

УДК 534.22:537.226.3:548.0

СПЕКТР МОД НЕКОЛЛИНЕАРНЫХ ЭЛЕКТРОЗВУКОВЫХ ГРАНИЧНЫХ ВОЛН В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ С ДВИЖУЩИМСЯ ПОЛОСОВЫМ ДОМЕНОМ

© 2001 г. О. Ю. Ельмешкин, Н. С. Шевяхов

Ульяновское отделение Института радиотехники и электроники РАН
432011 Ульяновск, ул. Гончарова, 48
e-mail: ufire@mv.ru

Поступила в редакцию 12.11.99 г.

В квазистатическом приближении рассмотрены особенности спектра мод электрозвуковых граничных волн, удерживаемых полосовым доменом, равномерно движущимся в сегнетоэлектрике класса 4mm. Установлено, что движение полосового домена обуславливает неколлинеарность волнового вектора электрозвуковой волны по отношению к направляющим границам. Представлены частотные зависимости фазовых скоростей симметричной и антисимметричной мод электрозвуковой волны, а также дано их сравнение в системе покоя полосового домена и лабораторной системе отсчета. На низких и умеренных частотах показана более эффективная локализация симметричной моды электрозвуковых волн движущимся полосовым доменом по сравнению с уединенной доменной стенкой.

Электрозвуковые граничные волны типа волн Гуляева–Блюштейна [1, 2] эффективно удерживаются как одиночными доменными границами [3–5], так и системами параллельных доменных границ (ДГ) сегнетоэлектрических кристаллов [6–8]. Устойчивый интерес к подобным объектам, представляющим при большом числе ДГ периодическую среду (сверхрешетку), связан, отчасти, с тем общим прогрессом, который отмечается в акустике твердотельных слоистых структур [9, 10] благодаря открывшимся возможностям их программного синтеза. Другим побудительным мотивом явилась привлекательная перспектива направленного изменения регулярной доменной структуры сегнетоэлектриков внешним воздействием (электрическое поле, механическое нагружение, нагрев и пр.) в устройствах обработки информации на акустических волнах для управления рабочими характеристиками [11].

Экспериментальные достижения [12] перевели обсуждаемый круг вопросов в практическую плоскость. Однако за исключением работы [13] теоретическое рассмотрение ограничивалось случаями только стационарных (фиксированных) ДГ. Между тем очевидно, что в ходе регулировок-переключений акустодоменных устройств из-за происходящей перестройки доменной структуры сегнетоэлектрика следует, вообще говоря, считаться с перемещениями ДГ. Движение ДГ, например, может явиться результатом “срыва” доменной структуры кристалла в режиме неустойчивого, нештатного функционирования устройства. Для расширения сферы приложений и изыскания дополнительных возможностей обработки сиг-

нальной информации в акустодоменных устройствах еще более интересно рассмотреть движение ДГ как вынужденное, вызванное тем или иным преднамеренным управляющим воздействием.

Настоящая статья продолжает начатое в [13] изучение поведения электрозвуковых граничных волн на движущихся ДГ. Конкретно она посвящена анализу влияния равномерного движения полосового домена (ПД) толщиной $d \gg \Delta$ (Δ – толщина 180-градусных ДГ) на распространение вдоль него в плоскости (001) тетрагонального сегнетоэлектрика класса 4mm электрозвуковых граничных волн. Оценка волноводных качеств движущегося ПД представляется наиболее актуальной потому, что обычно именно он выступает основным элементом регулярной доменной структуры полидоменных сегнетоэлектриков [14]. С другой стороны, в управляемых акустодоменных устройствах предпочтение также отдается кристаллам, содержащим одиночный ПД.

Как и в [13], предположим, что сегнетоэлектрик имеет кристаллографическую установку с осью $4 \parallel z$ – оси лабораторной системы отсчета $xOyz$, но содержит не одну, а две параллельные 180-градусные ДГ весьма малой волновой толщины $k\Delta \ll 1$, k – волновое число электрозвуковой волны. Последние лежат в эквидистантных плоскостях (010) кристалла с координатами $y_1 = V_D t$, $y_2 = V_D t + d$, t – время, образуя ПД, движущийся с постоянной скоростью $V_D \parallel y \parallel [010]$. Термодинамическое состояние кристалла, особенности режима движения ПД и принимаемую бесструктурную геометрическую модель ДГ подчиним ограничениям [13].

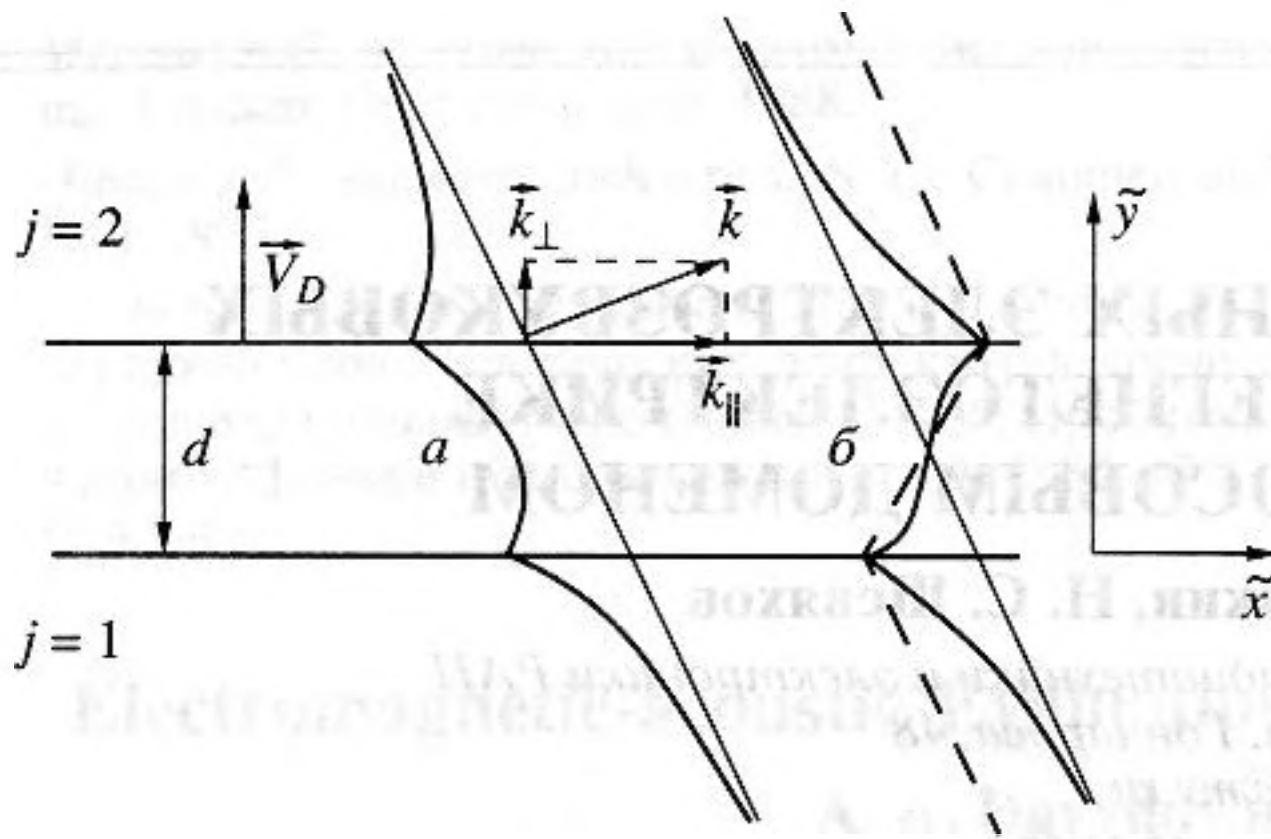


Рис. 1. Система координат, связанная с ПД, и картина распределения сдвиговых смещений вдоль наклонного волнового фронта неколлинеарной электрзвучковой волны: *a* – симметричная мода, *b* – антисимметричная мода.

Уподобляя традиционно (см. [3, 4, 6–8]) сегнетоэлектрик пьезокристаллу, симметричному относительно плоскостей $y = y_{1,2}$, действующий пьезомодуль e_{15} в ПД и за его пределами представим в виде $e_{15} = e$ при $y_1 < y < y_2$, $e_{15} = -e$ при $y < y_1$ и $y > y_2$, где e – пьезомодуль монокристаллического образца. Тогда в квазистатическом приближении с переходом в систему покоя ПД $\tilde{x}0\tilde{y}\tilde{z}$, связанную с лабораторной системой отсчета преобразованием Галилея

$$\tilde{x} = x, \quad \tilde{y} = y - V_D t, \quad \tilde{z} = z, \quad \tilde{t} = t, \quad (1)$$

получим соотношения [3, 6, 7] для сдвиговых смещений $u, u_j \parallel z$ ($j = 1$ при $\tilde{y} < 0$, $j = 2$ при $\tilde{y} > d$) и электрических потенциалов

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

в виде

$$\left[\frac{1}{c_t^2} \left(\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} - V_D \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} \right)^2 - \tilde{\nabla}^2 \right] \begin{pmatrix} u \\ u_j \end{pmatrix} = 0, \quad \tilde{\nabla}^2 \begin{pmatrix} \Phi \\ \Phi_j \end{pmatrix} = 0. \quad (3)$$

Исходные уравнения для вывода этих соотношений получены в работах [3, 6, 7], а также [13].

В выражениях (2), (3) обозначено: $\tilde{\nabla} = \partial^2 / \partial \tilde{x}^2 + \partial^2 / \partial \tilde{y}^2$, Φ и Φ_j – потенциалы электростатических полей рассеяния, индуцируемых с поверхностями ПД в его объем и внешние области пьезополяризованными зарядами, $c_t = (\lambda^* / \rho)^{1/2}$ – скорость сдвиговых волн, $\lambda^* = \lambda + 4\pi e^2 / \varepsilon$, ε – диэлектрическая проницаемость, λ – модуль сдвига, ρ – плотность кристалла.

Стандартные граничные условия [1–8] непрерывности смещений, потенциалов, сдвиговых напряжений и нормальных компонент электрических

индукций не содержат производных по времени и поэтому не меняют вида при переходе в систему покоя ПД. Следует только помнить, что они переносятся на плоскости $\tilde{y}_j = (j-1)d$, $j = 1, 2$. Принимая во внимание равенства (2), выпишем граничные условия следующим образом:

$$(u - u_j)|_{\tilde{y} = \tilde{y}_j} = 0, \quad \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \Phi_j}{\partial \tilde{y}} \right) \Big|_{\tilde{y} = \tilde{y}_j} = 0, \\ \left(\frac{4\pi e}{\varepsilon} u + \Phi \right) \Big|_{\tilde{y} = \tilde{y}_j} = \left(-\frac{4\pi e}{\varepsilon} u_j + \Phi_j \right) \Big|_{\tilde{y} = \tilde{y}_j}, \quad (4)$$

$$\left(\lambda^* \frac{\partial u}{\partial \tilde{y}} + e \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{y}} \right) \Big|_{\tilde{y} = \tilde{y}_j} = \left(\lambda^* \frac{\partial u_j}{\partial \tilde{y}} - e \frac{\partial \Phi_j}{\partial \tilde{y}} \right) \Big|_{\tilde{y} = \tilde{y}_j}.$$

Задавшись целью построить решения уравнений (3) вида $\exp(i(k_{\parallel} \tilde{x} - \Omega \tilde{t}))$, приходим соответственно к следующим уравнениям для характеристических коэффициентов q :

$$(1 - \beta^2)q^2 - i2\frac{\Omega}{c_t}\beta q - \left(k_{\parallel}^2 - \frac{\Omega^2}{c_t^2} \right) = 0, \quad q^2 - k_{\parallel}^2 = 0, \quad (5)$$

где $\beta = V_D / c_t$.

Отсюда вместе с требованием ограниченности величин u, Φ и u_j, Φ_j в областях определения получим

$$u_j = U_j e^{i\xi} e^{ik_{\parallel} \tilde{y}} \exp[(-1)^{j+1} s \tilde{y}], \\ u = e^{i\xi} e^{ik_{\parallel} \tilde{y}} (V e^{-s \tilde{y}} + W e^{s \tilde{y}}), \\ \Phi_j = F_j e^{i\xi} \exp[(-1)^{j+1} k_{\parallel} \tilde{y}], \\ \Phi = e^{i\xi} (A e^{-k_{\parallel} \tilde{y}} + B e^{k_{\parallel} \tilde{y}}). \quad (6)$$

В выражениях (6) $\xi = k_{\parallel} \tilde{x} - \Omega \tilde{t}$ – фаза колебаний электрзвучковой волны, отсчитываемая вдоль ПД, Ω – частота колебаний в системе покоя ПД, k_{\parallel} и k_{\perp} – продольная и поперечная составляющие волнового вектора электрзвучковой волны $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{k}_{\perp}$ (см. рис. 1). При этом с учетом ограничения $\beta < 1$ имеем

$$k_{\perp} = \frac{\Omega \beta}{c_t (1 - \beta^2)}, \quad s = \frac{1}{1 - \beta^2} \sqrt{k_{\parallel}^2 (1 - \beta^2) - \frac{\Omega^2}{c_t^2}}. \quad (7)$$

Дополнительную к равенствам (7) связь между коэффициентом амплитудного спада s и спектральными параметрами k_{\parallel} , k_{\perp} , Ω , характерную

именно для электрозвуковых волн, найдем численным решением трансцендентного уравнения

$$\mathcal{K}^4 \frac{\kappa^2}{\sigma^2} (1 - e^{-2\kappa})(1 - e^{-2\sigma}) - 2\mathcal{K}^2 \frac{\kappa}{\sigma} (1 - e^{-\sigma} e^{-\kappa} \cos k_{\perp} d) + 1 = 0. \quad (8)$$

Оно выражает условие разрешимости системы однородных алгебраических уравнений для амплитуд смещений U_j , V , W и потенциалов F_j , A , B , образующейся при подстановке (6) в (4), и по принятой терминологии [1–6] оно может быть названо дисперсионным соотношением для электрозвуковой волны, удерживаемой движущимся ПД. В (8) обозначено: $\mathcal{K}^2 = 4\pi e^2 (\epsilon \lambda^*)^{-1}$ – квадрат коэффициента электромеханической связи, $\kappa = k_{\parallel} d$, $\sigma = sd$.

Процедура расчета спектра электрозвуковой волны состоит в установлении зависимости $\sigma = \sigma(\kappa)$ на основании (8), где в результате исключения Ω из (7) $k_{\perp} d = [\kappa^2 \beta^2 (1 - \beta^2)^{-1} - \sigma^2]^{1/2}$. Вместе с (7) и связью Ω с частотой волны ω в лабораторной системе отсчета она позволит определить любую из характеристик электрозвуковой волны как в системе покоя ПД, так и лабораторной системе отсчета. Предварим обсуждение численных результатов общим описанием электрозвуковой волны, основанным на анализе выражений (6)–(8).

При $\beta = 0$ ($k_{\perp} = 0$) уравнение (8) упрощается и принимает известный вид [6]

$$\sigma = \kappa \mathcal{K}^2 (1 \pm e^{-\sigma})(1 \mp e^{-\kappa}). \quad (9)$$

Верхние знаки в (9) соответствуют симметричной, а нижние – антисимметричной модам колебаний электрозвуковой волны, названных так по характеру распределения смещений u из (6) по толщине ПД относительно его срединной плоскости $\tilde{y} = d/2$. Вывод о наличии двух мод сохраняет силу и при $\beta \neq 0$ вследствие существования пары корней $(\mathcal{K}^2 \kappa / \sigma)_{1,2}$ биквадратного уравнения (8). Типичная картина профилей смещений u и u_j показана на рис. 1. При этом симметричная мода (а) определяется корнем выражения (8) с большим значением отношения σ/κ и антисимметричная мода (б) – корнем (8) с меньшим значением отношения σ/κ .

Движение ПД отразится на структуре электрозвуковой волны неколлинеарностью волнового вектора \mathbf{k} по отношению к направляющим поверхностям $\tilde{y} = 0, d$. Для волн на стационарных (фиксированных) границах такое качество, присущее оттекающим или псевдоповерхностным акустическим волнам [15], свидетельствует всегда о потерях энергии волной вследствие излучения в объем подстилающего полупространства или в прилегающую внешнюю среду. В случае движущегося ПД электрозвуковая волна может

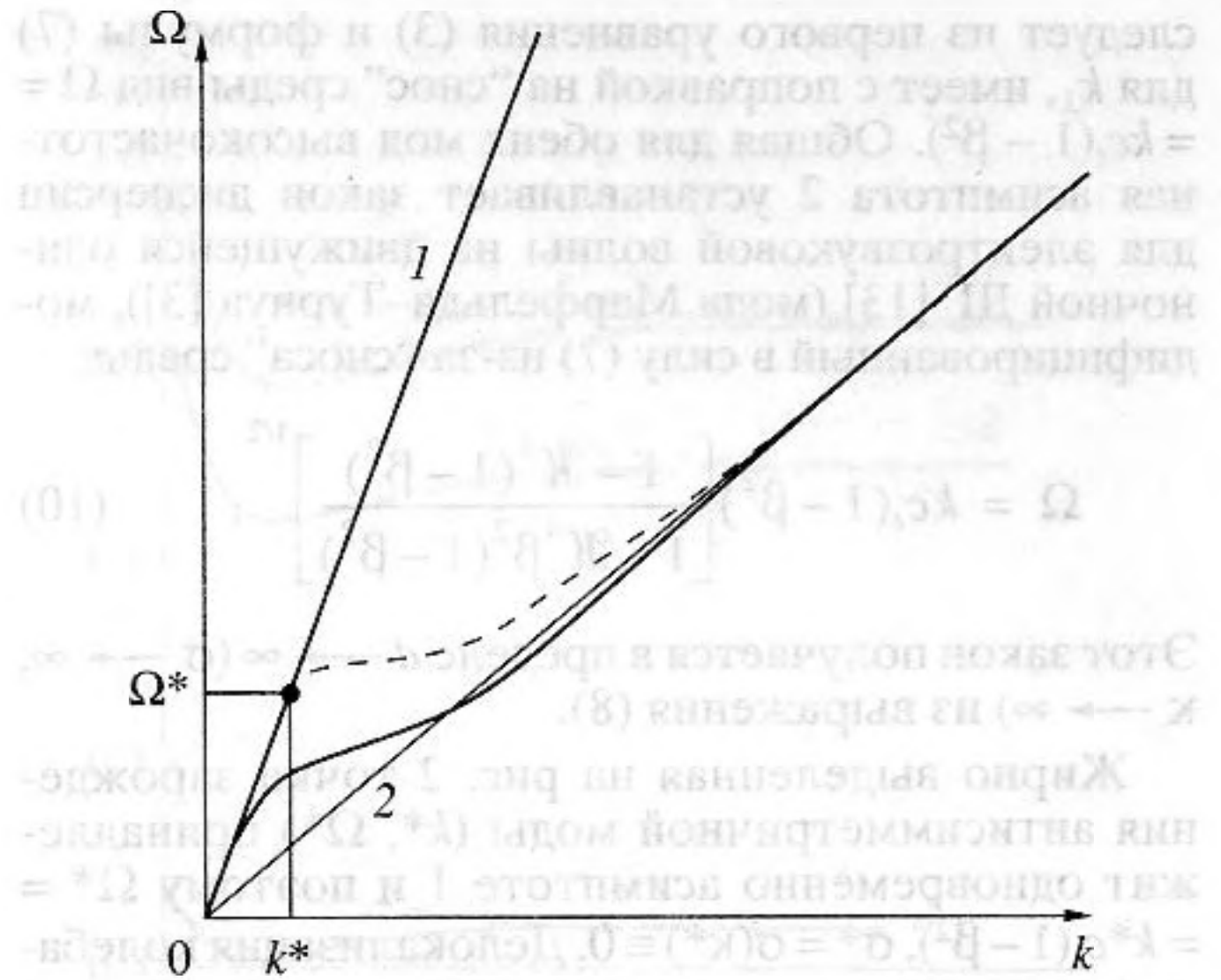


Рис. 2. Общий вид спектра электрозвуковой волны: сплошной линией представлена симметричная мода, штриховой – антисимметричная мода.

ассоциироваться по формальным признакам с затухающей волной утечки только по одну сторону ПД, при $\tilde{y} > d$. По другую его сторону ($\tilde{y} < 0$) она обнаруживает уже нехарактерную для известных типов поверхностных или граничных волн способность подтекать к границам. Таким образом, в ней присутствует общий энергетический поток, как бы пронизывающий ДГ, с компонентой, направленной в сторону движения ПД, что исключает возможность расхода или накопления энергии на удерживающих границах.

Разворот плоскости волнового фронта электрозвуковой волны (рис. 1) в сторону перемещения ПД и образование поперечной компоненты волнового вектора $\mathbf{k}_{\perp} \neq 0$ можно рассматривать как реакцию на “эфирный ветер”. Действительно, с позиции наблюдателя в системе покоя ПД среда из-за “сноса” производит встречный к фактическому перемещению ПД перенос энергии. Для стационарности своего распространения ($k_{\parallel} > 0, k_{\perp} > 0, \Omega > 0$) электрозвуковая волна должна компенсировать его действие поперечной компонентой потока энергии, возникающей при $\mathbf{k}_{\perp} \neq 0$ и характеризующей уровень энергозатрат внешнего источника (присутствует неявно по условиям заданности движения ПД) на перемещение сцепленной с ПД пьезополяризационными зарядами электрозвуковой волны.

Типичная картина спектра мод электрозвуковой волны, удерживаемой ПД, показана на рис. 2. Движение ПД проявится прежде всего в изменении углового наклона асимптот 1, 2. Так, низкочастотная асимптота 1 симметричной моды, выражающая закон дисперсии сдвиговых волн объемного распространения в монодоменном кристалле, как

следует из первого уравнения (3) и формулы (7) для k_{\perp} , имеет с поправкой на "снос" среды вид $\Omega = kc_t(1 - \beta^2)$. Общая для обеих мод высокочастотная асимптота 2 устанавливает закон дисперсии для электрозвуковой волны на движущейся одиночной ДГ [13] (мода Марфельда-Турнуа [3]), модифицированный в силу (7) из-за "сноса" среды:

$$\Omega = kc_t(1 - \beta^2) \left[\frac{1 - \mathcal{K}^4(1 - \beta^2)}{1 - \mathcal{K}^4\beta^2(1 - \beta^2)} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Этот закон получается в пределе $d \rightarrow \infty$ ($\sigma \rightarrow \infty$, $\kappa \rightarrow \infty$) из выражения (8).

Жирно выделенная на рис. 2 точка зарождения антисимметричной моды (k^* , Ω^*) принадлежит одновременно асимптоте 1 и поэтому $\Omega^* = k^*c_t(1 - \beta^2)$, $\sigma^* = \sigma(\kappa^*) \equiv 0$. Делокализация колебаний сдвиговых смещений u_j из (6) свидетельствует здесь о вырождении антисимметричной моды в простейшую и, как выясняется в связи с обнаруженной в [16] ошибкой, единственно возможную из форм дискретного пространственного спектра так называемых присоединенных (лучше сказать, "зацепленных") ПД плоских однородных сдвиговых волн. В самом ПД поле сдвиговых смещений u , вследствие кратности корней первого из характеристических уравнений (5) при $\Omega = \Omega^*$ и $k = k^*$, будет содержать в круглых скобках выражения (6) уже не комбинацию экспонент, а линейную функцию \tilde{y} . Соответствующий контур распределения сдвиговых смещений антисимметричной моды показан на рис. 1 штриховой ломаной линией.

В точке (k^* , Ω^*) согласно (7) $k_{\perp} = k_{\parallel}\beta(1 - \beta^2)^{-1/2}$, $k^* = k_{\parallel}(1 - \beta^2)^{-1/2}$ и с заменой в (8) $e^{-\sigma} \approx 1 - \sigma$, $e^{-2\sigma} \approx 1 - 2\sigma$ в пределе при $\sigma \rightarrow 0$ получим

$$\begin{aligned} \mathcal{K}^2(1 - \beta^2)^{1/2} k^* d [1 - e^{-2(1 - \beta^2)^{1/2} k^* d}] = \\ = 1 - e^{-(1 - \beta^2)^{1/2} k^* d} \cos(\beta k^* d). \end{aligned} \quad (11)$$

Расчетом установлено, что в силу собственного сегнетоэлектрикам вдали от фазового перехода ограничения $\mathcal{K}^2 < 0.5$ для корней уравнения (11) почти всегда выполняется условие $k^*d > 2$. Если же $\mathcal{K}^2 \ll 1$ и $\beta \ll 1$, то с хорошей точностью из (11) следует приближенное равенство $k^*d \approx 1/\mathcal{K}^2$. При $\beta \rightarrow 1$ и фиксированном \mathcal{K}^2 происходит неограниченный рост k^*d . Этот же результат имеет место в [6], если $\mathcal{K}^2 \rightarrow 0$. Исчезновение антисимметричной моды предстает, таким образом, следствием отсутствия ($\mathcal{K}^2 = 0$) или прекращения ($\mathcal{K}^2 \neq 0$, $\beta \rightarrow 1$) акустодоменного взаимодействия. Последнее объясняется тем, что при $\beta \rightarrow 1$ из-за слияния асимптот 1, 2 спектра мод (рис. 2) электрозвуковая волна вырождается в волну, распространяющуюся в объеме кристалла с частотой $\Omega = kc_t(1 - \beta^2) \rightarrow 0$ и компонентами волнового

вектора $k_{\parallel} = k(1 - \beta^2)^{1/2} \rightarrow 0$, $k_{\perp} = k\beta \rightarrow k$. Это следует из выражения (7) в соответствии с условием $s = 0$. Такая волна, благодаря параллельности плоскости волнового фронта доменным стенкам ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{V}_D$), не способна породить на них пьезополяризационные заряды¹ и фактически расцеплена с ПД.

Строго говоря, решение (6) при $\beta \rightarrow 1$ ($\Omega \rightarrow 0$, $s \rightarrow 0$, $k_{\parallel} \rightarrow 0$) описывает не распространяющуюся волну, а статическое поле сдвиговых смещений во всем безграничном кристалле $u_0 = U \exp i k_{\perp} \tilde{y}$, где U — любая из амплитуд U_j или $V + W$. Однако переходом в лабораторную систему отсчета нетрудно показать, что рассматриваемое решение действительно имеет вид плоской однородной сдвиговой волны $u_0 = U \exp i(k_{\perp} y - \omega t)$ с частотой $\omega = k_{\perp} V_D$. Фазовая ее скорость $v = \omega/k_{\perp} = V_D$ очевидно совпадает с c_t по условию предельного перехода $\beta \rightarrow 1$.

При произвольном $\beta < 1$ из сопоставления выражений (6) в различных системах отсчета следует, в соответствии с (1), закон преобразования спектра мод электрозвуковой волны

$$\omega = \Omega + \mathbf{kV}_D. \quad (12)$$

Отсюда на основании формулы (7) для k_{\perp} можно установить связь

$$\omega = \frac{\Omega}{1 - \beta^2}, \quad (13)$$

которая показывает положительный частотный сдвиг $\omega - \Omega > 0$ независимо от расположения приемника колебаний относительно движущегося ПД. Это объясняется тем, что в задачах на собственное волновое движение источник колебаний не определяется явным образом и его роль если и может быть отведена, то не ПД, а самой электрозвуковой волне. Присутствуя во всех точках пространства, она, сцепляясь с ПД, одинаковым образом вовлекает среду повсюду в движение по оси y и производит одинаковое воздействие на приемник колебаний² как надвигающийся источник.

С учетом (13) асимптота 1 рис. 2 принимает в лабораторной системе отсчета вид $\omega = kc_t$, и уже не меняет углового наклона при изменении β . В противоположность этому из формулы (10) несложно установить факт уменьшения углового наклона асимптоты 2 в пределе $\beta \rightarrow 1$, вплоть до ее пол-

¹ Согласно (6) при $\beta \rightarrow 1$ ($\Omega \rightarrow 0$, $k_{\parallel} \rightarrow 0$) имеем Φ , $\Phi_j = \text{const}$, что выражает факт отсутствия пьезополяризационных зарядов на границах ПД.

² Единственное, вытекающее из факта локализуемости колебаний электрозвуковой волны границами ПД различие состоит в том, что при нахождении приемника в области $\tilde{y} > d$ он будет регистрировать нарастающие из-за приближения ПД колебания, а при нахождении его в области $\tilde{y} < 0$ — ослабляющиеся (уносимые ПД) колебания.

ного слияния с асимптотой 1. Поэтому при внешнем сходстве спектра мод электрозвуковой волны в лабораторной системе отсчета $\omega = \omega(k)$ с рис. 2 его преобразование под влиянием движения ПД протекает качественно иным способом. Различия в изменениях спектров мод в связи с выбором системы отсчета выражают относительность спектрального представления волновых полей (6) ввиду связи (13). Особенно хорошо это видно на частотных зависимостях фазовых скоростей мод $v(\Omega) = \Omega/k$ (система покоя ПД; рис. 3) и $v(\omega) = \omega/k$ (лабораторная система отсчета; рис. 4), полученных для кристалла ВаТiО₃. В расчетах учитывалось вытекающее из формулы (7) для s равенство

$$kd = \left[\frac{\kappa^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 \sigma^2(\kappa) \right]^{1/2}. \quad (14)$$

Принимая во внимание выражения (13), (14), а также первую из формул (7), зависимостям $v(\Omega)$, $v(\omega)$ можно придать параметрический вид

$$v(\omega) = \frac{v(\Omega)}{1 - \beta^2} \equiv c_t \left[\frac{\kappa^2 - \sigma^2(\kappa)(1 - \beta^2)}{\kappa^2 - \sigma^2(\kappa)\beta^2(1 - \beta^2)} \right]^{1/2}, \quad (15)$$

$$\omega = \frac{c_t}{d} \left[\frac{\kappa^2}{1 - \beta^2} - \sigma^2(\kappa) \right]^{1/2},$$

с параметром κ и величиной $\sigma = \sigma(\kappa)$, определяемой в ходе численного решения уравнения (8).

Из рис. 3, 4, а также из результатов совместного рассмотрения уравнений (8), (15) следует, что независимо от выбора системы отсчета электрозвуковая волна на движущемся ПД сохраняет присущее всем граничным (поверхностным) волнам свойство замедленности распространения: $v \leq c_t$. В системе покоя ПД (рис. 3) данное качество электрозвуковой волны подчеркивается с ростом β из-за невосприятия наблюдателем ее поперечного переноса. В пределе $\beta \rightarrow 1$, когда продольное распространение прекращается, она выглядит полностью заторможенной ($v \rightarrow 0$). В лабораторной системе отсчета (рис. 4), напротив, замедление электрозвуковой волны под влиянием движения ПД полностью исчезает при $\beta \rightarrow 1$ ($v \rightarrow c_t$; см. прямую 4 на рис. 4). Это происходит в результате как продольного распространения, так и поперечного переноса. Поэтому при $\beta \rightarrow 1$, несмотря на прекращение продольного распространения, остается возможность поперечного волнового движения, когда ввиду упомянутого выше расщепления электрозвуковой волны с ПД происходит ее вырождение в плоскую однородную волну.

Ввиду частотной дисперсии мод, наряду с фазовыми скоростями целесообразно рассмотреть групповые скорости $V_{g\Omega} = \partial\Omega/\partial k$ ($k = k(\Omega)$ в системе покоя ПД), $V_{g\omega} = \partial\omega/\partial k$ ($k = k(\omega)$ в лаборатор-

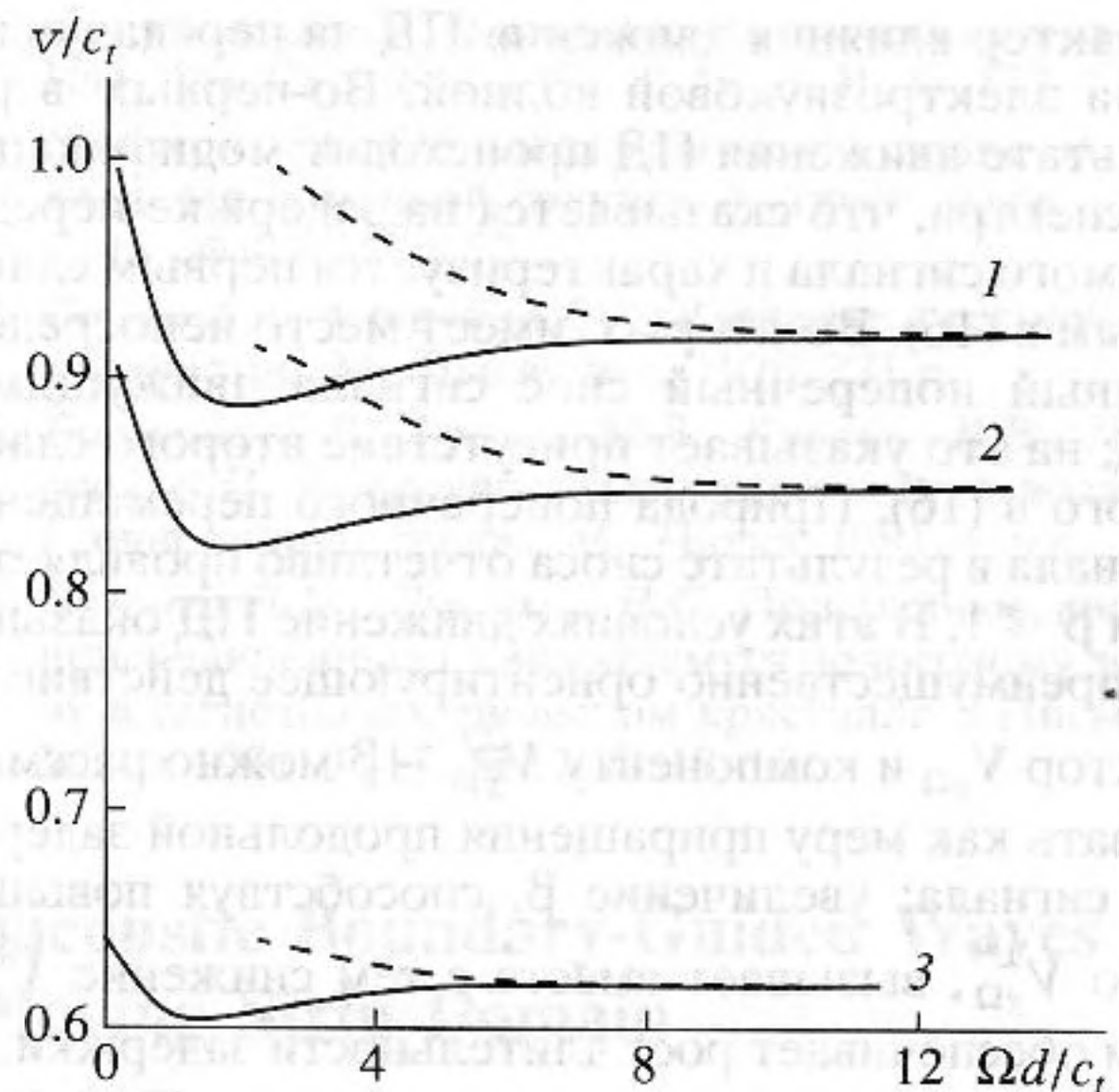


Рис. 3. Частотные зависимости фазовой скорости электрозвуковой волны, удерживаемой ПД в ВаТiО₃ ($\mathcal{K}^2 = 0.38$), в системе покоя ПД при $\beta = 0$ (1), 0.3 (2), 0.6 (3). Сплошными линиями представлена симметричная мода, штриховыми – антисимметричная мода.

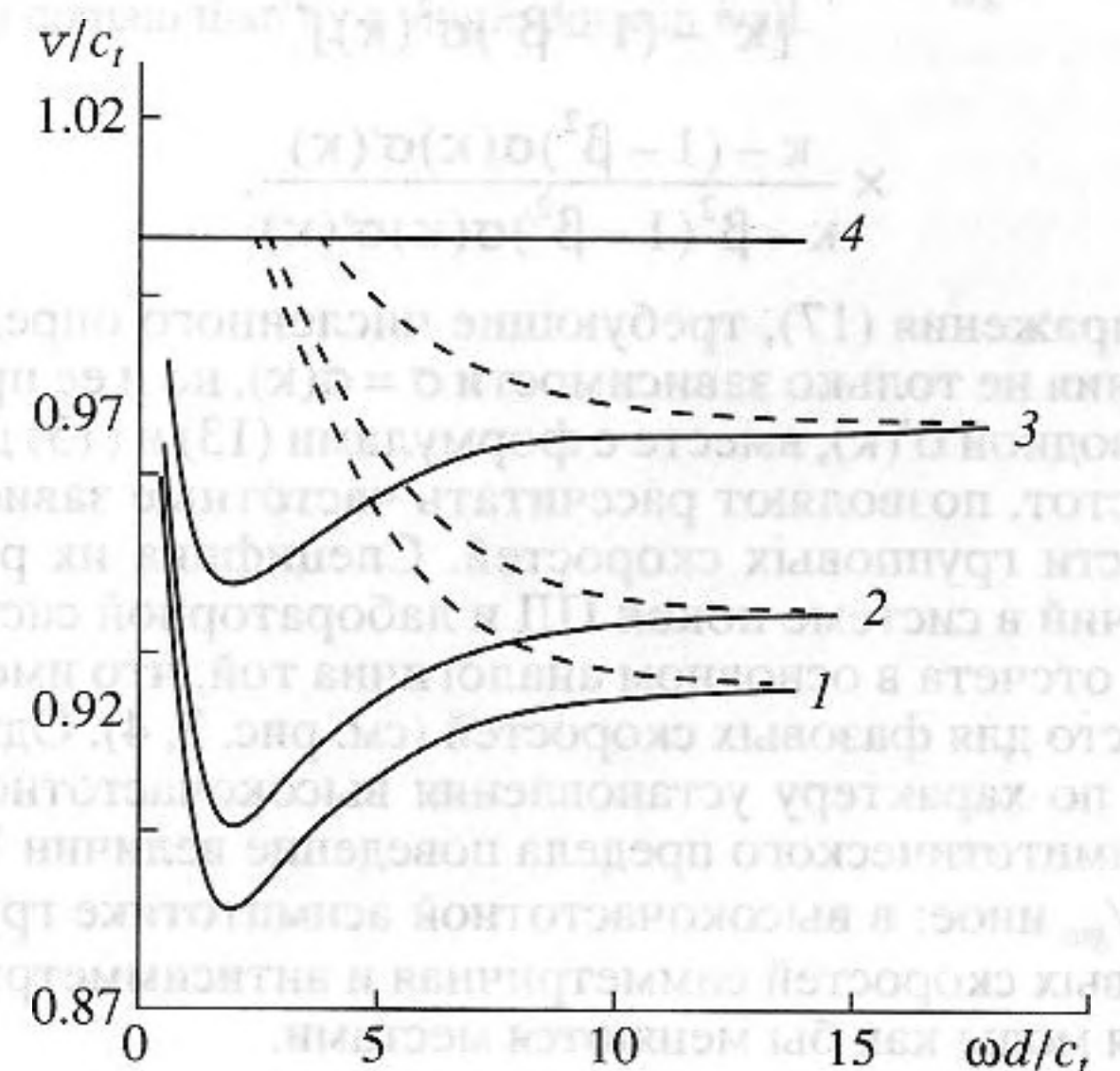


Рис. 4. Частотные зависимости фазовой скорости электрозвуковой волны, удерживаемой ПД в ВаТiО₃ ($\mathcal{K}^2 = 0.38$), в лабораторной системе отсчета при $\beta = 0$ (1), 0.3 (2), 0.6 (3), 1 (4). Сплошными линиями представлена симметричная мода, штриховыми – антисимметричная мода.

ной системе отсчета). Связь между ними на основании (12) дается соотношением

$$V_{g\omega} = V_{g\Omega} + V_D, \quad (16)$$

в котором легко угадывается галилеевский закон сложения скоростей. Отсюда вытекает двойкий

характер влияния движения ПД на передачу сигнала электрозвуковой волной. Во-первых, в результате движения ПД происходит модификация ее спектра, что сказывается на задержке передаваемого сигнала и характеризуется первым слагаемым в (16). Во-вторых, имеет место непосредственный поперечный снос сигнала движущимся ПД; на это указывает присутствие второго слагаемого в (16). Природа поперечного перемещения сигнала в результате сноса отчетливо проявляется при $\beta \ll 1$. В этих условиях движение ПД оказывает преимущественно ориентирующее действие на вектор $V_{g\Omega}$ и компоненту $V_{g\Omega}^\perp \sim \beta$ можно рассматривать как меру приращения продольной задержки сигнала: увеличение β , способствуя повышению $V_{g\Omega}^\perp$, вызывает вместе с тем снижение $V_{g\Omega}^\parallel$, чем обеспечивает рост длительности задержки.

Величины $V_{g\Omega}$ и $V_{g\omega}$ с учетом равенства (14) и представления частот (13), (15) могут быть приведены к виду

$$V_{g\Omega} = V_{g\omega}(1 - \beta^2),$$

$$V_{g\omega} = c_t \frac{[\kappa^2 - \beta^2(1 - \beta^2)\sigma^2(\kappa)]^{1/2}}{[\kappa^2 - (1 - \beta^2)\sigma^2(\kappa)]^{1/2}} \times$$

$$\times \frac{\kappa - (1 - \beta^2)\sigma(\kappa)\sigma'(\kappa)}{\kappa - \beta^2(1 - \beta^2)\sigma(\kappa)\sigma'(\kappa)}. \quad (17)$$

Выражения (17), требующие численного определения не только зависимости $\sigma = \sigma(\kappa)$, но и ее производной $\sigma'(\kappa)$, вместе с формулами (13) и (15) для частот, позволяют рассчитать частотные зависимости групповых скоростей. Специфика их различий в системе покоя ПД и лабораторной системе отсчета в основном аналогична той, что имеет место для фазовых скоростей (см. рис. 3, 4). Однако по характеру установления высокочастотного асимптотического предела поведение величин $V_{g\Omega}$ и $V_{g\omega}$ иное: в высокочастотной асимптотике групповых скоростей симметричная и антисимметричная моды как бы меняются местами.

В силу конечности размеров реальных кристаллов для установления возможности использования эффекта трансляционного переноса электрозвуковой волны движущимся ПД имеет значение оценка степени ее граничной локализации $\Gamma = s/k$, задаваемой отношением длины волны к масштабу (длине) граничной локализации моды $\Lambda = 2\pi/s$ за пределами ПД. В нашем случае $\Gamma = \sigma(\kappa)/kd$. Тогда, принимая во внимание (14), получим

$$\Gamma = \frac{\sigma(\kappa)(1 - \beta^2)^{1/2}}{[\kappa^2 - \beta^2(1 - \beta^2)\sigma^2(\kappa)]^{1/2}}. \quad (18)$$

Данное выражение – инвариант преобразования (1), что позволяет ограничиться рассмотрением

величины Γ в любой из систем отсчета. Так, рассматривая (18) совместно с (15) для ω можно получить параметрическое представление зависимости $\Gamma(\omega)$ в лабораторной системе отсчета. Переход к $\Gamma(\Omega)$ достигается доплеровским масштабированием частоты.

Расчеты показывают, что движение ПД вызывает некоторое снижение коэффициента локализации электрозвуковой волны, которое более заметно на низких частотах у антисимметричной моды. Для симметричной моды установлено наличие частоты максимума локализации электрозвуковой волны ПД, практически не меняющейся в лабораторной системе отсчета с ростом β . При этом длина локализации оказывается немногим больше двух длин волн, и на расстояниях от ПД, например, в три длины волны, электрозвуковая волна в симметричной моде будет практически отсутствовать. Для такого и большего удаления ПД от внешних границ кристалла реально говорить об автономном распространении электрозвуковой волны и осуществимости режима ее трансляционного переноса движущимся ПД. Любопытно, что в рассматриваемых условиях локализуемость колебаний симметричной моды электрозвуковой волны ПД всегда выше чем у одиночной движущейся ДГ.

Работа выполнена при поддержке авторов в рамках Проекта А 0066 ФЦП “Интеграция”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bleustein J.L. A new surface wave in piezoelectric materials // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. № 12. P. 412–413.
2. Гуляев Ю.В. Поверхностные электрозвуковые волны в твердых телах // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. № 1. С. 63–65.
3. Maerfeld C., Tournois P. Pure shear elastic surface wave guided by the interface of two semi-infinite media // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. № 14. P. 117–118.
4. Peuzin J.C. Onde piezoelectrique de paroi dans un crystal ferroelectrique // Solid State Commun. 1971. V. 9. № 19. P. 1639–1641.
5. Кессених Г.Г., Любимов В.Н., Санников Д.Г. Поверхностные упруго-поляризационные волны на доменных границах в сегнетоэлектриках // Кристаллография. 1972. Т. 17. № 3. С. 591–594.
6. Любимов В.Н., Санников Д.Г. Поверхностные акустические волны на доменных границах в сегнетоэлектриках типа титаната бария // Кристаллография. 1979. Т. 24. № 1. С. 5–10.
7. Xingjiao Li. Analysis of the field of the ferroelectric domain layer mode // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. № 6. P. 2327–2334.
8. Xingjiao Li, Yibing Li, Yiwu Lei, Cross L.E. The ferroelectric domain layer interface wave in multiple domain layered structure // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. № 1. P. 3209–3214.

9. *Stewart J.T., Yong Y.K.* Exact analysis of the propagation of acoustic waves in multilayered anisotropic piezoelectric plates // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. and Freq. Contr.* 1994. V. 41. № 3. P. 375–390.
10. *Kato H.* Acoustic SH – phonons in a superlattice with (111) interfaces // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. V. 101. № 3. P. 1380–1387.
11. *Алексеев А.Н.* Акустодоменные взаимодействия в монокристаллах молибдата гадолиния и перспективы их технических применений // *Изв. АН. Сер. физ.* 1993. Т. 57. № 6. С. 92–97.
12. *Алексеев А.Н.* Исследования акустодоменного взаимодействия в монокристаллах молибдата гадолиния методом визуализации акустических полей // *Изв. АН. Сер. физ.* 1992. Т. 56. № 10. С. 172–177.
13. *Шевяхов Н.С.* Об электрозвуковой волне на движущейся доменной границе // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 4. С. 570–571.
14. *Сонин А.С., Струков Б.А.* Введение в сегнетоэлектричество. М.: Высш. шк., 1970. 271 с.
15. *Бирюков С.В., Гуляев Ю.В., Крылов В.В., Плещинский В.П.* Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М.: Наука, 1991. 416 с.
16. *Лямшев Л.М., Шевяхов Н.С.* Поперечные волны, присоединенные к движущемуся полосовому домену в сегнетоэлектрическом кристалле // *Письма в ЖТФ.* 1991. Т. 17. № 17. С. 13–16.

Mode Spectrum of Noncollinear Electroacoustic Boundary-Guided Waves in a Ferroelectric with a Moving Strip Domain

O. Yu. El'meshkin and N. S. Shevyakhov

The mode spectrum of electroacoustic boundary waves guided by a strip domain uniformly moving in a 4mm ferroelectric is considered in the quasi-static approximation. The motion of the strip domain is found to cause the wave vector of the electroacoustic wave to be noncollinear with the guiding boundaries. The frequency dependences of the phase velocity are presented for the symmetric and antisymmetric modes of the electroacoustic wave. These dependences are compared in the reference system fixed to the strip domain and in the laboratory reference system. It is shown that, at low and moderate frequencies, the symmetric mode of the electroacoustic wave is more efficiently localized by a moving strip domain than by a single domain wall.