodnarchuk, and Feng Chen, Ferroelectrics **500**, 129 (2016).
4. V. Ya. Shur, E. V. Pelegova, A. R. Akhmatkhanov, and I. S. Baturin, Ferroelectrics **496**, 49 (2016).
5. T. R. Volk, R. V. Gainutdinov, and H. H. Zhang, Applied Physics Letters **110**, 132905(5) (2017).
6. V. V. Krutov, A. S. Sigov, and A. A. Shchuka, Rus. Tekhn. Zhurn. **5** (2), 3 (2017).
7. M. Fujimura, T. Sohmura, and T. Suhara, Electron. Lett., No. 39, 719 (2003).
8. V. V. Krutov, A. S. Sigov, and A. A. Shchuka, Ferroelectrics **476** (1), 69 (2015).
9. V. V. Krutov, A. S. Sigov, and A. A. Shchuka, Doklady Physics **61** (7), 332 (2016).
10. G. Kasper and K. Tamm, J. Chem. Phys. **72** (9), 5279 (1980).
11. R. Lanz and P. Muralt, IEEE Trans. Ultrason. **52**, 938 (2005).
12. K. Fritsch, C. J. Montrose, J. L. Hunter, and J. F. Dill, J. Chem. Phys. **52** (5), 2242 (1970).
13. F. Fittipaldi and P. Hemmes, Acustica, No. 23, 322 (1970).
14. M. W. J. Prins, W. J. J. Welters, and J. W. Weekamp, Science **291**, 277 (2001).