

08

## **О трансляционном переносе электрозвуковых волн в сегнетоэлектрике движущимся полосовым доменом**

© О.Ю. Ельмешкин, Н.С. Шевяхов

Ульяновское отделение Института радиотехники и электроники РАН

Поступило в Редакцию 19 августа 1999 г.

Обсуждается возможность трансляционного переноса электрозвуковой граничной волны полосовым доменом, движущимся в тетрагональном сегнетоэлектрическом кристалле. Показано, что движение полосового домена обуславливает неколлинеарность волнового вектора электрозвуковой волны направляющим ее границам. Определены условия хорошо выраженной граничной локализации симметричной моды электрозвуковой волны, обеспечивающие возможность трансляционного переноса.

Распространенным типом регулируемых устройств на основе акустодоменного взаимодействия в сегнетоэлектриках являются, как известно [1], устройства с одиночным полосовым доменом (ПД). Движение ПД возникает в них исключительно в момент перенастройки, в сущности, не требуется для функционирования в рабочем режиме. Отводимая движению ПД роль побочного эффекта не раскрывает всех возможностей сигнальной обработки информации в устройствах, использующих акустодоменное взаимодействие. Ниже теоретически обосновывается одна из таких возможностей прямого использования движения ПД, заключающаяся в трансляционном переносе движущимся ПД электрозвуковых граничных волн, способных к эффективному каналированию в обычных статических условиях [2,3].

Предстоит доказать сам факт существования электрозвуковых волн на движущемся ПД и выявить для них возможность хорошо выраженной граничной локализации. В силу конечности размеров реальных кристаллов это принципиально важно для исключения влияния внешних границ и установления процесса трансляционного переноса.

Учитывая крайнюю простоту использованной в [2,3] теоретической модели, будем следовать в исходных посылках указанным работам.

Дополнительно предположим, что ПД перемещается равномерно с дозвуковой скоростью  $\mathbf{V}_D \parallel y \parallel [010]$ ,  $V_D < c_t$  ( $c_t$  — скорость сдвиговых волн) в сегнетоэлектрике типа  $\text{BaTiO}_3$ , находящемся вдали от фазового перехода. Это позволит, во-первых, игнорировать возможные процессы структурной перестройки границ ПД, рассматриваемые как геометрически тонкие 180-градусные доменные стенки с текущими координатами  $y_1 = V_D t$ ,  $y_2 = V_D t + d$ ,  $t$  — время,  $d$  — толщина ПД. Во-вторых, в указанных условиях допустимо полагать движение ПД заданным.

Направления спонтанной поляризации и сдвиговых смещений в электрорезонансных волнах, распространяющихся в плоскости  $xOy$ , совместим с осью  $z \parallel [001]$  лабораторной системы отсчета  $xOyz$ . Рассматривая сегнетоэлектрик как пьезокристалл класса 4mm, двойникующийся в плоскостях границ ПД [2,3], примем в качестве пьезомодуля  $e_{15}$  значения:  $e_{15} = e$  при  $y_1 < y < y_2$ ,  $e_{15} = -e$  при  $y < y_1$  и  $y > y_2$ , где  $e$  — величина пьезомодуля монокристаллического образца.

С учетом очевидных ограничений  $V_D/c \ll 1$ ,  $c_t/c \ll 1$  ( $c$  — скорость света) переход в систему покоя ПД  $\tilde{x}\tilde{0}\tilde{y}\tilde{z}$ , наиболее адекватно отвечающий характеру рассматриваемой задачи, можно осуществить в нерелятивистском квазистатическом приближении на основе преобразования Галилея:  $\tilde{x} = x$ ,  $\tilde{y} = y - V_D t$ ,  $\tilde{z} = z$ ,  $\tilde{t} = t$ . Это равносильно замене в исходных уравнениях и граничных условиях [2,3] дифференциальных операторов по схеме  $\partial/\partial x \rightarrow \partial/\partial \tilde{x}$ ,  $\partial/\partial y \rightarrow \partial/\partial \tilde{y}$ ,  $\partial/\partial t \rightarrow \partial/\partial \tilde{t} - V_D \partial/\partial \tilde{y}$ . В итоге напишем

$$\left[ \frac{1}{c_t^2} \left( \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} - V_D \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} \right)^2 - \tilde{\nabla}^2 \right] \begin{pmatrix} u \\ u_j \end{pmatrix} = 0, \quad \tilde{\nabla}^2 \begin{pmatrix} \Phi \\ \Phi_j \end{pmatrix} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $u$  и  $u_j$  — сдвиговые смещения в ПД ( $0 < \tilde{y} < d$ ) и за его пределами ( $j = 1$  при  $\tilde{y} < 0$ ,  $j = 2$  при  $\tilde{y} > d$ ),  $\Phi$  и  $\Phi_j$  — части потенциалов

$$\varphi = \frac{4\pi e}{\varepsilon} u + \Phi, \quad \varphi_j = -\frac{4\pi e}{\varepsilon} u_j + \Phi_j, \quad (2)$$

представляющие электростатические поля в ПД и вне его, индуцируемые с границ пьезополяризованными зарядами,  $\tilde{\nabla}^2 = \partial^2/\partial \tilde{x}^2 + \partial^2/\partial \tilde{y}^2$ ,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

Задаваясь целью построения решения уравнений (1) вида  $\exp i(k_{\parallel} \tilde{x} - \Omega \tilde{t})$ , можно показать с учетом требования ограниченности

величин  $u$ ,  $\Phi$  и  $u_j$ ,  $\Phi_j$  в областях их определения, что

$$\begin{aligned} u_j &= U_j e^{i\xi} e^{ik_{\perp}\tilde{y}} \exp[(-1)^{j+1} s\tilde{y}], \\ u &= e^{i\xi} e^{ik_{\perp}\tilde{y}} (Ve^{-s\tilde{y}} + We^{s\tilde{y}}), \\ \Phi_j &= F_j e^{i\xi} \exp[(-1)^{j+1} k_{\parallel}\tilde{y}], \quad \Phi = e^{i\xi} (Ae^{-k_{\parallel}\tilde{y}} + Be^{k_{\parallel}\tilde{y}}). \end{aligned} \quad (3)$$

В выражениях (3)  $\xi = k_{\parallel}\tilde{x} - \Omega\tilde{t}$  — фаза колебаний электрозвуковой волны вдоль ПД,  $\Omega$  — частота колебаний в системе покоя ПД,  $k_{\parallel}$  и  $k_{\perp}$  — продольная и поперечная составляющие волнового вектора электрозвуковой волны  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{k}_{\perp}$  по отношению к границам ПД. При этом

$$k_{\perp} = \frac{\Omega}{c_t} \frac{\beta}{1 - \beta^2}, \quad s = \frac{1}{1 - \beta^2} \sqrt{k_{\parallel}^2 (1 - \beta^2) - \frac{\Omega^2}{c_t^2}}, \quad (4)$$

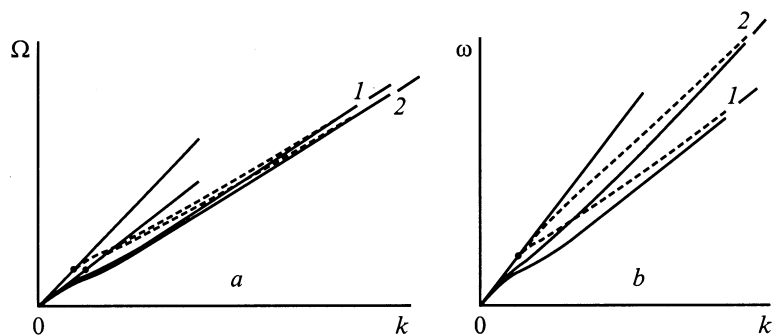
где  $\beta = V_D/c_t$ .

Дополнительную к (4), характерную именно для электрозвуковых волн связь между коэффициентом амплитудного спада  $s$  и продольной составляющей волнового вектора, получим, обращаясь к граничным (при  $\tilde{y} = 0, d$ ) условиям задачи. Они выражают непрерывность сдвиговых смещений, напряжений, потенциалов, нормальных компонент электрической индукции [2,3] и, поскольку не содержат временных производных, не меняют своего вида при переходе в систему покоя ПД. Равенство нулю детерминанта системы, образующейся при подстановке в них выражений (2), (3), приводит в данном случае к уравнению

$$\mathcal{K}^4 \varkappa^2 (1 - e^{-2\varkappa})(1 - e^{-2\sigma}) - 2\mathcal{K}^2 \varkappa \sigma (1 - e^{-\sigma} e^{-\varkappa} \cos k_{\perp} d) + \sigma^2 = 0. \quad (5)$$

Здесь  $\varkappa = k_{\parallel} d$ ,  $\sigma = sd$ ,  $\mathcal{K}^2 = 4\pi e^2 (\varepsilon \lambda^*)^{-1}$  — квадрат коэффициента электромеханической связи,  $\lambda^* = \lambda + 4\pi e^2 / \varepsilon$ ,  $\lambda$  — модуль сдвига.

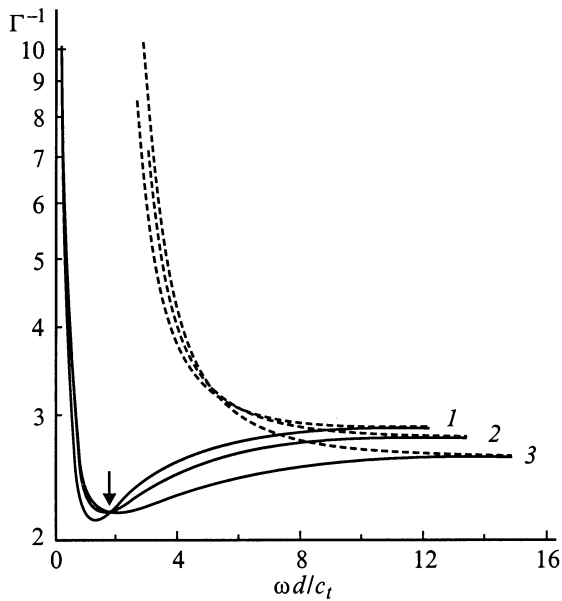
Как и в статическом случае  $\beta = 0$  ( $k_{\perp} = 0$ ) [2], уравнение (5) показывает наличие двух спектральных ветвей (мод) электрозвуковой волны, удерживаемой ПД, — симметричной и антисимметричной, названных так, по аналогии с работой [2], в соответствии с преимущественным характером распределения сдвиговых смещений (3) с поперечной координатой  $\tilde{y}$  вдоль волнового фронта относительно срединной плоскости ПД  $\tilde{y} = d/2$ .



**Рис. 1.** Сравнительная картина спектров мод электрозвуковой волны на статичном (кривые 1) и движущемся (кривые 2) полосовом домене: *a* — в системе покоя полосового домена, *b* — в лабораторной системе отсчета.

Спектральное представление электрозвуковой волны дано для сравнения в системе покоя ПД (рис. 1, *a*) и лабораторной системе отсчета (рис. 1, *b*) сплошными (симметричная мода) и штриховыми (антисимметричная мода) кривыми 1 ( $\beta = 0$ ), 2 ( $\beta \neq 0$ ). Переход из лабораторной системы отсчета в систему покоя ПД подразумевает параметрическое преобразование частоты  $\omega$  согласно соотношению  $\omega = \Omega / (1 - \beta^2)$ , установленному применением преобразования Галилея к выражениям (3). Угловое расхождение низкочастотной асимптоты симметричной моды и указанной на рис. 1 линейными отрезками в продолжении хода соответствующих спектральных ветвей общей высокочастотной асимптоты мод (представляет спектр моды Марфельда–Турнуа электрозвуковой волны на уединенной доменной стенке [4]) намеренно преувеличено. Различия в спектрах мод рис. 1, *a* и *b* следует отнести на счет относительности спектрального описания в различных системах отсчета.

Согласно (3), (4), движение ПД отразится на структуре электрозвуковой волны неколлинеарностью ее волнового вектора  $\mathbf{k}$  к направляющим поверхностям  $\tilde{y} = 0, d$ . Для волн на стационарных (фиксированных) границах такое качество, присущее оттекающим или псевдоповерхностным акустическим волнам [5] и радиационным поляритонным состояниям [6], свидетельствует о потерях энергии волной вследствие излучения в объем подстилающего полупространства или



**Рис. 2.** Частотные зависимости степени делокализации  $\Gamma^{-1} = k/s$  для электрозвуковой волны на полосовом домене в  $\text{BaTiO}_3$  (лабораторная система отсчета): 1 —  $\beta = 0.6$ , 2 —  $\beta = 0.45$ , 3 —  $\beta = 0$ .

прилегающую внешнюю среду. Поэтому поверхностные волны данного вида всегда затухают.

В рассматриваемом здесь случае движущегося ПД электрозвуковая волна может ассоциироваться по формальным признакам с затухающей волной "утечки" только по одну сторону ПД, при  $\tilde{y} > d$ . По другую сторону ПД ( $\tilde{y} < 0$ ) она имеет структуру волны подтекающего вида, что не характерно для известных типов поверхностных волн. В ней, таким образом, присутствует общий энергетический поток с компонентой, направленной в сторону движения ПД и определяющей как раз уровень энергозатрат внешнего источника на трансляционное перемещение сцепленной с ПД пьезополяризационными зарядами электрозвуковой волной.

Подчеркнем вытекающую из спектров мод рис. 1 способность электрозвуковой волны распространяться вдоль переносящего ее ПД

стационарно, не затухая и не усиливаясь:  $k > 0$ ,  $\omega > 0$ ,  $\Omega > 0$ . Частотные зависимости показателя локализации  $\Gamma = s/k$  электрозвуковой волны ПД на рис. 2, рассчитанные для кристалла ВаТiО<sub>3</sub> ( $\mathcal{K}^2 = 0.38$ ), подтверждают при этом ее граничный характер. Исключение составляет жирно выделенная на рис. 1 точка рождения антисимметричной моды, которая лежит на низкочастотной асимптоте  $\Omega = kc_t(1 - \beta^2)$  (рис. 1, *a*) или  $\omega = kc_t$  (рис. 1, *b*), представляющей закон дисперсии сдвиговых волн объемного распространения в монокристалле. В ней антисимметричная мода вырождается в простейшую из форм дискретного пространственного спектра так называемых присоединенных (лучше сказать, "зацепленных") движущимся ПД плоских однородных сдвиговых волн, предсказанных в [7].

На основании рис. 2 заключаем, что граничная локализация колебаний лучше выражена у симметричной моды (сплошные кривые). С ростом  $\beta$  она незначительно ослабевает и для не очень тонких ПД ( $kd > 1$ ) превышает уровень граничной локализации моды Марфельда–Турнуа [4], устанавливаемый высокочастотным асимптотическим пределом. Примечательна возможность практически не зависящей от  $\beta$  и почти максимальной граничной локализации симметричной моды на участке частотных зависимостей  $\Gamma^{-1}(\omega)$ , указанном стрелкой. Здесь длина локализации электрозвуковой волны немногим больше двух длин волн и поэтому на несколько больших расстояниях от ПД, например в три длины волны, электрозвуковая волна будет практически отсутствовать. При поперечных размерах кристалла порядка продольной длины ПД процесс трансляционного переноса электрозвуковой волны в таких условиях может вполне установиться.

Работа выполнена по проекту А 0065 ФЦП "Интеграция".

## Список литературы

- [1] Алексеев А.Н. // Изв. АН Сер. физ. 1993. Т. 57. N 6. С. 92–97.
- [2] Любимов В.Н., Санников Д.Г. // Кристаллография. 1979. Т. 24. N 1. С. 5–10.
- [3] Xingjiao Li // Journ. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 6. P. 2327–2334.
- [4] Maerfeld C., Tournois P. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. N 14. P. 117–118.
- [5] Бирюков С.В., Гуляев Ю.В., Крылов В.В., Плесский В.П. Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М.: Наука, 1991. 416 с.
- [6] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
- [7] Лямшев Л.М., Шевяхов Н.С. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 17. С. 13–16.