

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 538.245

ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ В ЩЕЛЕВОЙ СТРУКТУРЕ ДВУХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКОВ

© 2024 г. М. С. Афанасьев, Е. А. Вилков*, О. А. Бышевский-Конопко, Г. В. Чучева

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: e-vilkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.07.2023 г.

После доработки 25.07.2023 г.

Принята к публикации 27.08.2023 г.

Рассмотрены дисперсионные свойства электроакустических волн в щелевой структуре двух разных пьезоэлектриков. Показано, что в рассмотренной структуре PbTiO_3 — вакуумный зазор — BaTiO_3 при наличии разности скоростей сдвиговых волн в пьезоэлектриках отсутствуют чисто симметричные и антисимметричные моды, а коэффициенты граничной локализации сдвиговой волны будут значительно отличаться.

Ключевые слова: пьезоэлектрики, электроакустические волны, щелевой зазор, скорость сдвиговых волн

DOI: 10.31857/S0033849424040128, EDN: JRBQNHU

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время акустические волны находят широкое применение в различных устройствах. Мониторинг состояния конструкций и неразрушающий контроль [1], манипулирование небольшими объектами [2, 3], микроэлектромеханические системы (МЭМС) [4] — это только малая часть практического применения акустических волн. Связь акустической и электрической подсистем в пьезоэлектриках открывает дополнительный канал управления спектральными свойствами акустических волн [5–7].

В данной работе рассмотрены сдвиговые волны в щелевой структуре двух разных пьезоэлектриков $\text{BaTiO}_3/\text{PbTiO}_3$ класса $4mm$ ($6mm$, ∞m). Электроакустические щелевые моды ранее исследовались как теоретически [8–11], так и экспериментально [5, 12–15]. Волны этого типа могут оказаться практически полезными для разработки датчиков по измерению параметров материалов, жидкостей или для детектирования микроорганизмов и коронавирусов [12–19]. Впервые волны такого типа в щелевой структуре двух одинаковых пьезоэлектриков были теоретически рассмотрены в работах [8–11]. В работе [11] был сделан учет разности материальных свойств и срезов пьезоэлектриков, однако не было показано, какой материальный параметр пьезоэлектриков определяет отсутствие чистого симметричного и антисимметричного поля в зазоре.

Цель данной работы — изучить влияние разности материальных свойств пьезоэлектриков на спектральные свойства щелевых электроакустических волн. В частности, выяснить какой материальный параметр пьезоэлектриков определяет отсутствие чистого симметричного и антисимметричного поля в зазоре.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В геометрии задачи, представленной на рис. 1, принято, что оба кристалла принадлежат к общему классу симметрии $4mm$ с одинаковой ориентацией кристаллографических осей четвертого порядка перпендикулярно плоскости рисунка. Два

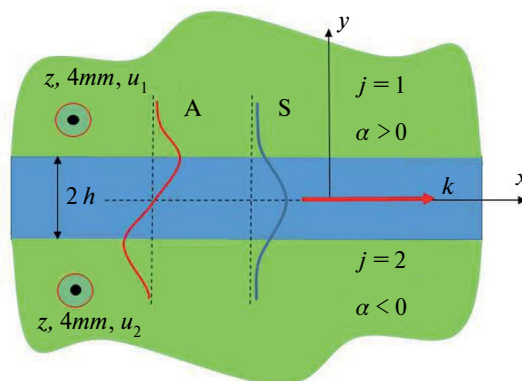


Рис. 1. Схема задачи: А — антисимметричная, S — симметричная моды.

кристалла отличаются по физическим параметрам. Как будет показано далее, существование чисто симметричных и антисимметричных мод возможно при равенстве скоростей сдвиговых смещений в пьезоэлектриках.

В акустоэлектронике [5] в качестве независимых величин, определяющих состояние пьезоактивной среды, обычно выбирают упругую деформацию, задаваемую тензором деформации:

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right), \quad (1)$$

и напряженность электрического поля E_j . Если процесс деформирования протекает адиабатически, то уравнения состояния принимают вид [20]

$$\begin{aligned} T_{ik} &= c_{iklm} u_{lm} - e_{jik} E_j \\ D_p &= \varepsilon_{pq} E_q + 4\pi e_{prm} u_{rm} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь T_{ik} — тензор механических напряжений, который, как и тензор деформации u_{ik} из соотношения (1), представляет собой симметрический тензор второго ранга; c_{iklm} , e_{jik} и ε_{pq} — тензоры упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических модулей кристалла соответственно. В уравнениях (2), где величина D_p представляет собой вектор электрической индукции, по повторяющимся тензорным индексам подразумевается суммирование. Исходными являются уравнения движения кристалла —

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \quad (3)$$

и уравнения Максвелла в квазистатической форме —

$$E_i = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_i}, \quad \frac{\partial D_k}{\partial x_k} = 0. \quad (4)$$

Здесь дифференциальный оператор $\partial/\partial x_i$ рассматривается как вектор, Φ — электрический потенциал, ρ — плотность кристалла.

Для совместного рассмотрения уравнений (1)–(4) конкретизируем тип симметрии кристалла и геометрию распространения акустических волн. Примем, что сегнетоэлектрик класса $4mm$ имеет такую кристаллографическую установку, что ось симметрии четвертого порядка параллельна оси z , где z — ось лабораторной системы отсчета $x_0 y_0 z_0$. Для данного типа симметрии кристалла и для случая распространения акустических волн перпендикулярно оси симметрии кристалла высшего порядка решение уравнений (1)–(4) не будет зависеть от координаты z и система уравнений (1)–(4) распадается на две независимые системы уравнений. Первая система

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + c_{12} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y}, \\ \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + c_{12} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \end{aligned} \quad (5)$$

описывает волны вертикальной поляризации: $\mathbf{u} \perp \mathbf{z}$. Вторая система

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= c_{44} \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right) + e_{15} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right), \\ 4\pi e_{15} \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right) &= \varepsilon_1 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

описывает волны горизонтальной поляризации: $\mathbf{u} \parallel \mathbf{z}$.

Волны горизонтальной и вертикальной поляризации не взаимодействуют между собой. При этом упругие смещения в волнах вертикальной поляризации не сопровождаются электрическим полем, и кристалл по отношению к ним ведет себя как обычная упругая среда без пьезоэффекта. Из-за отсутствия акустофононного взаимодействия волны вертикальной поляризации не представляют интереса и в дальнейшем не рассматриваются. Волны горизонтальной поляризации со смещениями частиц по оси z пьезоактивны, их сопровождает электрическое поле в плоскости распространения. Уравнениям (6) можно придать вид

$$\left[\frac{1}{c_{44}^{(j)*}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right] u_j = 0, \quad \nabla^2 \Phi_j = 0. \quad (7)$$

В уравнениях (7) $c_{44}^{(j)*} = c_{44} + 4\pi e_{15}^2 / \varepsilon_1$, $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$, Φ_j — часть полного потенциала Φ_j в кристалле номера j :

$$\Phi_j = -\frac{4\pi e_{15}^{(j)}}{\varepsilon_1} u_j + \Phi_j, \quad (8)$$

соответствующего электрическому полю, индуцируемому с доменных границ пьезополяризационными зарядами [20].

Очевидно, что исходные уравнения будут одинаковы в лабораторной системе отсчета $x_0 y_0 z_0$ для нижнего ($y < -h$) и верхнего ($y > h$) кристаллов. Учитывая горизонтальную поляризацию электроакустических волн, в силу различия материальных параметров кристаллов в соответствии с выражениями (7), (8) напомним

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} &= \left(v_t^{(1)} \right)^2 \nabla^2 u_1, \quad \nabla^2 \Phi_1 = 0, \\ \Phi_1 &= \frac{4\pi e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} u_1 + \Phi_1, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} &= \left(v_t^{(2)} \right)^2 \nabla^2 u_2, \quad \nabla^2 \Phi_2 = 0, \\ \Phi_2 &= \frac{4\pi e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} u_2 + \Phi_2. \end{aligned}$$

Здесь

$$v_t^{(j)} = \left[\left(c_{44}^{(j)} + \frac{4\pi(e_{15}^{(j)})^2}{\varepsilon_j} \right) \rho_j^{-1} \right]^{1/2}$$

— скорость сдвиговых волн горизонтальной поляризации в j -м пьезокристалле с модулем упругости $c_{44}^{(j)}$, пьезомодулем $e_{15}^{(j)}$, диэлектрической проницаемостью ε_j и плотностью ρ_j . Уравнения (9) следует решать совместно с уравнением Лапласа

$$\nabla^2 \Phi_0 = 0 \quad (10)$$

для потенциала Φ_0 электрического поля, возникающего в зазоре ($|y| < h$, $2h$ — толщина зазора) между кристаллами. Кроме того, на нематаллизированных границах кристаллов $y = \pm h$ должны соблюдаться требования непрерывности потенциалов и нормальных составляющих D_y векторов электрической индукции, а также отсутствия сдвиговых напряжений T_{yz} .

Из уравнений пьезоэффекта (2) в случае сдвиговых волн с поляризацией смещений по оси симметрии высшего порядка имеем для кристаллов класса 4mm следующие выражения:

$$D_y = 4\pi e_{15} \frac{\partial u}{\partial y} - \varepsilon \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad T_{yz} = e_{15} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (11)$$

Они не содержат производных по времени и поэтому справедливы в любых инерциальных системах отсчета — следовательно, пригодны для представления нормальных составляющих электрической индукции и сдвигового напряжения в лабораторной системе отсчета для обоих кристаллов.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

Выражения (11), необходимые для формулировки граничных условий, можно несколько изменить. Для этого воспользуемся последним из равенств (7). После несложных преобразований получим

$$D_y = -\varepsilon \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad T_{yz} = c_{44}^* \frac{\partial u}{\partial y} + e_{15} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (12)$$

Теперь с учетом равенств (12), где уже требуется индексировать параметры и поля номером $j = 1, 2$ кристалла, упомянутые выше граничные условия можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \left(\frac{4\pi e_{15}^{(j)}}{\varepsilon_j} u_j + \Phi_j \right) \Big|_{y=(-1)^{j+1}h} &= \Phi_0 \Big|_{y=(-1)^{j+1}h}, \\ \left(\varepsilon_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right) \Big|_{y=(-1)^{j+1}h} &= \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \Big|_{y=(-1)^{j+1}h}, \\ \left[c_{44}^{(j)*} \frac{\partial u_j}{\partial y} + \left(e_{15}^{(j)} \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right) \right] \Big|_{y=(-1)^{j+1}h} &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

В выражениях (14), как и в предыдущих разделах, верхней звездочкой помечены пьезоэлектрически ужесточенные модули сдвига кристаллов:

$$c_{44}^{(j)*} = c_{44}^{(j)} + \frac{4\pi(e_{15}^{(j)})^2}{\varepsilon_j}.$$

Решение уравнений (9) ищем в виде волн, распространяющихся вдоль границ структуры $y = \pm h$. Примем, что u_j , Φ_j и $\Phi_0 \sim \exp[i(kx - \omega t)]$, где k — волновое число, ω — циклическая частота щелевой электроакустической волны в лабораторной системе отсчета. С учетом требования ограниченности сдвиговых смещений и потенциалов электрических полей кристаллов на основании (9) получим

$$\begin{aligned} u_1 &= U_1 \exp(i\varphi) \exp(-s_1 y), \\ \Phi_1 &= F_1 \exp(i\varphi) \exp(-ky), \\ u_2 &= U_2 \exp(i\varphi) \exp(s_2 y), \\ \Phi_2 &= F_2 \exp(i\varphi) \exp(ky), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\Phi_0 = \exp(i\varphi) [A \exp(ky) + B \exp(-ky)],$$

$$\varphi = kx - \omega t.$$

Величины $s_{1,2}$ определяются равенствами

$$s_1 = \left[k^2 - \left(\frac{\omega}{v_t^{(1)}} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad s_2 = \left[k^2 - \left(\frac{\omega}{v_t^{(2)}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (15)$$

и имеют смысл коэффициентов амплитудного спада сдвиговых смещений с удалением от границы соответствующего кристалла. Выражения (15) получены из уравнений (9) подстановкой в них соотношений (14).

Подстановка выражений (14) в граничные условия (13) приводит к следующей системе шести однородных алгебраических уравнений относительно амплитуд U_1 , U_2 , F_1 , F_2 , A и B :

$$\begin{aligned} \frac{4\pi e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \tilde{U}_1 + \tilde{F}_1 &= A \exp(\xi) + B \exp(-\xi), \\ \frac{4\pi e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \tilde{U}_2 + \tilde{F}_2 &= A \exp(-\xi) + B \exp(\xi), \\ -\varepsilon_1 \tilde{F}_1 &= A \exp(\xi) - B \exp(-\xi), \\ \varepsilon_2 \tilde{F}_2 &= A \exp(-\xi) - B \exp(\xi), \\ -s_1 c_{44}^{(1)*} \tilde{U}_1 - k e_{15}^{(1)} \tilde{F}_1 &= 0, \\ s_2 c_{44}^{(2)*} \tilde{U}_2 + k e_{15}^{(2)} \tilde{F}_2 &= 0, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\tilde{U}_j = U_j \exp(-s_j h)$, $\tilde{F}_j = F_j \exp(-\xi)$, $\xi = kh$.

Из первых четырех уравнений (16) получаем выражения для амплитудных коэффициентов A и B в виде

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{2} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \right) \tilde{U}_1 + (1 - \varepsilon_1) \tilde{F}_1 \right] \exp(-\xi) = \\
 &= \frac{1}{2} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \right) \tilde{U}_2 + (1 + \varepsilon_2) \tilde{F}_2 \right] \exp(\xi), \\
 B &= \frac{1}{2} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \right) \tilde{U}_1 + (1 + \varepsilon_1) \tilde{F}_1 \right] \exp(\xi) = \\
 &= \frac{1}{2} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \right) \tilde{U}_2 + (1 - \varepsilon_2) \tilde{F}_2 \right] \exp(-\xi).
 \end{aligned} \quad (17)$$

Подставляя A и B из (17) в систему (16), получаем однородную систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned}
 &4\pi \left(\frac{e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \right) \tilde{U}_1 + (1 + \varepsilon_1) \tilde{F}_1 = \\
 &= \exp(-2\xi) \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \right) \tilde{U}_2 + (1 - \varepsilon_2) \tilde{F}_2 \right], \\
 &e^{-2\xi} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \right) \tilde{U}_1 + (1 - \varepsilon_1) \tilde{F}_1 \right] = \\
 &= 4\pi \left(\frac{e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \right) \tilde{U}_2 + (1 + \varepsilon_2) \tilde{F}_2, \\
 &\left[-\frac{s_1}{k} c_{44}^{(1)*} \right] \tilde{U}_1 + (-e_{15}^{(1)}) \tilde{F}_1 = 0, \\
 &\left[\frac{s_2}{k} c_{44}^{(2)*} \right] \tilde{U}_2 + (e_{15}^{(2)}) \tilde{F}_2 = 0.
 \end{aligned} \quad (18)$$

Из равенства нулю детерминанта системы (18) находим искомое дисперсионное соотношение для щелевых электроакустических волн в слоистой структуре пьезоэлектриков класса 4mm с вакуумной щелью:

$$\begin{aligned}
 &\left[K_2^2 - (1 + \varepsilon_2) \frac{s_2}{k} \right] \cdot \left[K_1^2 - (1 + \varepsilon_1) \frac{s_1}{k} \right] = \\
 &= \exp(-4\xi) \left[K_2^2 - (1 - \varepsilon_2) \frac{s_2}{k} \right] \cdot \left[K_1^2 - (1 - \varepsilon_1) \frac{s_1}{k} \right].
 \end{aligned} \quad (19)$$

Вместе с выражениями (14), (15) оно полностью определяет структуру и дисперсионные свойства щелевых электроакустических волн. В частности, если в нем выразить величины s_1 и s_2 согласно (15), то (19) примет вид трансцендентного уравнения, корни которого устанавливают типичную дисперсионную связь ω от k .

В случае кристаллов с одинаковыми материальными параметрами, когда различие между s_1 и s_2 исчезает, произведения величин в квадратных

скобках равенства (19) образуют их квадраты. Соответственно, извлекая корни в обеих сторонах равенства, можно вдвое понизить порядок уравнения и написать с учетом знака корней

$$\left[K^2 - (1 + \varepsilon) \frac{s}{k} \right] = \pm \exp(-2\xi) \left[K^2 - (1 - \varepsilon) \frac{s}{k} \right].$$

Отсюда получаем возможность выразить s явным образом:

$$s = k \frac{K^2 (1 \mp \exp(-2\xi))}{(1 + \varepsilon) \pm (\varepsilon - 1) \exp(-2\xi)}. \quad (20)$$

Выражения (19) переходят, как и следовало ожидать, в формулы работы [8].

Существенным преимуществом явного представления спектра щелевых электроакустических волн по формулам (20) является то обстоятельство, что при установлении их общих дисперсионных свойств отпадает необходимость численного решения трансцендентных уравнений. Так, определив простым расчетом s для избранного значения k , последующим использованием формул (15) можно всегда установить соответствующее этому k (и этому s) значение ω , а далее найти фазовую скорость волны. Другое достоинство формулы (20) заключается в явном разделении спектра по модам — симметричной (верхние знаки в (20)) и антисимметричной (нижние знаки в (20)), названных так в соответствии с характером распределения электрического потенциала в вакуумном зазоре [8, 9]. Общая картина спектров мод щелевых электроакустических волн для одинаковых тетрагональных кристаллов показана на рис. 2. Представлены

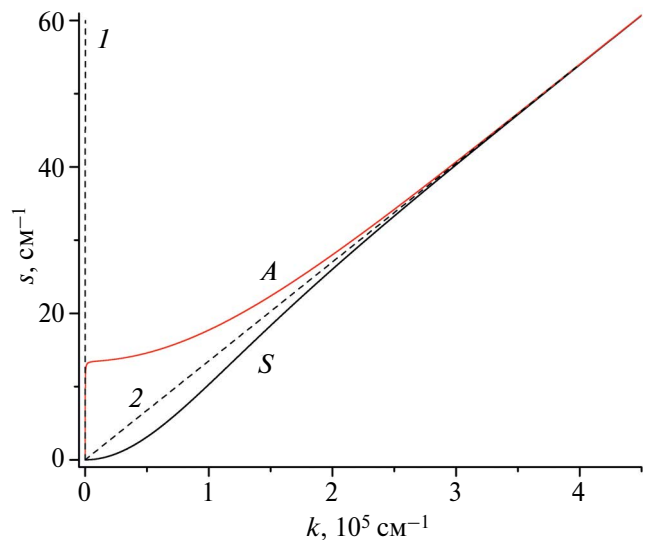


Рис. 2. Спектр мод щелевых электроакустических волн для двух одинаковых пьезокристаллов класса 4mm (BaTiO_3), $h = 10^{-5}$ см: А — антисимметричная, S — симметричная моды; 1 и 2 — линейные спектры электроакустической волны на металлизированной и неметаллизированной границах пьезоэлектрического кристалла.

также линейные спектры электроакустических волн на металлизированной $s = k K^2$ и неметаллизированной $s = k(K^2)/(1 + \epsilon)$ границах пьезоэлектрического кристалла [5].

Различия материальных свойств кристаллов приводят к тому, что моды щелевых электроакустических волн теряют признаки строгой симметрии (антисимметрии) распределения электрического поля в вакуумном зазоре. При этом наиболее существенную роль в изменениях спектров мод играет разница в скоростях сдвиговых волн в кристаллах. Для того чтобы сопоставить вклады в изменения спектров мод за счет разницы в физических параметрах, сравним результаты численных расчетов для щелевой структуры с параметрами $K_1^2 = 0.3$, $K_2^2 = 0.2$, $\epsilon_1 = 6$, $\epsilon_2 = 7$ (модельные значения), а также с неодинаковыми отношениями скоростей $v_t^{(2)} / v_t^{(1)}$ (рис. 3, сплошные кривые 1 и 2). Верхняя и нижняя штриховые кривые рис. 3 соответствует антисимметричной и симметричной модам в случае $v_t^{(2)} / v_t^{(1)} = 1$, когда значения s_1 и s_2 совпадают. Поэтому из рис. 2 и 3 видно, что отличия в коэффициентах электромеханической связи кристаллов даже при одинаковых скоростях распространения в них сдвиговых волн приводят к заметному расхождению асимптот дисперсионных ветвей симметричной и антисимметричной мод.

Разница в скоростях распространения сдвиговых волн (сплошные кривые рис. 3) приводит, прежде всего, к неодинаковой локализации колебаний мод в кристаллах, т.е. s_1 не равно s_2 . Так, спектры 1 и 2 (см. рис. 3) получают “расщепление” верхней штриховой кривой для антисимметричной моды. Симметричная мода в этих условиях отсутствует. При $kh \gg 1$ спектр ветви 1 практически совпадает с антисимметричной модой при $v_t^{(2)} / v_t^{(1)} = 1$. На низких частотах, когда $kh \ll 1$, ветвь 1 спектра из-за сильного электростатического взаимодействия через вакуумный зазор между кристаллами будет мало отличаться от ветви 2 для “квазиантисимметричной” моды в кристалле со скоростью $v_t^{(2)} > v_t^{(1)}$. Последняя, кстати, как следует из выражений (15), из-за $v_t^{(2)} \neq v_t^{(1)}$ имеет по сравнению с s_1 добавку:

$$\Delta s = \sqrt{s_2^2 - s_1^2} = k \sqrt{1 - \left(\frac{v_t^{(1)}}{v_t^{(2)}} \right)^2}, \quad (21)$$

определяющую квазилинейный характер спектра на рис. 3.

Высказанные соображения по поводу спектров коэффициентов локализации мод щелевых электроакустических волн в слоистой структуре, образованной неодинаковыми статичными кристаллами, сохраняют силу и при $v_t^{(2)} < v_t^{(1)}$. В этом случае кристаллы просто меняются местами (дисперсионное соотношение (19) инвариантно к перестановке индексов $1 \leftrightarrow 2$), и, соответственно, на

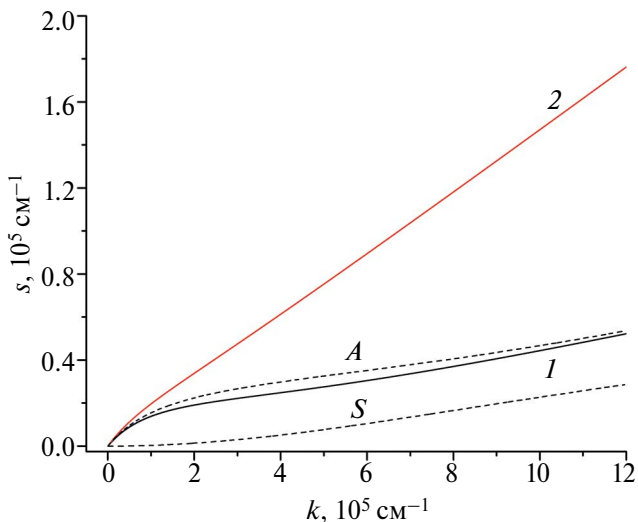


Рис. 3. Дисперсионные спектры коэффициентов локализации антисимметричной моды щелевых электроакустических волн в первом (1) и втором (2) кристаллах при $v_t^{(2)} / v_t^{(1)} = 1.01$. Верхняя и нижняя штриховые кривые соответствуют антисимметричной и симметричной модам в случае $v_t^{(2)} / v_t^{(1)} = 1$.

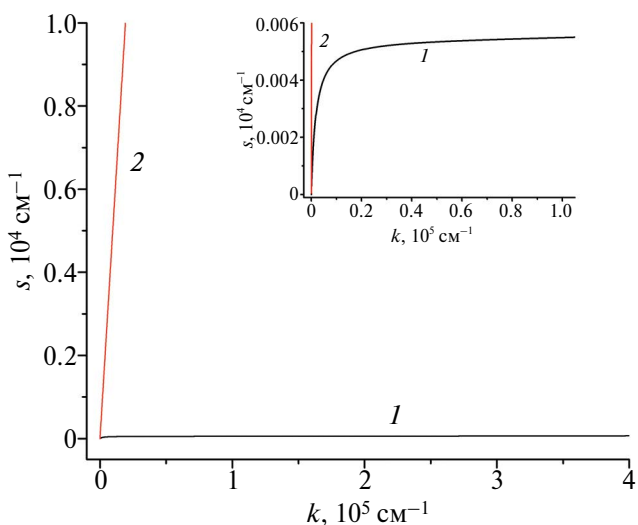


Рис. 4. Дисперсионные спектры коэффициентов локализации щелевых электроакустических волн в первом (1 — BaTiO_3) и втором (2 — PbTiO_3) кристаллах; $h = 10^{-6}$ см; на вставке — увеличенный фрагмент.

рис. 3 следует поменять номера кривых, а в формуле (19) — переставить индексы.

На рис. 4 представлен спектр для пары реальных [21], а не модельных кристаллов. Первый материал — титанат бария BaTiO_3 : $K_1^2 = 0.27$, $\epsilon_1 = 2000$, $c_{44}^{(1)} = 4.5 \times 10^{11}$ дин/см², $v_t^{(1)} = 2.7 \times 10^5$ см/с. Второй материал — титанат свинца PbTiO_3 : $K_2^2 = 0.48$, $\epsilon_2 = 150$, $c_{44}^{(2)} = 8.3 \times 10^{11}$ дин/см².

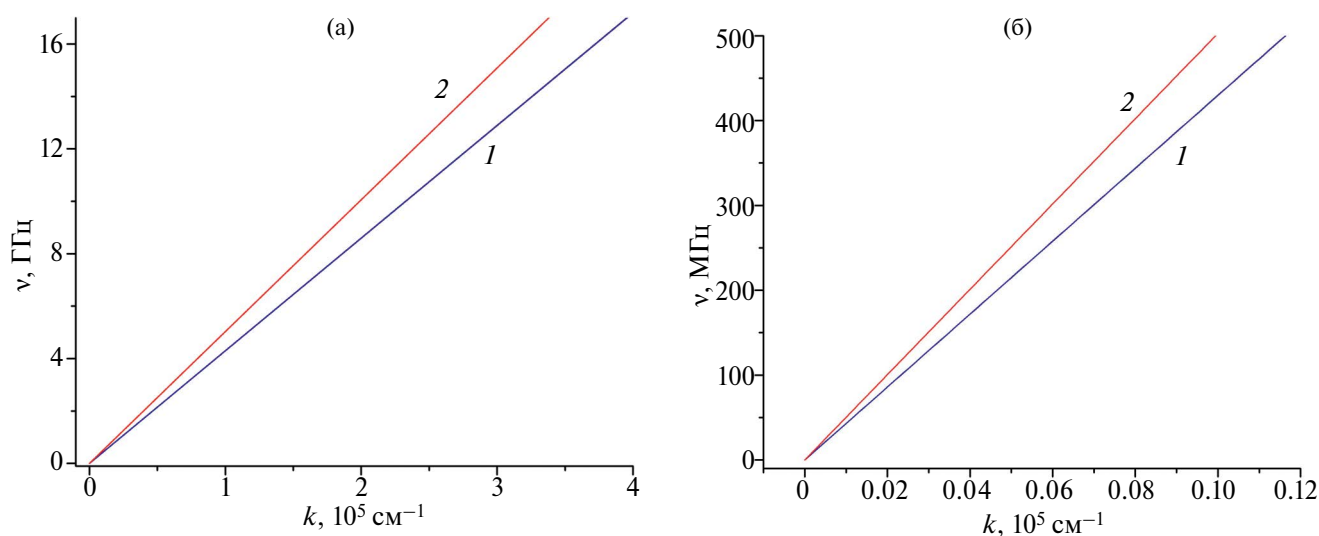


Рис. 5. Зависимость частоты от волнового вектора в ГГц- (а) и МГц-диапазоне частот (б): 1 — спектр щелевой электроакустической волны, 2 — спектр сдвиговой волны в безграничном пьезоэлектрике BaTiO_3 .

$v_t^{(2)} = 3.16 \times 10^5 \text{ см/с}$. Поскольку материальные параметры сильно отличаются друг от друга по сравнению с “модельными” кристаллами (см. рис. 3), то спектры волн в первом 1 и втором 2 кристаллах (см. рис. 4) сильно отличаются, но их поведение в целом соответствует поведению спектров 1 и 2 на рис. 3.

Расчеты проведены для одного значения ширины зазора $h = 10^{-6} \text{ см}$. Поскольку, как мы определили, коэффициент s зависит от произведения kh , то изменение h не влияет на вид спектра, а изменяется только диапазон s и k . То есть, например, при увеличении h на два порядка (в 100 раз) вид спектра будет такой же, но в диапазоне волновых чисел, уменьшенных на два порядка (в 100 раз). На рис. 5а и 5б представлена зависимость частоты щелевой волны от волнового вектора $\nu(k)$ (прямая 2) для двух разных диапазонов частот. Поскольку $s \ll k$, наклон прямой не зависит от h . Эта прямая совпадает со спектром сдвиговой электроакустической волны $\nu = v_t^{(1)} k / 2\pi$ во втором безграничном пьезоэлектрике PbTiO_3 . Прямая 1 — это спектр электрозвуковой волны $\nu = v_t^{(1)} k / 2\pi$ в безграничном пьезоэлектрике BaTiO_3 . Таким образом, если увеличить h на два порядка (в 100 раз), то диапазон частот (чтобы вид спектра $s(k)$ оставался таким же), снизится также на два порядка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрены дисперсионные свойства электроакустических волн в щелевой структуре двух разных пьезоэлектриков. Установлено, что при одинаковых скоростях сдвиговых волн отличия в коэффициентах электромеханической связи кристаллов даже при одинаковых скоростях распространения в них сдвиговых волн приводят к заметному расхождению асимптот

дисперсионных ветвей симметричной и антисимметричной мод. Показано, что при ненулевой разности скоростей сдвиговых волн в пьезоэлектриках отсутствуют чисто симметричные и антисимметричные моды, а коэффициенты граничной локализации сдвиговой волны будут значительно отличаться в пьезоэлектриках рассмотренной структуры PbTiO_3 –вакуумный зазор– BaTiO_3 .

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (тема № FFWZ-2022-0016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miao H., Li F. // Ultrasonics. 2021. V. 114. Art. № 106355.
2. Xua D., Caia F., Chena M. et al. // Ultrasonics. 2019. V. 93. P. 18.
3. Peng X., He W., Xin F. et al. // Ultrasonics. 2020. V. 108. Art. № 106205.
4. Zeng L., Zhang J., Liu Y. et al. // Ultrasonics. 2019. V. 96. P. 34.
5. Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982.
6. Пустовойт В.И. // Успехи физ. наук. 1969. Т. 97. № 2. С. 257.
7. Avetisyan A.S. Electroacoustic Waves in Piezoelectric Layered Composites. Springer Cham, 2023.
8. Гуляев Ю.В., Плесский В.П. // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 5. С. 716.

9. Балакирев М.К., Горчаков А.В. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 2. С. 613.
10. Пятаков П.А. // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 836.
11. Двоешерстов М.Ю., Чередник В.И., Петров С.Г., Чириманов А.П. // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 6. С. 776.
12. Guliy O., Zaitsev B., Teplykh A. et al. // Sensors. 2021. V. 21. P. 1822.
13. Guliy O.I., Zaitsev B.D., Larionova O.S. et al. // Antibiotiki i Khimioterapiya. 2021. V. 66. № 1–2. P. 12.
14. Borodina I.A., Zaitsev B.D., Burygin G.L., Guliy O.I. // Sensors and Actuators B: Chemical. 2018. V. 268. P. 217.
15. Borodina I.A., Zaitsev B.D., Teplykh A.A. // Ultrasonics. 2018. V. 82. P. 39.
16. Inoue M., Moritake H., Toda K., Yoshino K. // Jpn. J. Appl. Phys. 2000. V. 39. Pt. 1. № 9B. P. 5632.
17. Rico A. J., Martin S. J. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. № 21. P. 1474.
18. Kondoh J., Saito K., Shiokawa S., Suzuki H. // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. Pt. 1. № 5B. P. 3093.
19. Анисимкин В.И., Анисимкин И.В. // РЭ. 2000. Т. 45. № 7. С. 293.
20. Соснин А.С., Струков Б.А. Введение в сегнетоэлектричество. М.: Высшая школа, 1970.
21. Акустические кристаллы: Справочник / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.

ELECTROACOUSTIC SHEAR WAVES IN THE HOLLOW STRUCTURE OF TWO PIEZOELECTRIC

M. S. Afanasyev, E. A. Vilkov*, O. A. Byshevsky-Konopko, G. V. Chucheva

*Frayzino branch Kotel'nikov Institute of Radio-engineering and Electronics
of RAS Fryazino Moscow region, 141190 Russian Federation
E-mail: e-vilkov@yandex.ru

Received July 1, 2023; revised July 25, 2023; accepted August 27, 2023

Dispersion properties of electroacoustic waves in the gap structure of two different piezoelectrics are considered. It is shown that in the considered structure PbTiO_3 – vacuum gap – BaTiO_3 in the presence of a difference of shear wave velocities in piezoelectrics there are no purely symmetric and antisymmetric modes, and the coefficients of the boundary localization of the shear wave will be significantly different.

Keywords: piezoelectrics, electroacoustic waves, slit gap, shear wave velocity