АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 5, с. 603–608

УДК 548:53+534.22

ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ ЛЭМБА В ПЬЕЗОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНАХ

© 2004 г. **М. Ю. Двоешерстов, В. И. Чередник, А. П. Чириманов**

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

603950 Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

E-mail: dvoesh@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 03.04.2003 г.

Численно исследуются основные характеристики нормальных электроакустических волн различного типа, распространяющихся в пластинах пьезоэлектрических монокристаллов различной толщины. Предложен ряд пьезопластин и ориентаций в них, при которых коэффициент электромеханической связи для поперечных нормальных волн имеет рекордно высокую величину.

Как известно [1–5], в пьезокристаллической пластине может распространяться целое семейство нормальных волн двух классов: волн Лэмба и поперечных волн. На основе нормальных волн, распространяющихся в пьезокристаллических пластинах, в настоящее время конструируются всевозможные акустоэлектронные датчики давления, температуры, анализаторы газа, жидкости и т.д. [6–8].

Настоящая работа посвящена численному анализу основных параметров нормальных волн различного типа, распространяющихся в пластинах (толщина пластины H сравнима с длиной волны λ) из пьезоэлектрических монокристаллов любого класса кристаллографической симметрии. Осуществлен теоретический поиск ориентаций в различных пьезокристаллических пластинах, для которых параметры нормальных волн оптимальны (высокий коэффициент электромеханической связи K^2, минимальный температурный коэффициент задержки).

На рис. 1 показана рабочая система координат нашей задачи. Пусть ось X_1 – направление распространения волны, ось X_3 перпендикулярна плоскости пластины толщиной H. Для удобства расположим плоскость $X_3 = 0$ в середине пластины.

Как известно [9], акустические волны, распространяющиеся в изотропных пластинах, подразделяются на 2 класса – волны Лэмба вертикально–продольной поляризации и нормальные волны поперечной поляризации (SH-волны [1, 5]). В пьезокристаллических пластинах в зависимости от класса симметрии кристалла, а также от конкретного направления в кристалле, нормальные волны могут иметь различную структуру, но всегда сопровождаются квазистатическим электрическим полем. Анализ свойств нормальных волн, распространяющихся в пьезоэлектрической пластине любого класса кристаллографической симметрии и любой ориентации, может быть осуществлен только численным способом. При этом можно воспользоваться стандартной методикой Фарнелла–Джонса [10]. Общее решение для механических смещений u_i и электрического потенциала φ представим в виде суммы 8-ми парциальных волн:

$$u_i = \sum_{n=1}^{8} A_n \alpha_i^{(n)} \exp(i\kappa\beta^{(n)} X_3) \exp\{i\kappa[X_1 - Vt]\}$$
$$\varphi = \sum_{n=1}^{8} A_n \alpha_4^{(n)} \exp(i\kappa\beta^{(n)} X_3) \exp\{i\kappa[X_1 - Vt]\}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha_i^{(n)}$ $(i = 1, 2, 3)$, A_n – амплитудные коэффициенты, $\beta^{(n)}$ – коэффициенты затухания вдоль оси X_3, κ – волновое число, V – скорость распространения волны, t – время. Подставив общее решение (1) в связанные уравнения теории упругости для пьезосреды [10], получим матричное уравнение Кристоффеля (2), из которого можно определить все восемь коэффициентов затухания $\beta^{(n)}$ $(n = 1–8)$ и амплитудные коэффициенты $\alpha_i^{(n)}$.

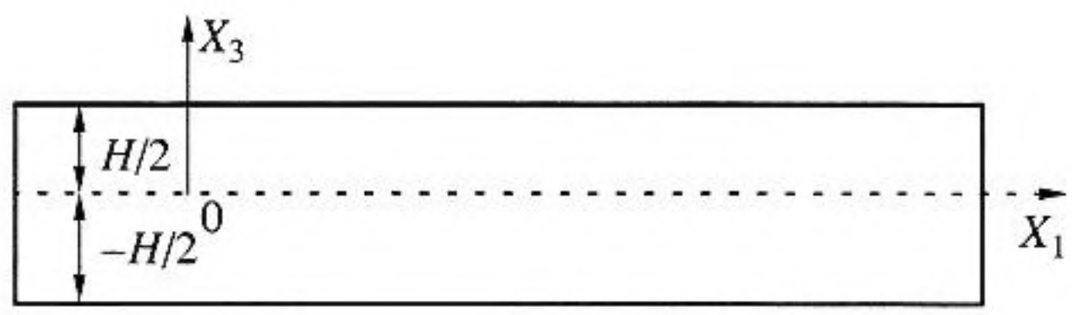

Рис. 1. Рабочая система координат.

$$\begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} & G_{13} & G_{14} \\ G_{21} & G_{22} & G_{23} & G_{24} \\ G_{31} & G_{32} & G_{33} & G_{34} \\ G_{41} & G_{42} & G_{43} & G_{44} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \alpha_4 \end{pmatrix} = 0. \qquad (2)$$

Здесь

$$\begin{aligned}
G_{11} &= C_{55}^*\beta^2 + 2^*C_{15}^*\beta + C_{11} - \rho^*V^2 \\
G_{12} &= G_{21} = C_{45}^*\beta^2 + (C_{14} + C_{56})^*\beta + C_{16} \\
G_{13} &= G_{31} = C_{35}^*\beta^2 + (C_{13} + C_{55})^*\beta + C_{15} \\
G_{14} &= G_{41} = e_{35}^*\beta^2 + (e_{15} + e_{31})^*\beta + e_{11} \\
G_{22} &= C_{44}^*\beta^2 + 2^*C_{46}^*\beta + C_{66} - \rho^*V^2 \\
G_{23} &= G_{32} = C_{34}^*\beta^2 + (C_{36} + C_{45})^*\beta + C_{56} \\
G_{24} &= G_{42} = e_{34}^*\beta^2 + (e_{14} + e_{36})^*\beta + e_{16} \\
G_{33} &= C_{33}^*\beta^2 + 2^*C_{35}^*\beta + C_{55} - \rho^*V^2 \\
G_{34} &= G_{43} = e_{33}^*\beta^2 + (e_{13} + e_{35})^*\beta + e_{15} \\
G_{44} &= -(\varepsilon_{33}^*\beta^2 + 2^*\varepsilon_{13}^*\beta + \varepsilon_{11}),
\end{aligned} \qquad (3)$$

где C_{ij}, e_{ij}, ε_{ij} – тензоры упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических констант материала, записанные в сокращенной матричной форме [10], ρ – плотность материала.

Заметим, что в зависимости от условий симметрии кристалла и направления распространения волны [11], уравнение (2) может быть вырожденным и иметь одновременно два независимых решения, поскольку в нем могут появиться нулевые члены. Так, в случае выполнения следующих условий для упругих и пьезоэлектрических констант пьезокристалла в рабочей системе координат:

$$\begin{gathered} C_{14} = C_{16} = C_{34} = C_{36} = C_{45} = C_{56} = 0; \\ e_{14} = e_{16} = e_{34} = e_{36} = 0 \end{gathered} \qquad (4)$$

одно из независимых решений уравнения (2) будет для пьезоактивных мод Лэмба вертикально-продольной поляризации, имеющих две компоненты механического смещения и электрический потенциал (u_1, u_3, φ) и другое независимое решение получится для непьезоактивной чисто поперечной волны, имеющей одну поперечную компоненту механического смещения u_2. В случае выполнения условия:

$$\begin{gathered} C_{14} = C_{16} = C_{34} = C_{36} = C_{45} = C_{56} = 0; \\ e_{11} = e_{13} = e_{15} = e_{31} = e_{33} = e_{35} = 0 \end{gathered} \qquad (5)$$

одно из независимых решений будет для нормальной пьезоактивной волны поперечной поляризации, имеющей одну поперечную компоненту смещения и электрический потенциал (u_2, φ) и другое независимое решение получится для непьезоактивных мод Лэмба вертикально-продольной поляризации, имеющих две компоненты механического смещения (u_1, u_3).

Таким образом, при выполнении условий симметрии (4, 5) уравнение (2) будет всегда иметь одновременно два независимых решения для мод Лэмба любого порядка, т.к. условия симметрии (4, 5) и их влияние на уравнение (2) не зависят от граничных условий.

В самом общем случае симметрии кристалла уравнение (2) имеет одно единственное решение и моды, распространяющиеся в пьезопластине, будут иметь все три компоненты механического смещения и электрический потенциал (u_1, u_2, u_3, φ).

Для определения неизвестных амплитудных коэффициентов A_n необходимо воспользоваться 8-ю граничными условиями соответственно на верхней ($X_3 = H/2$) и нижней ($X_3 = -H/2$) границах пьезоэлектрической пластины. Это равенство нулю нормальных компонент тензора напряжений на верхней и нижней границах пластины:

$$T_{31} = 0, \quad T_{32} = 0, \quad T_{33} = 0 \text{ при } X_3 = \pm H/2; \qquad (6)$$

непрерывность нормальной компоненты электрической индукции на границе пьезоэлектрической пластины с вакуумом (для открытой поверхности):

$$D_3 = D_3^{\text{вакуум}} \text{ при } X_3 = H/2 \text{ и (или) } X_3 = -H/2 \qquad (7а)$$

или равенство нулю электрического потенциала на границе, если она закорочена (металлизирована):

$$\varphi = 0 \text{ при } X_3 = H/2 \text{ и (или) } X_3 = -H/2. \qquad (7б)$$

Далее, подставив общие решения (1) в граничные условия (6–7), получим систему однородных комплексных граничных уравнений, решив которую, можно определить неизвестные амплитудные множители A_n и найти фазовые скорости всех мод V_k, распространяющихся в пьезопластине.

Одна из сложностей, возникающих при численном поиске решений для нормальных волн заключается в том, что в пьезопластине определенной толщины H существует целое семейство нормальных мод, каждая из которых имеет свою фазовую скорость V_k. Поэтому при поиске каждой отдельно взятой моды (поиска нуля функции граничных уравнений) необходимо выбирать достаточно узкий интервал поиска скорости ΔV, который содержал бы только два значения скорости для одной и той же моды – для открытой и закороченной поверхности (для расчета коэффициента электромеханической связи K^2). Для це-

лей надежного определения такого интервала использовалась визуализация графика функции граничных условий в рабочем окне программы.

После вычисления фазовой скорости $V_к$ какой-либо моды можно определить коэффициент электромеханической связи (K^2). Обычно коэффициент электромеханической связи для поверхностной акустической волны (ПАВ) рассчитывается в соответствии с выражением [10]:

$$K^2 = 2(V_0 - V_S)/V_0, \quad (8)$$

где V_0 и V_S – фазовые скорости волны на открытой и металлизированной поверхностях кристалла. В полубесконечном кристалле эта величина является однозначной для данной ориентации. По этой же формуле можно рассчитать величину K^2 и для нормальных волн. При этом коэффициент электромеханической связи K^2 для различных мод имеет пространственную дисперсию (зависит от относительной толщины пьезопластины H/λ).

Заметим, что фазовая скорость нормальных волн в пьезопластине зависит также от электрических граничных условий на нижней границе пластины (открытая или закороченная поверхность). Поэтому при вычислении коэффициента электромеханической связи K^2 по относительной разности скоростей вдоль открытой и закороченной поверхности следует учитывать электрические граничные условия на нижней поверхности, которая может быть как открытой, так и закороченной. Если нижняя поверхность электрически закорочена, то скорости мод будут отличаться от соответствующих скоростей при открытой нижней поверхности. Рассчитанный в соответствии с (8) коэффициент электромеханической связи K^2 также будет в этом случае другим. Наконец, в формулу (8) в качестве V_0 можно подставить скорость, соответствующую обеим открытым поверхностям, а в качестве V_S – скорость, соответствующую обеим закороченным поверхностям. Таким образом, можно получить три величины коэффициента электромеханической связи K_i^2, $i = 1$–3, соответствующие трем различным способам закорачивания электрического поля на границах пластины. На рис. 2а, 2б представлены три варианта рассчитанных зависимостей K_i^2 от H/λ для нулевых мод Лэмба, распространяющихся в $LiNbO_3$ YZ-среза. Как видно из рис. 2, зависимость величины K^2 от H/λ носит сложный характер, имеет максимумы при определенной величине H/λ (см. кривые *1*–*3*). Фазовые скорости обеих нулевых мод (см. рис. 2, кривые *4*) при увеличении толщины пьезопластины $H > 3\lambda$ приближаются к скорости ПАВ в полубесконечной среде ($V_{ПАВ}$ = = 3.487 км/с), одна снизу от нулевого значения, другая сверху от величины, примерно равной скорости продольной объемной волны. Но величина коэффициента электромеханической связи K^2 стремится к соответствующему значению для ПАВ ($K^2 \approx 4.38\%$) не во всех случаях, что видно из рис. 2. Если нижняя поверхность открыта, то ве-

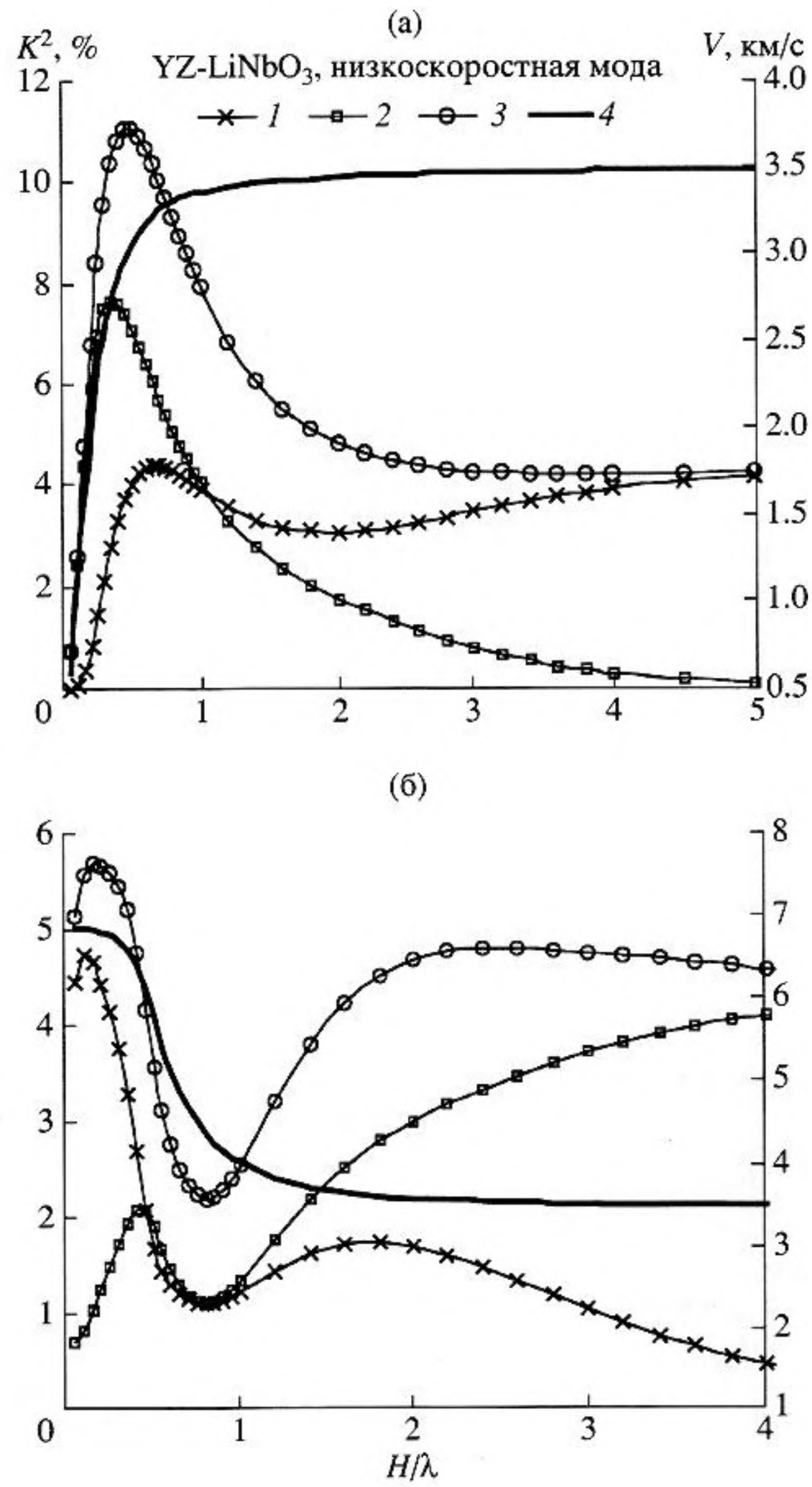

Рис. 2. а – Зависимость коэффициента электромеханической связи K^2 и скорости распространения ПАВ V (кривая *4*) от нормированной толщины пластины H/λ для нулевой низкоскоростной моды (*1* – нижняя поверхность свободна, *2* – нижняя поверхность электрически закорочена, *3* – обе поверхности либо свободны, либо электрически закорочены). б – Зависимость коэффициента электромеханической связи K^2 и скорости распространения ПАВ V (кривая *4*) от нормированной толщины пластины H/λ для нулевой высокоскоростной моды (*1* – нижняя поверхность свободна, *2* – нижняя поверхность электрически закорочена, *3* – обе поверхности либо свободны, либо электрически закорочены).

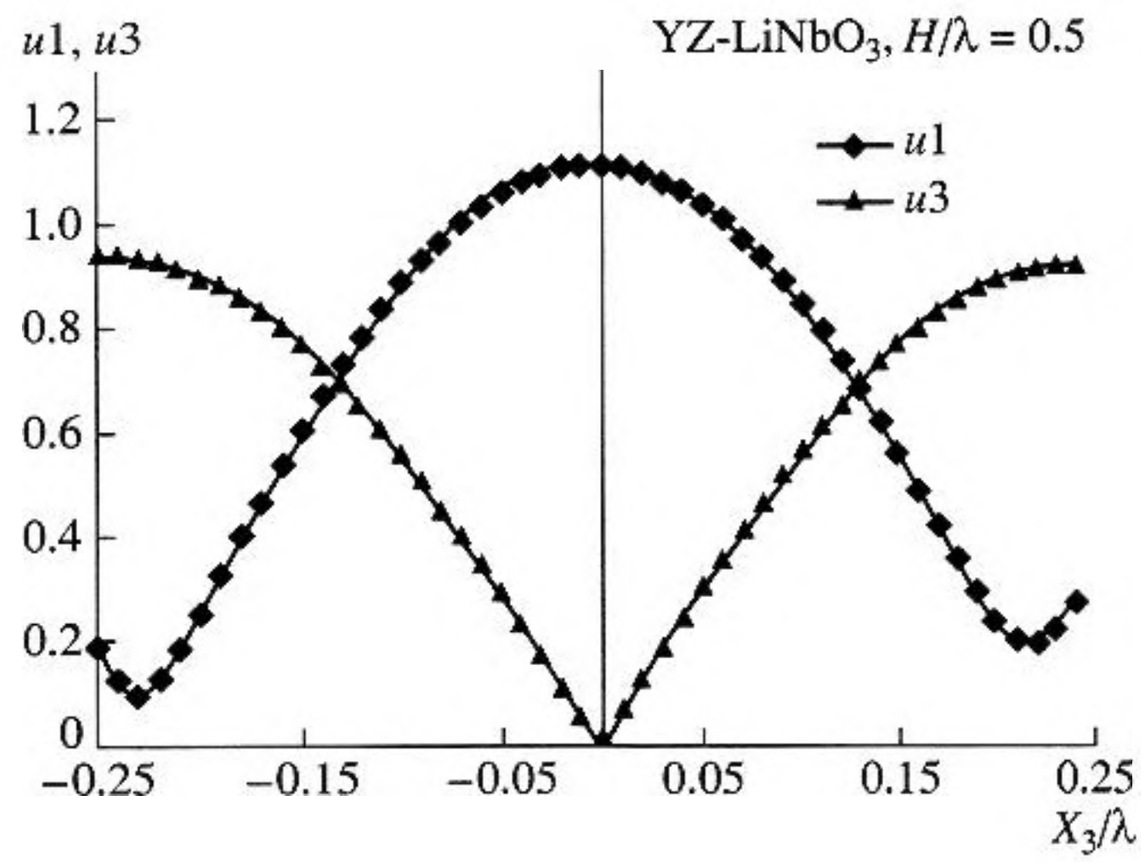

Рис. 3. Распределения относительных амплитуд u_1, u_3 по толщине пластины YZ–$LiNbO_3$ для высокоскоростной нулевой моды.

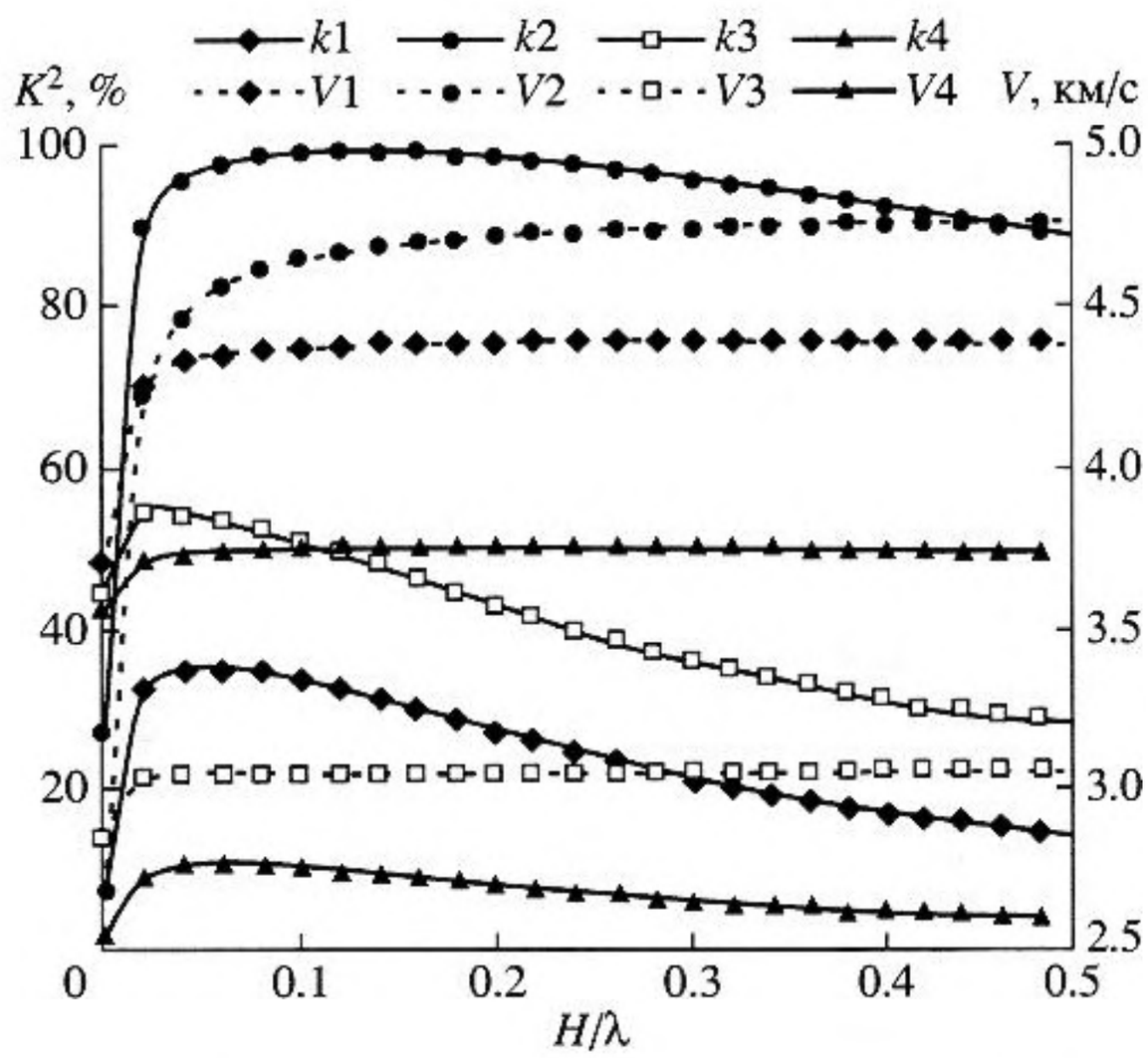

Рис. 4. Зависимости скорости распространения ПАВ V и коэффициента электромеханической связи K^2 от нормированной толщины пластины H/λ (кривые $V1$, $k1$ – для $LiNbO_3$, XY – среза, $V2$, $k2$ – для $KNbO_3$ YX-среза, $V3$, $k3$ – для PKN YX-среза, $V4$, $k4$ – для $LiTaO_3$ XY-среза).

личина K^2 низкоскоростной моды (см. рис. 2а, кривая *1*) стремится к соответствующей величине для ПАВ, а K^2 для высокоскоростной моды (см. рис. 2б, кривая *1*) стремится к нулю. Если нижняя поверхность закорочена, то наоборот (см. рис. 2а, 2б, кривые *2*). Если рассчитывать величину K^2 в соответствии с (8) по скоростям, полученным при условии, что обе поверхности либо свободны, либо закорочены, то при увеличении толщины пластины K^2 стремится к значению, соответствующему ПАВ, для обеих нулевых мод (см. рис. 2а, 2б, кривая *3*). Кроме того, в этом случае получается самое большое значение K^2 (около 11% для низкоскоростной моды вблизи $H/\lambda = 0.55$ (см. рис. 2а, кривая *3*). Кривые на рис. 2 показывают также, что при любой толщине пластины для обеих нулевых мод выполняется условие $K_3^2 = K_1^2 + K_2^2$, где нижние индексы соответствуют нумерации кривых на рис. 2. Заметим, что для рассматриваемой ориентации выполняется условие симметрии (4), поэтому нулевые моды Лэмба имеют две компоненты механического смещения u_1, u_3 и электрический потенциал φ [11]. На рис. 3 показаны рассчитанные распределения амплитуд механических смещений u_1 и u_3 (кривые u_1, u_3) по толщине пластины ($H = 0.5\lambda$) YZ–$LiNbO_3$ для нулевой высокоскоростной моды (амплитуды здесь и далее нормированы на $u_0 = \sqrt{|u_{01}|^2 + |u_{02}|^2 + |u_{03}|^2}$, где u_{0i} – амплитуды на поверхности $X_3 = H/2$). Из рис. 3 видно, что распределение амплитуды смещения u_1 по толщине пластины симметрично, а u_3 – антисимметрично.

Если выполняются условия симметрии (5), то в пьезопластине распространяется поперечная нормальная волна (SH-волна). Это горизонтально-поперечная сдвиговая высокоскоростная волна, не имеющая нормальной к поверхности компоненты механического смещения u_3. Благодаря этому SH-волна может распространяться в пластине, находящейся в контакте с жидкостью, без радиационных потерь, которые обусловлены излучением энергии волны в жидкую среду. Другой особенностью SH-волны является то, что при определенной толщине пластины коэффициент электромеханической связи K^2 может быть очень высоким. Например, в работах [4, 5] были найдены срезы и направления в пластине ниобата лития, при которых распространяется квази-SH-волна, поскольку хотя в найденных направлениях и не выполняются условия симметрии (5) и волна имеет все три механических смещения, но при этом u_1, $u_3 \ll u_2$. При толщине пластины $H = 0.1\lambda$ $LiNbO_3$ XY-среза величина $K^2 \approx 35\%$, фазовая скорость $V = 4.372$ км/с.

В настоящей работе были теоретически рассчитаны параметры SH-волн в пьезопластинах с сильной пьезосвязью. Это кристалл ниобата калия ($KNbO_3$) [12] и кристалл освинцованного ниобата калия (PKN) [13] ромбической и орторомбической сингонии соответственно. Для ориентаций (0°, 90°, 180°m), где $m = 0, 1, 2\ldots$ в этих кристаллах выполняется условие симметрии (5) [14]. На рис. 4 показаны рассчитанные скорости V (кривые $V1$, $V2$, $V3$, $V4$) (при условии, что обе поверхности открытые) и величины K^2 (кривые $k1$, $k2$,

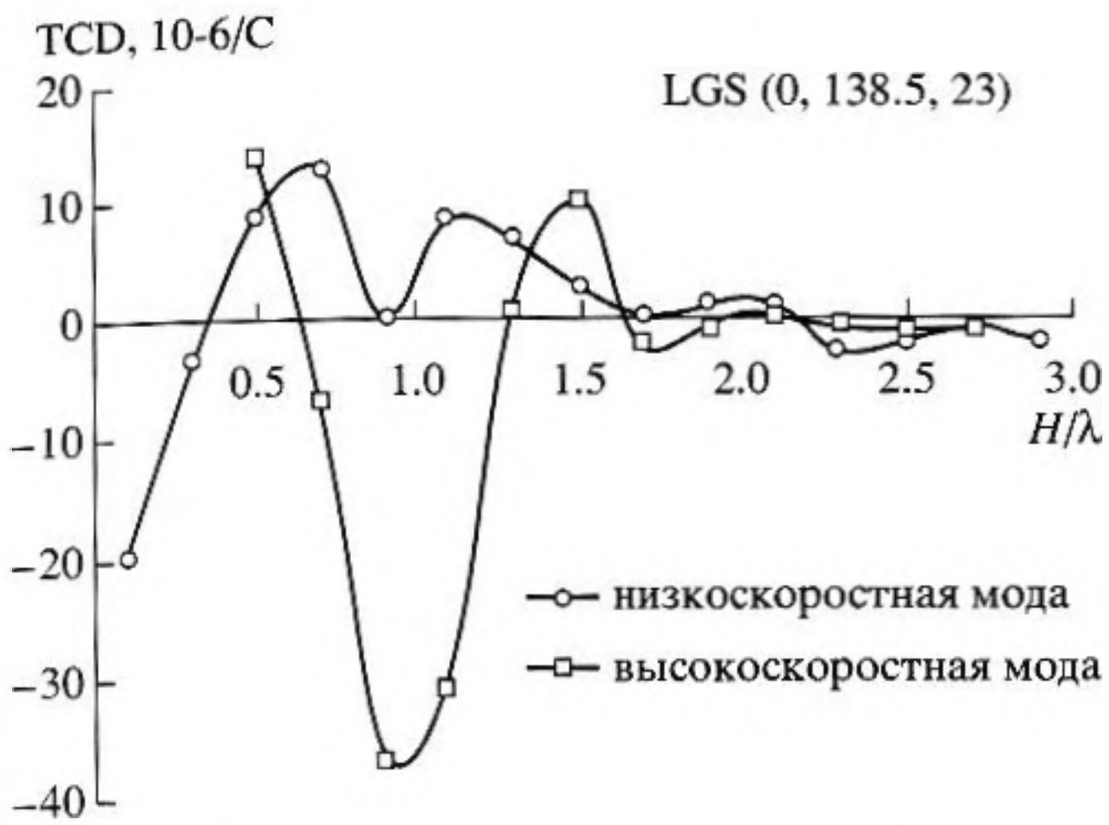

Рис. 5. Зависимость температурного коэффициента задержки от нормированной толщины пластины H/λ в LGS (0°, 138.5°, 23°) для низкоскоростной и высокоскоростной нулевой моды Лэмба.

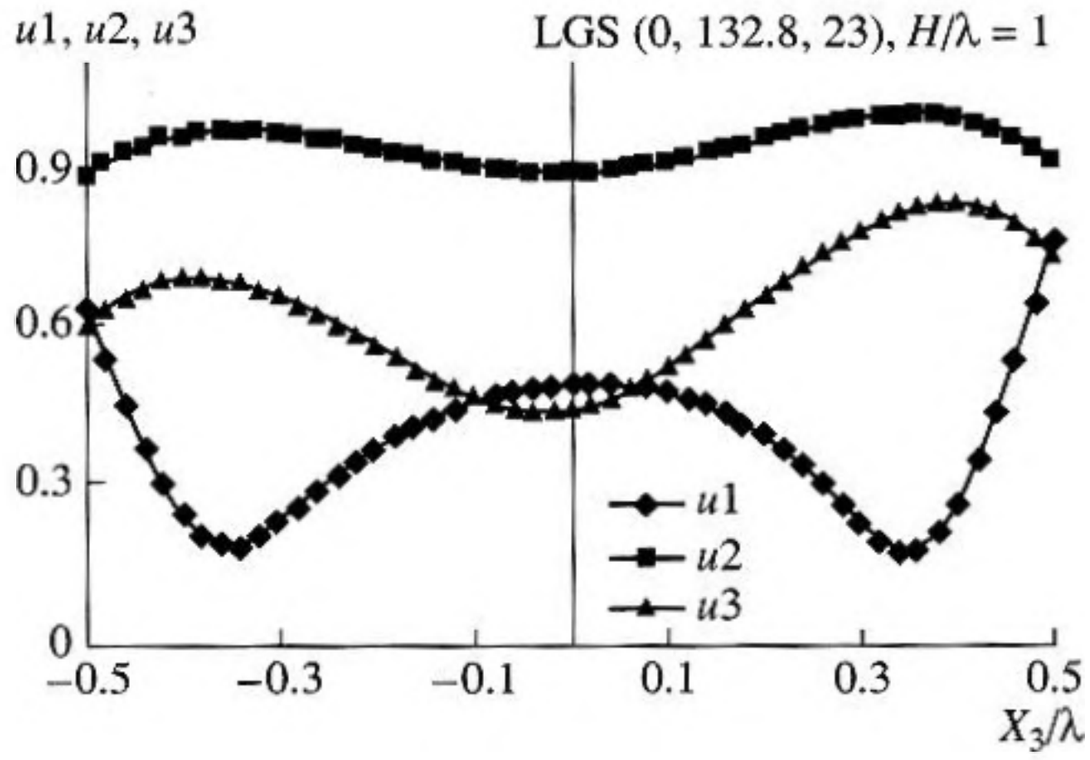

Рис. 6. Распределения относительных амплитуд U_1, U_2, U_3 по толщине пластины LGS (0°, 138.5°, 23°). Толщина пластины $H = \lambda$.

$k3$, $k4$) (при условии, что нижняя поверхность открытая) в зависимости от нормированной толщины пластины H/λ в кристаллах $LiNbO_3$ (90°, 90°, 0°) , $KNbO_3$ (0°, 90°, 0°), PKN (0°, 90°, 0°), танталата лития $LiTaO_3$ (90°, 90°, 0°) (кривые $V1$–$V4$, $K1$–$K4$). Материальные константы для $KNbO_3$, PKN, $LiNbO_3$ и $LiTaO_3$ были взяты соответственно из работ [12, 13 и 15]. Как видно из рис. 4, максимальная величина K^2 составляет: для $LiNbO_3$ XY-среза $K^2 \approx 35\%$, фазовая скорость $V \approx 4.35$ км/с при $H/\lambda = 0.06$, для $KNbO_3$ YX-среза $K^2 = 99.3\%$, $V = 4.67$ км/с при $H/\lambda = 0.12$, для PKN YX-среза $K^2 = 54.5\%$, $V = 3.04$ км/с при $H/\lambda = 0.02$, для $LiTaO_3$ XY-среза $K^2 = 10.7\%$, $V = 3.75$ км/с при $H/\lambda = 0.06$. Столь рекордно высокие значения K^2 в данных кристаллах открывают возможность эффективного управления скоростью SH-волны, например посредством приближения проводящего экрана к поверхности пластины. Это обстоятельство может быть использовано при создании высокоэффективных акустоэлектронных сенсорных датчиков.

В работе теоретически были исследованы также температурные свойства волн Лэмба в пьезопластине лангасита (LGS) ориентации (0°, 138.5°, 23°), которая термостабильна для ПАВ [16]. Расчеты показали, что величина температурного коэффициента задержки [10] достаточно сильно зависит как от толщины пьезопластины, так и от номера моды. На рис. 5 показаны рассчитанные значения этого коэффициента для нулевой низкоскоростной и высокоскоростной моды Лэмба в зависимости от H/λ. Значение температурного коэффициента задержки, близкое к нулю, для высокоскоростной моды получается при толщине пластины $H \approx 0.6\lambda$, $H \approx 1.3\lambda$, $H > 1.5\lambda$ (обе поверхности открытые), для нулевой низкоскоростной моды – при $H = 0.35\lambda$, $H \approx 0.9\lambda$, $H > 1.7\lambda$. Материальные константы для LGS были взяты соответственно из работы [17].

Далее, рассмотрим каким образом распределяются механические смещения u_1, u_2, u_3 мод Лэмба при различных соотношениях H/λ. На рис. 6 показаны распределения нормированных амплитуд механических смещений для нулевой низкоскоростной моды (скорость $V = 2.686$ км/с, обе поверхности открытые) в пьезопластине LGS (0°, 138.5°, 23°) при толщине пластины $H = \lambda$. Из рис. 6 видно, что характер распределения амплитуд механических смещений по толщине пластины носит сложный характер. Имеется несколько характерных максимумов и минимумов в значениях смещений по толщине пластины (кривые U_1, U_2,

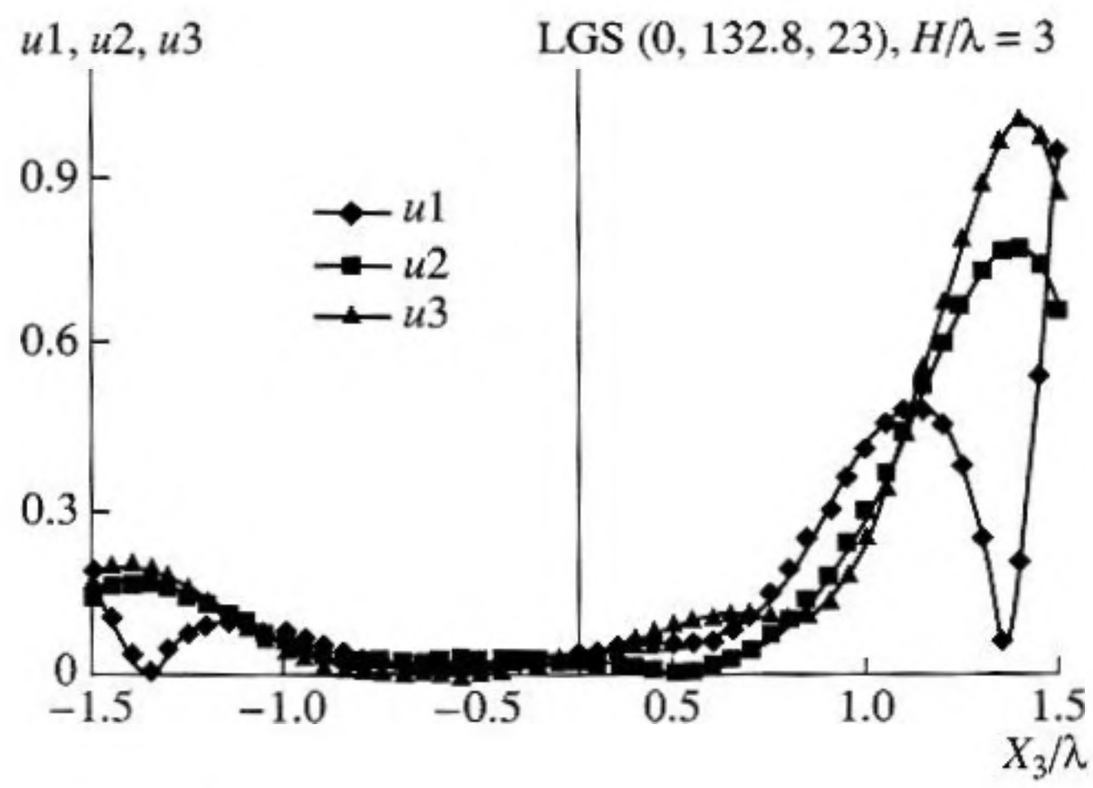

Рис. 7. Распределения относительных амплитуд U_1, U_2, U_3 по толщине пластины LGS (0°, 138.5°, 23°). Толщина пластины $H = 3\lambda$.

U_3). Наконец, при толщине $H = 3\lambda$ (см. рис. 7) структура этой моды ($V = 2.729$ км/с) приближается к структуре обычной ПАВ ($V = 2.733$ км/с). Как видно из рис. 7, все механические смещения сосредотачиваются вблизи границ пластины, а в середине пластины исчезают (кривые U_1, U_2, U_3).

Таким образом, в работе рассчитаны основные характеристики нормальных волн, распространяющихся в пьезопластинах $LiNbO_3$, $LiTaO_3$, LGS, $KNbO_3$, PKN. Найдены срезы и направления в них, в которых SH-волны имеют рекордно высокие значения коэффициента электромеханической связи. В частности, для $KNbO_3$ YX-среза величина $K^2 = 99.3\%$, для PKN YX-среза $K^2 = 54.5\%$. Показано, что при определенных толщинах пьезопластины LGS ориентации (0°, 138.5°, 23°) низкоскоростные и высокоскоростные моды Лэмба имеют нулевую величину температурного коэффициента задержки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Adler E.* Electromechanical coupling to Lamb and Shear-Horizontal modes in piezoelectric plates // Proc. IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Contr. 1989. V. 36. № 2. P. 223–230.
2. *Jin Y., Joshi S.G.* Lamb wave propagating in 128° YX-LiNbO3 // Proc. IEEE Ultrason Symp. P. 847–851.
3. *Боровков О., Кучеров И.* Нормальные упругие волны в пластинах кристаллов класса C3V // Украинский физический журнал. 1972. Т. 17. № 2. С. 1980–1988.
4. *Zaitsev B.D., Joshi S.G., Kuznetsova I.E.* Characteristics of Quasi-shear-horizontal (QSH) acoustic waves in thin piezoelectric plates // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1998. P. 419–422.
5. *Джоши С.Г., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е.* SH акустические волны в пластине ниобата лития и влияние электрических условий на их свойства // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 3. С. 336–340.
6. *Anisimkin I.V., Gulyaev Yu. V., Anisimkin V.I.* Temperatures sensitivity of plate modes in ST-Quartz // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 2001. P. 423–426.
7. *Teston F., Feuillard G., Tessier L.* Mass sensitivity of acoustic plate mode in liquids // Proc. IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Contr. 1995. V. 45. № 5. P. 1266–1271.
8. *Balandras S., Briot J., Martin G.* Thermal sensitivity of transerve waves on thin Quartz plates // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1996. P. 459–462.
9. *Викторов И.* Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966.
10. *Мэттьюз Г.* Фильтры на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1981. 470 с.
11. *Adler E.* Electromechanical coupling to Lamb and shear-horizontal modes in piezoelectric plates // Proc. IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Contr. 1989. V. 36. № 2. P. 223–230.
12. *Zgonik M., Schlesesser R., Biaggio I.* Materials constants of KnbO3 relevant for electro-and acousto-optics // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. № 2. P. 1287–1297.
13. *Sun R., Fan S., Wu J.* PKN- a strong piezoelectric crystal // Proc. IEEE Inter. Freq. Contr. Symp. 1996. P. 113–117.
14. *Двоешерстов М.Ю., Петров С.Г., Чередник В.И.* Трансформация мод поверхностных акустических волн в кристаллах $KNbO_3$ и PKN с сильной пьезосвязью. // Изв. Вузов. Радиофизика. 2000. Т. XLIII. № 5. С. 445–451.
15. *Covacs G., Anhorn M., Engan H., Visintini G. et. al.* Improved Material Constants for $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$ // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1990. P. 435.
16. *Inoue K., Sato K.* Propagation characteristics of surface acoustic waves on langasite. // Jpn. J. Appl. Phys. 1998. V. 37. P. 2909–2913.
17. *Pisarevsky Y., Senyshenkov P., Mill B., Moiseeva N.* Elastic, piezoelectric, dielectric properties of $La_3Ga_{5.5}Ta_{0.5}O_{14}$ single crystals. // Proc. IEEE International Frequency Control Symp. 1998. P.742–747.

Electroacoustic Lamb Waves in Piezoelectric Crystal Plates

M. Yu. Dvoesherstov, V. I. Cherednik, and A. P. Chirimanov

Lobachevskii State University, Nizhni Novgorod, pr. Gagarina 23, Nizhni Novgorod, 603950 Russia

e-mail: dvoesh@rf.unn.ru

Abstract—The main characteristics of various types of proper electroacoustic waves propagating in piezoelectric single-crystal plates of various thickness are numerically studied. A number of piezoelectric plates and orientations in them with record high values of the electromechanical coupling coefficient for transverse proper waves are proposed.