

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 пла-

стине 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:

$$u_i = \sum_{n=1}^8 A_n \alpha_i^{(n)} \exp(ik\beta^{(n)} x_3) \exp\{ik[x_1 - Vt]\} \quad (1)$$

$$\phi = \sum_{n=1}^8 A_n \alpha_4^{(n)} \exp(ik\beta^{(n)} x_3) \exp\{ik[x_1 - Vt]\}.$$

Здесь $\alpha_i^{(n)}$ ($i = 1, 2, 3$), A_n – амплитудные коэффициенты, $\beta^{(n)}$ – коэффициенты затухания вдоль оси X_3 , k – 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 $\alpha_i^{(n)}$.

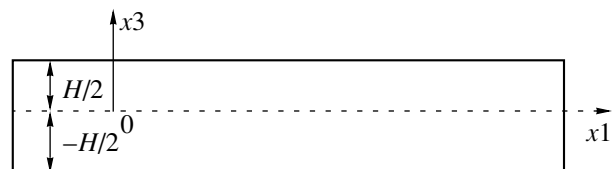


Рис. 1. Рабочая система координат.

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

Здесь

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

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:

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

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:

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

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:

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

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

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

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

$$\Phi = 0 \quad \text{при } X_3 = H/2 \text{ и (или) } X_3 = -H/2 \quad (7b)$$

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_k 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 скорости 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 (6) коэффициент электромеханической связи K^2 также будет в этом случае другим. Наконец, в формулу (6) 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 ($V_{\text{ПАВ}} = 3.487$ км/с), одна снизу от нулевого значения, другая сверху от величины, примерно равной ско-

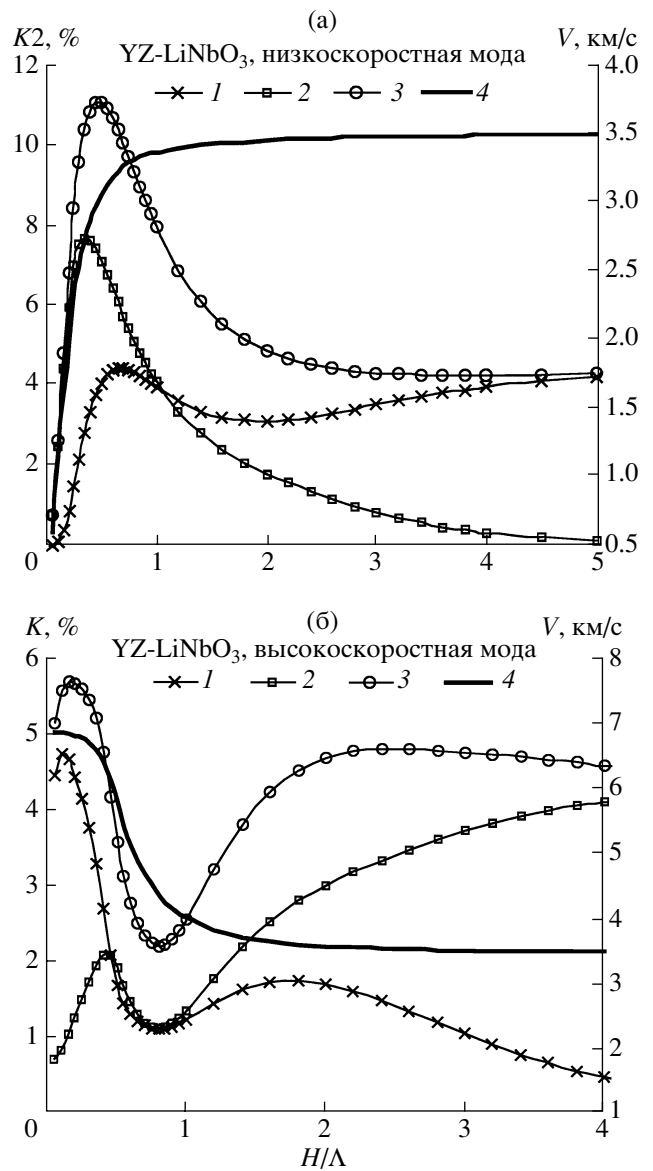


Рис. 2. а – Зависимость коэффициента электромеханической связи K^2 и скорости распространения ПАВ V (кривая 4) от нормированной толщины пластины H/λ для нулевой низкоскоростной моды (1 – нижняя поверхность свободна, 2 – нижняя поверхность электрически закорочена, 3 – обе поверхности либо свободны, либо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

рости 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-

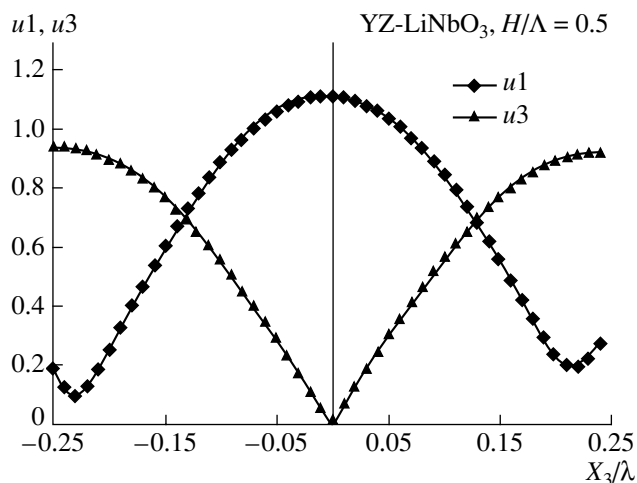


Рис. 3. Распределения относительных амплитуд U_1 , U_3 по толщине пластины YZ-LiNbO₃ для высокоскоростной нулевой моды.

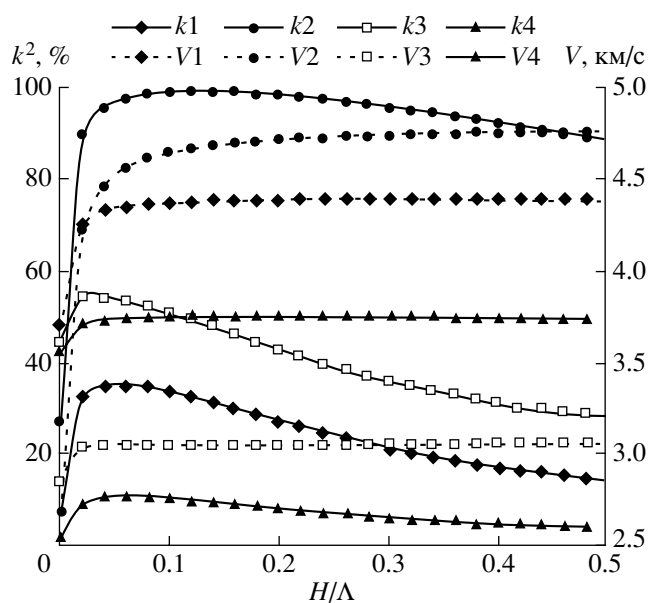


Рис. 4. Зависимости скорости распространения ПАВ V и коэффициента электромеханической связи K^2 от нормированной толщины пластины H/λ (кривые V1, k1 – для LiNbO₃, XY – среза, V2, k2 – для KNbO₃ YX-среза, V3, k3 – для PKN YX-среза, V4, k4 – для LiTaO₃ XY-среза).

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 (6) по скоростям, полученным при условии, что обе поверхности либо свободны, либо закорочены, то при увеличении толщины пла-

стины 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-LiNbO₃ 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 $H = 0.1\lambda$ LiNbO₃ 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 (KNbO₃) [12] и кристалл освинцованного ниобата калия (PKN) [13] ромбической и орторомбической сингонии соответственно. Для ориентаций ($0^\circ, 90^\circ, 180^\circ m$), где $m = 0, 1, 2, \dots$ 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 открыты) и величины K^2 (кривые k1, k2,

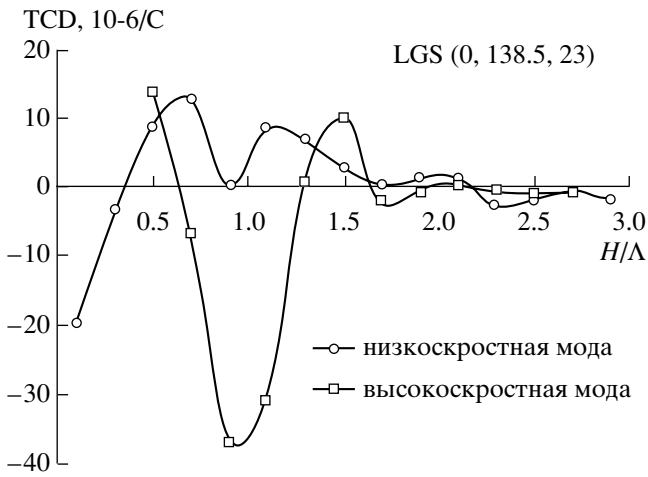


Рис. 5. Зависимость температурного коэффициента задержки от нормированной толщины пластины H/λ в LGS ($0^\circ, 138.5^\circ, 23^\circ$) для низкоскоростной и высокоскоростной нулевой моды Лэмба.

k_3, k_4) (при условии, что нижняя поверхность открытая) в зависимости от нормированной толщины пластины H/λ в кристаллах LiNbO_3 ($90^\circ, 90^\circ, 0^\circ$), KNbO_3 ($0^\circ, 90^\circ, 0^\circ$), PKN ($0^\circ, 90^\circ, 0^\circ$), тантала лития LiTaO_3 ($90^\circ, 90^\circ, 0^\circ$) (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. 5, 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 эффектив-

ного 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 ($0^\circ, 138.5^\circ, 23^\circ$), 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 работ [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 ($0^\circ, 138.5^\circ, 23^\circ$) 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, U_3). Наконец, при толщине $H = 3\lambda$ (см. рис. 7)

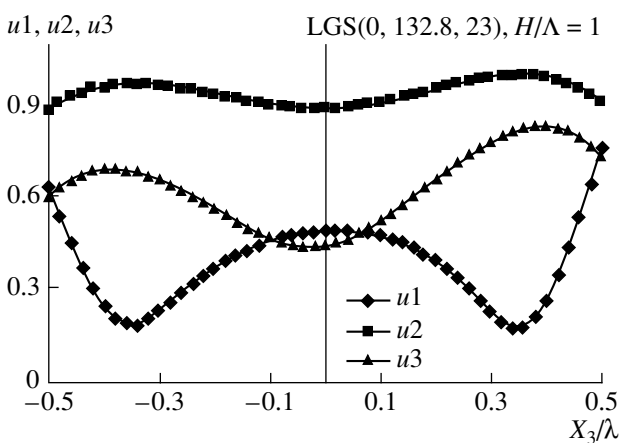


Рис. 6. Распределения относительных амплитуд U_1, U_2, U_3 по толщине пластины LGS ($0^\circ, 138.5^\circ, 23^\circ$). Толщина пластины $H = \lambda$.

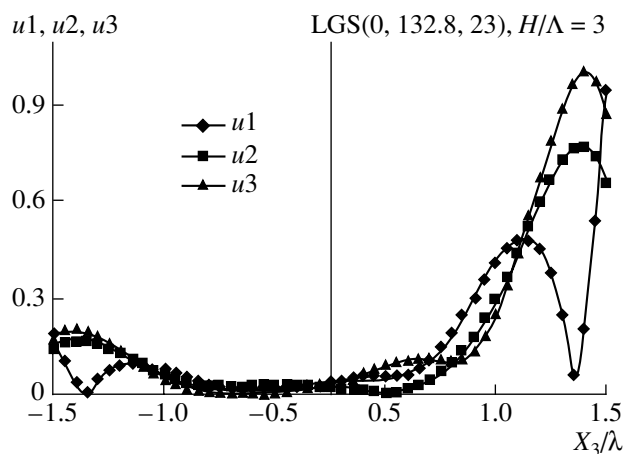


Рис. 7. Распределения относительных амплитуд U_1, U_2, U_3 по толщине пластины LGS ($0^\circ, 138.5^\circ, 23^\circ$). Толщина пластины $H = 3\lambda$.

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 1280 YX- LiNbO_3 // Proc. IEEE Ultrason Symp. P. 847–851.
3. Боровков О., Кучеров И. Нормальные упругие волны в пластинах кристаллов класса С3V // 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 transverse 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., Schlessner R., Biaggio I. Materials constants of KnbO_3 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. and etc. 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 $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$ single crystals. // Proc. IEEE International Frequency Control Symp. 1998. P.742–747.