АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 6, с. 776–782

УДК 534.113

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ СВОЙСТВ ЩЕЛЕВЫХ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

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

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
603950 Нижний Новгород, просп. Гагарина 23
E-mail: dvoesh@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 17.03.03 г.

В работе теоретически исследованы свойства щелевых электроакустических волн, распространяющихся в системе двух полубесконечных пьезосред, разделенных вакуумной щелью, в системе: тонкая пьезопластина–щель–полубесконечная пьезосреда, а также в системе двух тонких пьезопластин, разделенных вакуумной щелью. Рассмотрен процесс трансформации щелевых электроакустических волн в обобщенные поверхностные акустические волны, либо в акустические волны Лэмба.

Как известно [1–4], щелевые электроакустические волны (ЩЭАВ) могут распространяться в системе двух полубесконечных пьезокристаллических сред, разделенных тонким воздушным зазором. Энергия этих волн локализована у границ пьезополупространств и экспоненциально спадает в обе стороны от зазора вглубь обеих пьезосред. Механические смещения в обеих пьезосредах связаны между собой через воздушный зазор посредством электростатического поля, сопровождающего волну. Необходимо отметить, что ЩЭАВ может также распространяться в более сложных конфигурациях пьезосред. Например, в системе: тонкая пьезопластина–щель–пьезополупространство либо в системе двух тонких пьезопластин, разделенных щелью (толщина пьезопластины $H \approx \lambda$, λ – длина волны). Интерес к изучению данного типа волн обусловлен тем обстоятельством, что ЩЭАВ могут использоваться при разработке различного рода акустоэлектронных датчиков давления, температуры, анализаторов жидкости и газа [4, 5].

Впервые в работах [1–3] был проведен аналитический расчет свойств ЩЭАВ, распространяющихся в системе двух одинаковых пьезополупространств, разделенных зазором. При этом исследовались поперечные щелевые акустические волны со смещениями (u_2) в плоскости границы раздела, поскольку рассматривались срезы пьезокристаллов, для которых выполнялись условия кристаллографической симметрии [6]. Из теории поверхностных акустических волн (ПАВ) известно, что если сагиттальная плоскость (X_1X_3) перпендикулярна оси двухкратного вращения кристалла вокруг какой-либо одной из кристаллографических осей X, Y, Z кристалла, то X_1 является направлением распространения "чистой" акустической моды (мода Гуляева–Блюстейна), имеющей только одну чисто поперечную компоненту механического смещения (u_2) и сопровождающий электрический потенциал (φ). Если сагиттальная плоскость представляет собой плоскость зеркальной симметрии кристалла, то ось X_1 является направлением распространения "чистой" акустической моды, имеющей только две компоненты механического смещения (u_1 и u_3) и сопровождающий их электрический потенциал φ (чистая мода Рэлея). Во всех остальных случаях ПАВ имеет все три компоненты механических смещений (u_1, u_2, u_3) и электрический потенциал (φ). Те же условия кристаллографической симметрии можно отнести к ЩЭАВ.

В данной работе теоретически исследованы свойства ЩЭАВ общего типа, распространяющиеся в системе двух пьезокристаллов любой кристаллографической симметрии. При этом соответственно, в самом общем случае, ЩЭАВ будут иметь в обеих средах не одну поперечную (u_2), а все три компоненты механических смещений (u_i, $i = 1$–3). В работе исследованы также свойства ЩЭАВ более сложного вида, распространяющиеся в системе двух различных полубесконечных пьезосред, разделенных воздушным зазором, а также в системе: тонкая пьезопластина–щель–полубесконечная пьезосреда либо в системе двух тонких пьезопластин, разделенных щелью. Теоретически рассчитаны основные параметры различных мод ЩЭАВ (фазовая скорость (V), коэффициент электромеханической связи (K^2), температурный коэффициент задержки (ТКЗ).

Сначала рассмотрим систему, состоящую из двух полубесконечных пьезосред, между которыми имеется вакуумная щель, ширина (H) которой меньше длины волны λ (см. рис. 1). Пусть плоскость $X_3 = 0$ лежит посередине щели. Ось X_1 – направление распространения ЩЭАВ с волновым

числом $K = 2\pi/\lambda$. Электрическая энергия ЩЭАВ локализована внутри щели, а максимумы механических смещений сосредоточены на границах пьезосред ($X_3 = \pm H/2$) и экспоненциально убывают по обе стороны от щели вглубь обеих пьезосред. В случае, если обе пьезосреды одинаковы и имеют одну и ту же ориентацию, распределение электрического потенциала φ в щели может быть симметричным и антисимметричным, поэтому в данном случае в такой системе может распространяться симметричная и антисимметричная мода ЩЭАВ. В отличие от классической поверхностной акустической волны (ПАВ), распространяющейся по свободной поверхности кристалла, скорость (V) ЩЭАВ зависит от длины волны (λ). Такая пространственная дисперсия связана с появлением в данной структуре конечного размера (ширина щели H) и аналогична дисперсии волн, возникающих в волноводах [3].

Общее решение для такой волны может быть получено из решения уравнений теории упругости и электростатики для обеих сред [6, 7]. Кроме этого, необходимо воспользоваться десятью граничными условиями. Механические и электрические граничные условия на границах пьезосред 1 и 2 ($X_3 = \pm H/2$) со щелью будут следующими:

– равенство нулю нормальных компонент тензора механических напряжений T_{3i}:

$$\begin{aligned} &T_{31}^1 = 0, \quad T_{32}^1 = 0, \quad T_{33}^1 = 0 \text{ при } X_3 = H/2 \\ &T_{31}^2 = 0, \quad T_{32}^2 = 0, \quad T_{33}^2 = 0 \text{ при } X_3 = -H/2 \end{aligned} \tag{1}$$

– непрерывность электрического потенциала φ и нормальной компоненты индукции электрического поля D_3:

$$\begin{aligned} &\varphi^B = \varphi^1, \quad D_3^1 = D_3^B \text{ при } X_3 = H/2 \\ &\varphi^B = \varphi^2, \quad D_3^2 = D_3^B \text{ при } X_3 = -H/2. \end{aligned} \tag{2}$$

В общем виде смещения u_i и потенциал φ в каждой пьезосреде (1, 2) можно записать в виде суммы четырех парциальных волн ($u_4 = \varphi$):

$$\begin{aligned} u_i^1 &= A_m C_{im} \exp(jK\beta_m^1 X_3)\exp[jK(X_1 - Vt)] \\ u_i^2 &= B_m D_{im} \exp(jK\beta_m^2 X_3)\exp[jK(X_1 - Vt)]. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь A_m, C_{im}, B_m, D_{im} – амплитудные множители, $\beta_m^{1,2}$ – коэффициенты затухания вдоль оси X_3, V – скорость волны, индексы $i = 1$–4 (координаты и потенциал), $m = 1$–4 (номер парциальной моды), по повторяющимся индексам m подразумевается суммирование.

Подставляя эти решения в систему уравнений теории упругости, получим уравнения Кристоффеля, из которых можно вычислить амплитуды парциальных волн C_{im}, D_{im} и коэффициенты $\beta_m^{1,2}$.

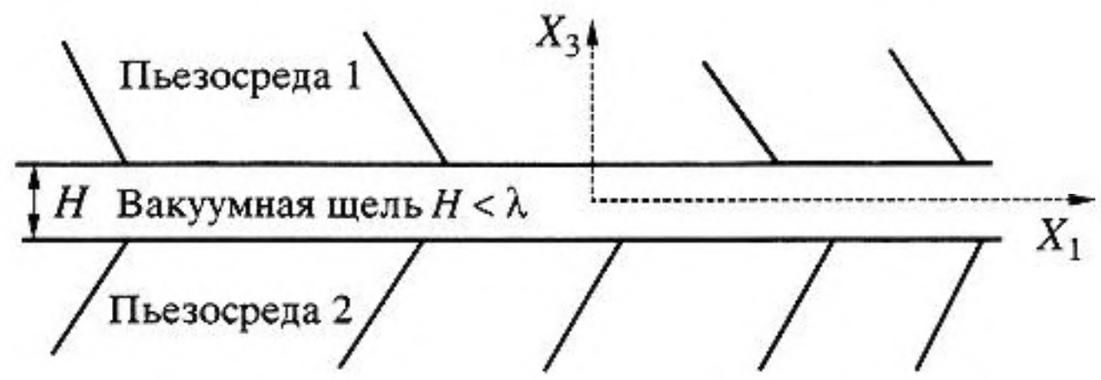

Рис. 1. Система двух полубесконечных пьезосред, разделенных щелью.

Поскольку амплитуды смещений должны затухать вглубь обеих пьезосред, необходимо из найденных для первой и второй среды комплексных коэффициентов затухания $\beta_m^{1,2}$ выбирать коэффициенты, удовлетворяющие физическому смыслу, т.е. условию локализации волны вблизи поверхности обеих кристаллов.

Электрический потенциал внутри вакуумного зазора φ^B определяется из решения уравнения Лапласа и может быть представлен в виде:

$$\begin{aligned} \varphi^B = (\Phi_s \mathrm{ch}(KX_3) + \Phi_a \mathrm{sh}(KX_3)) \times \\ \times \exp(jK(X_1 - Vt)). \end{aligned} \tag{4}$$

Неизвестные коэффициенты Φ_s, Φ_a, A_m, B_m определяются из системы 10 комплексных однородных уравнений, которые получаются из граничных условий, описанных выше.

Количество неизвестных и количество уравнений можно уменьшить до 8, если предварительно выразить коэффициенты Φ_s и Φ_a через потенциалы обеих сред на их границах. Оба способа определения коэффициентов Φ_s, Φ_a, A_m, B_m полностью эквивалентны. Далее, используя известную методику Фарнелла–Джонса [6], можно определить фазовую скорость (V) ЩЭАВ, решив при этом систему линейных однородных граничных уравнений, получающихся из (1, 2).

В качестве примера на рис. 2 показаны рассчитанные зависимости фазовой скорости V от нормированной толщины вакуумной щели H/λ для антисимметричной (кривая A) и симметричной (кривая S) моды ЩЭАВ, распространяющейся в системе двух одинаковых пьезокристаллов ниобата лития ($LiNbO_3$) YX-среза (углы Эйлера $\phi = 0°$, $\theta = 90°$, $\Psi = 0°$ [8]). Из рис. 2 видно, что скорость мод ЩЭАВ имеет дисперсию, а при $H/\lambda > 0.01$ моды ЩЭАВ трансформируются в обычную ПАВ ($V_{ПАВ} = 3.7178$ км/с), распространяющуюся в данном направлении пьезокристалла.

В случае использования двух разных пьезокристаллов либо одинаковых пьезокристаллов, но с разными срезами сама структура волны становится несимметричной относительно центра щели. При этом существование чисто симметричной и антисимметричной моды ЩЭАВ уже невозмож-

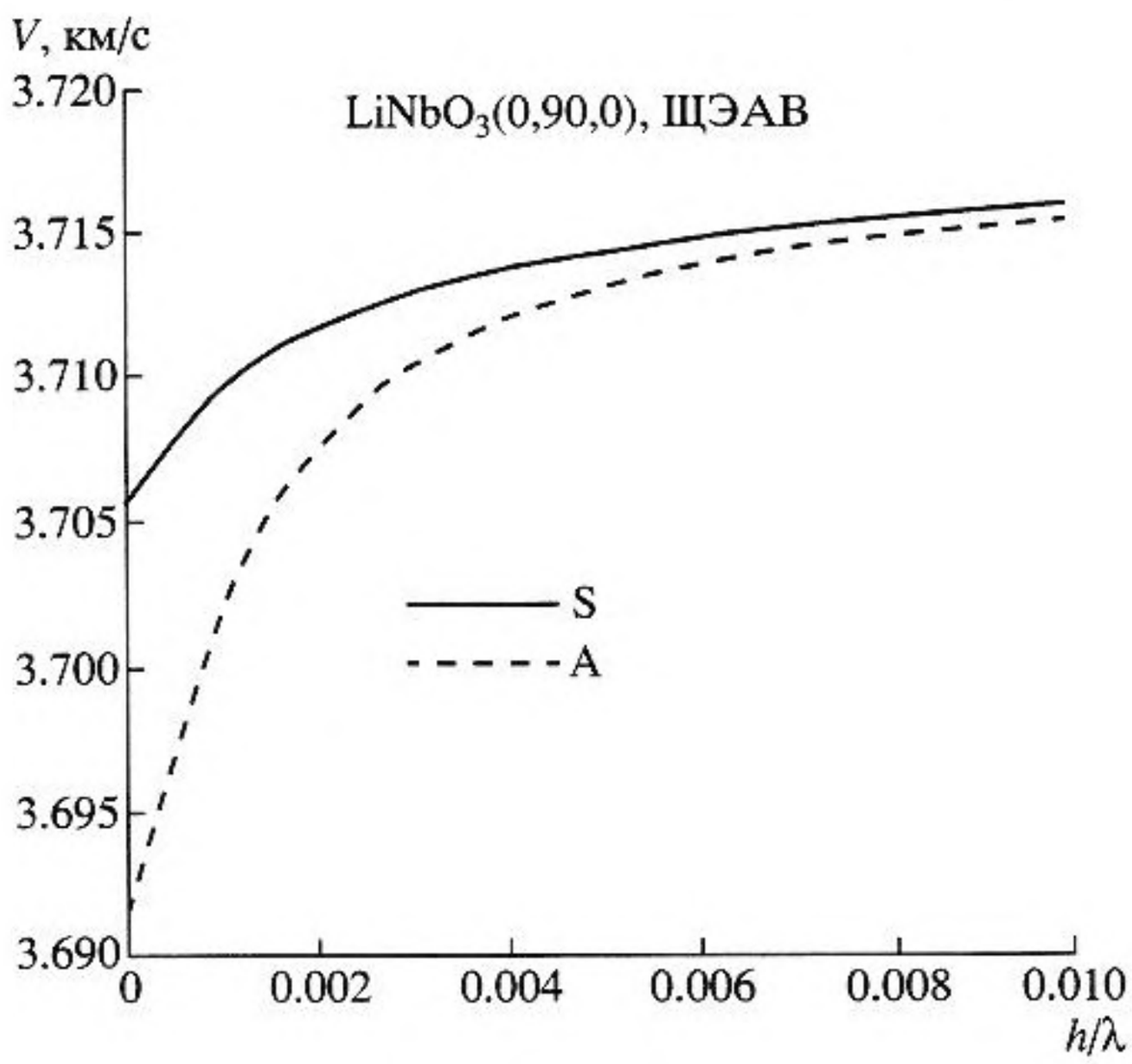

Рис. 2. Зависимость фазовой скорости V от H/λ для антисимметричной (кривая A) и симметричной (кривая S) моды ЩЭАВ, в системе двух одинаковых пьезосред $LiNbO_3$ YX-среза.

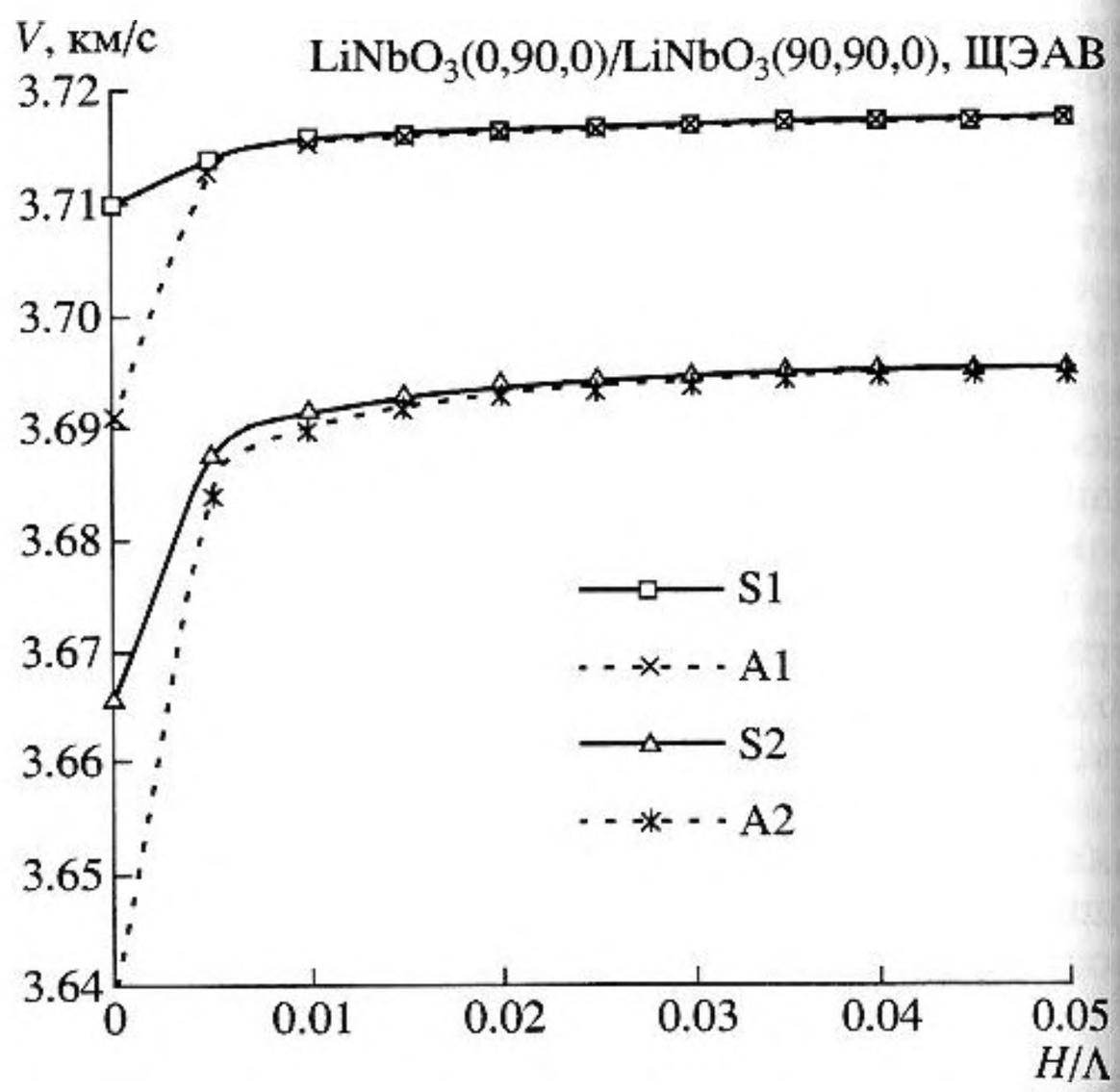

Рис. 3. Зависимость фазовой скорости мод ЩЭАВ в системе двух пьезосред: $LiNbO_3$ YX-среза–$LiNbO_3$ XY-среза, разделенных щелью.

но. Тем не менее, имеются решения для искаженной квази-симметричной и квази-антисимметричной моды ЩЭАВ. Чем больше отличаются пьезокристаллы по своим материальным свойствам и кристаллографической симметрией, тем больше будут искажаться моды ЩЭАВ. В качестве примера, на рис. 3 показаны рассчитанные значения фазовой скорости мод ЩЭАВ в системе двух одинаковых пьезосред, но имеющих разные срезы: ниобат лития $LiNbO_3$ YX-среза (0°, 90°, 0°) и ниобат лития $LiNbO_3$ XY-среза (90°, 90°, 0°), разделенных щелью. Для этих срезов условия кристаллографической симметрии [6] не выполняются. Из рис. 3 видно, что имеются решения для двух квази-симметричных мод (кривые $S1$, $S2$) и двух квази-антисимметричных мод (кривые $A1$, $A2$) ЩЭАВ. При увеличении ширины щели ($H/\lambda > 0.01$) эти моды трансформируются соответственно в ПАВ, распространяющихся в YX-срезе ($V_{ПАВ}$ = = 3.7178 км/с) и XY-срезе ($V_{ПАВ}$ = 3.696 км/с) ниобата лития.

Большой интерес также представляет анализ свойств ЩЭАВ, распространяющихся в системе: тонкая пьезопластина–щель–полубесконечная пьезосреда, поскольку именно такая структура может быть перспективной при разработке акустоэлектронных сенсоров. При поиске решений можно воспользоваться описанной выше методикой. Однако, если толщина пьезопластины ($H2$) сравнима с длиной волны λ, энергия волны будет распределена по всей толщине пьезопластины, поэтому решение для u_i в пластине следует представить в виде суммы 8 парциальных волн и учитывать все 8 коэффициентов затухания β_m, m = = 1–8 вдоль оси X_3. При этом необходимо также добавить 4 граничных условия на верхней свободной границе пьезопластины: равенство нулю нормальных компонент тензора механических напряжений T_{3i}, а также непрерывность нормальной компоненты индукции электрического поля. При этом необходимо уже решать систему 14 комплексных однородных граничных уравнений (или 12, если коэффициенты Φ_s и Φ_a определены предварительно).

На рис. 4 показано семейство рассчитанных фазовых скоростей симметричной моды ЩЭАВ в зависимости от нормированной толщины щели (H/λ) в системе: пьезопластина YX–кварца SiO_2(0°, 90°, 0°) – вакуумная щель – полубесконечный пьезокристалл YX–кварца SiO_2(0°, 90°, 0°) для различных толщин верхней пьезопластины: $H2/\lambda$ = 0.2, 5, 6, 7, 10 (кривые $H2$ = 0.2, $H2$ = 5, $H2$ = 6, $H2$ = 7, $H2$ = 10). Из рисунка видно, что с уменьшением толщины верхней пьезопластины $H2/\lambda$ величина фазовой скорости моды ЩЭАВ уменьшается. При увеличении ширины щели $H >$ $> 0.1\lambda$ мода ЩЭАВ трансформируется в ПАВ, распространяющуюся в YX-срезе кварца ($V_{ПАВ}$ = = 3.1605 км/с). Кроме этого, одновременно имеются решения для электроакустических симметричных и антисимметричных мод Лэмба [9, 10], распространяющихся в верхней пьезопластине кварца. При этом моды Лэмба имеют дисперсию скорости. Причем, в отличие от отдельно взятой

свободной пьезопластины, в данной системе величина скорости мод Лэмба зависит как от толщины пластины $H2$, так и от ширины зазора H. На рис. 5 показаны рассчитанные зависимости скорости антисимметричной моды Лэмба от ширины зазора (H/λ) при двух различных толщинах пьезопластины кварца YX-среза: $H2/\lambda = 0.2$, скорость моды Лэмба $V = 1.657$ км/с (кривая $H2 = 0.2$) и $H2/\lambda = 1$, скорость моды Лэмба $V = 2.97898$ км/с (кривая $H2 = 1$).

Заметим, что рассмотренная структура принципиально несимметрична относительно центра зазора, поэтому даже если пьезопластина и пьезосреда из одного материала и имеют одинаковые ориентации, моды ЩЭАВ также будут квази-симметричны, либо квази-антисимметричны. При увеличении ширины зазора одна мода трансформируется в ПАВ, распространяющуюся вдоль поверхности полупространства, а другая мода трансформируется в моду Лэмба, распространяющуюся в верхней пьезопластине.

В системе двух тонких пьезопластин, разделенных щелью, также могут распространяться пьезоактивные моды ЩЭАВ. Рассмотрим систему, показанную на рис. 6. Здесь $H1$, $H2$ – толщины нижней и верхней пьезопластин, H – ширина щели. Интерес к анализу такой системы связан с тем, что можно изучить процесс трансформации мод ЩЭАВ. Например, если толщина обеих пластин $H1$, $H2 \gg \lambda$ в общем случае существует две классические моды ЩЭАВ, распространяющиеся в системе двух пьезополупространств, разделенных щелью. При увеличении ширины щели ЩЭАВ трансформируется в обычные ПАВ, распространяющиеся вдоль поверхности обеих пьезосред. Если толщина обеих пластин $H1$, $H2 \approx \lambda$, то при увеличении ширины зазора ЩЭАВ будет трансформироваться в электроакустические моды Лэмба, распространяющиеся в пьезопластинах. Когда толщина одной из пластин сравнима с длиной волны λ, а толщина второй много больше λ, то ЩЭАВ будет трансформироваться в обычную ПАВ, распространяющуюся в пьезосреде, и моды Лэмба, распространяющиеся в пьезопластине. Общее решение для ЩЭАВ в такой системе можно получить, представив соответствующие решения для механических смещений и электрического потенциала в виде суммы 8-ми парциальных волн в каждой из пьезопластин. При этом соответственно увеличится число граничных условий и необходимо уже находить решение системы, состоящей из 18-ти граничных однородных комплексных уравнений (или из 16 уравнений).

В качестве примера на рис. 7 показаны рассчитанные скорости симметричной и антисимметричной мод ЩЭАВ (кривые – 1 мода, 2 мода), распространяющейся в системе двух одинаковых пьезопластин лангасита (LGS) ориентации (0°,

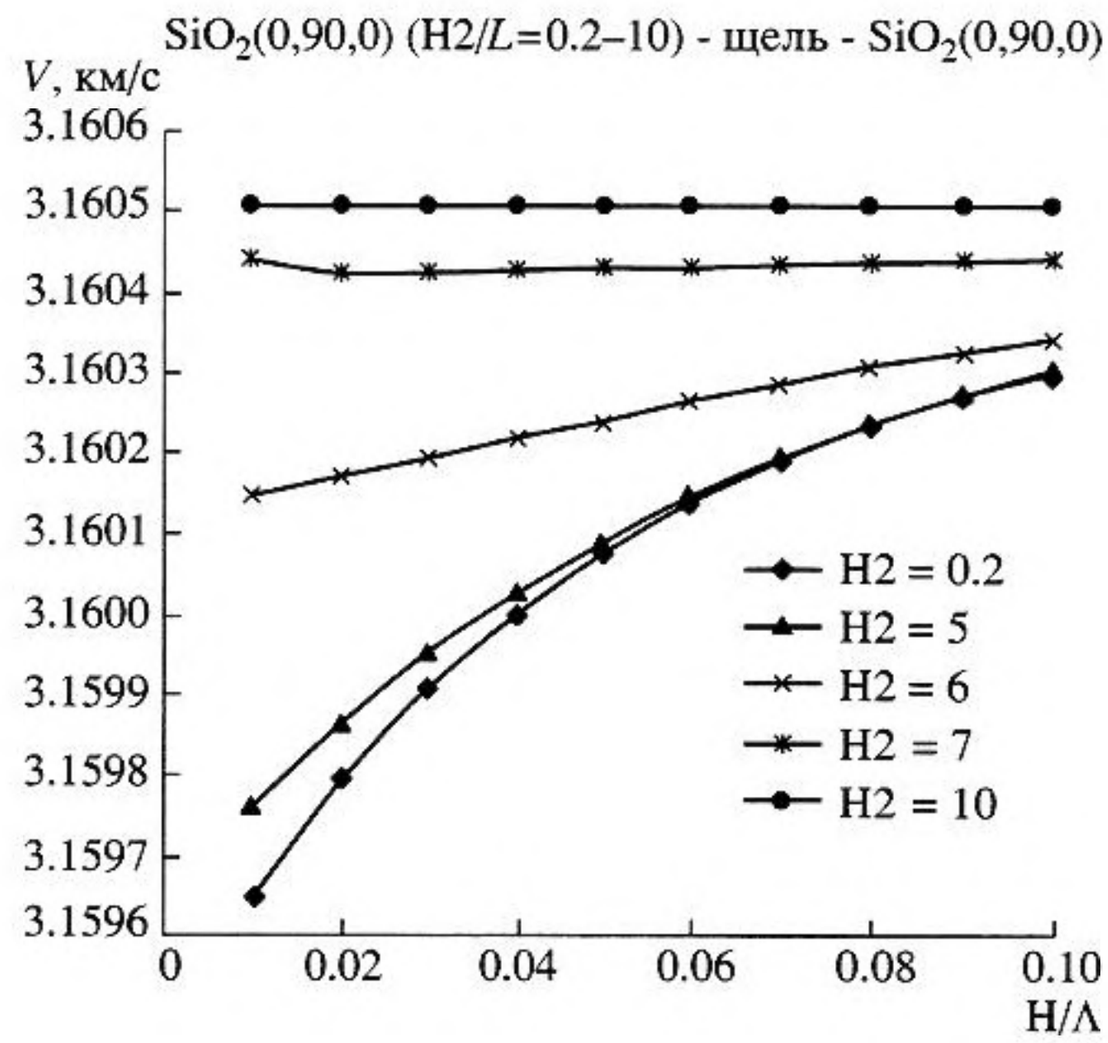

Рис. 4. Зависимость фазовой скорости ЩЭАВ от ширины щели в системе: пьезопластина SiO_2 YX-среза – пьезосреда SiO_2 YX-среза, разделенных щелью при разных толщинах пластины (кривые $H2 = 0.2$, $H2 = 5$, $H2 = 6$, $H2 = 7$, $H2 = 10$).

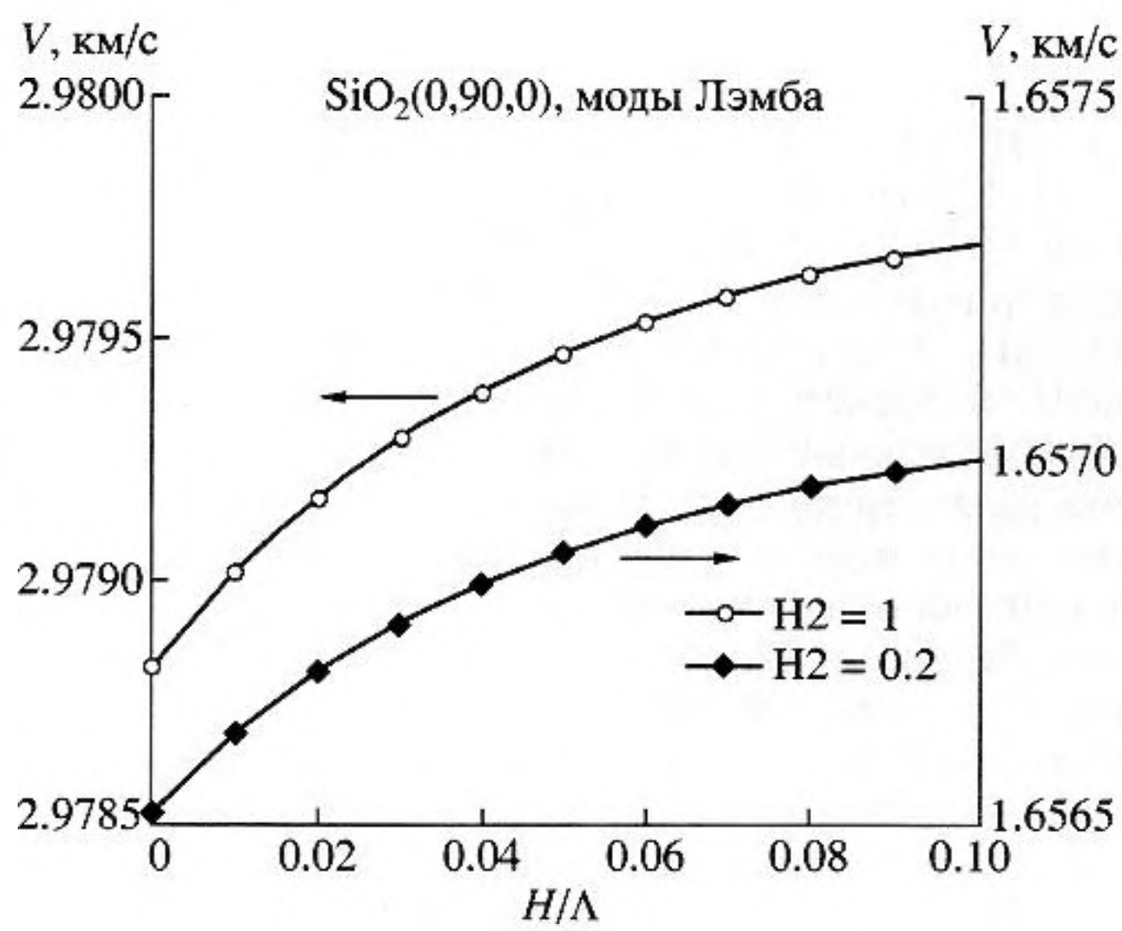

Рис. 5. Зависимость скорости антисимметричной моды Лэмба от ширины зазора (H/λ) при двух различных толщинах пьезопластины кварца YX-среза: (кривая $H2 = 0.2$, $H2 = 1$).

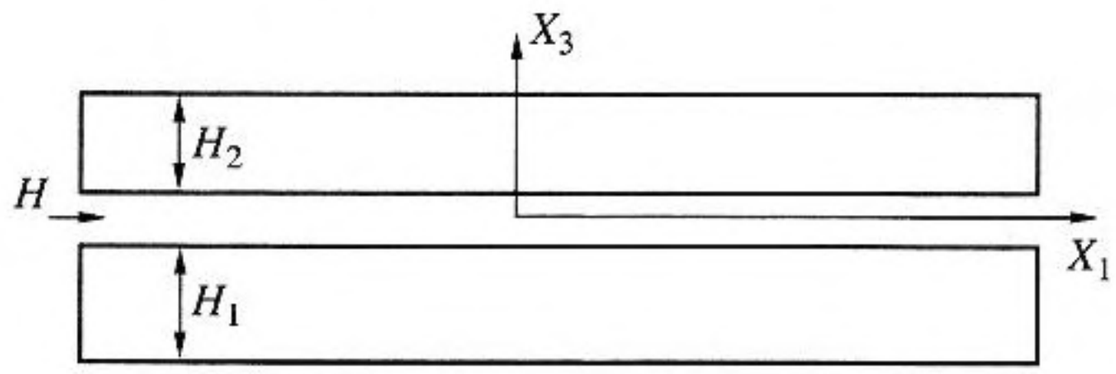

Рис. 6. Система двух пьезопластин, разделенных щелью.

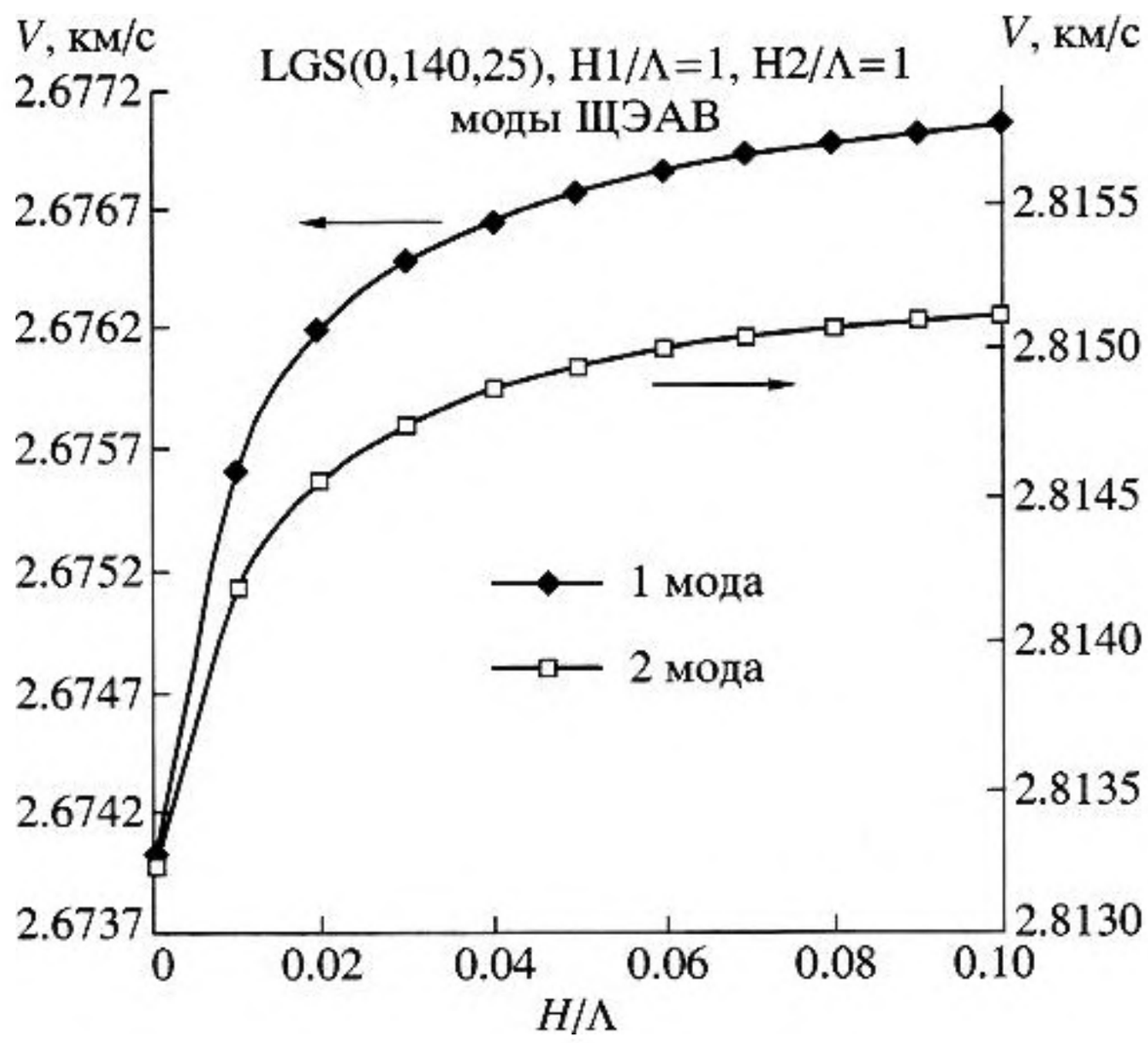

Рис. 7. Зависимость скорости симметричной и антисимметричной моды ЩЭАВ от ширины щели (кривые – *1* моды, *2* мода) в системе двух пьезопластин лангасита (LGS) ориентации (0°, 140°, 25°).

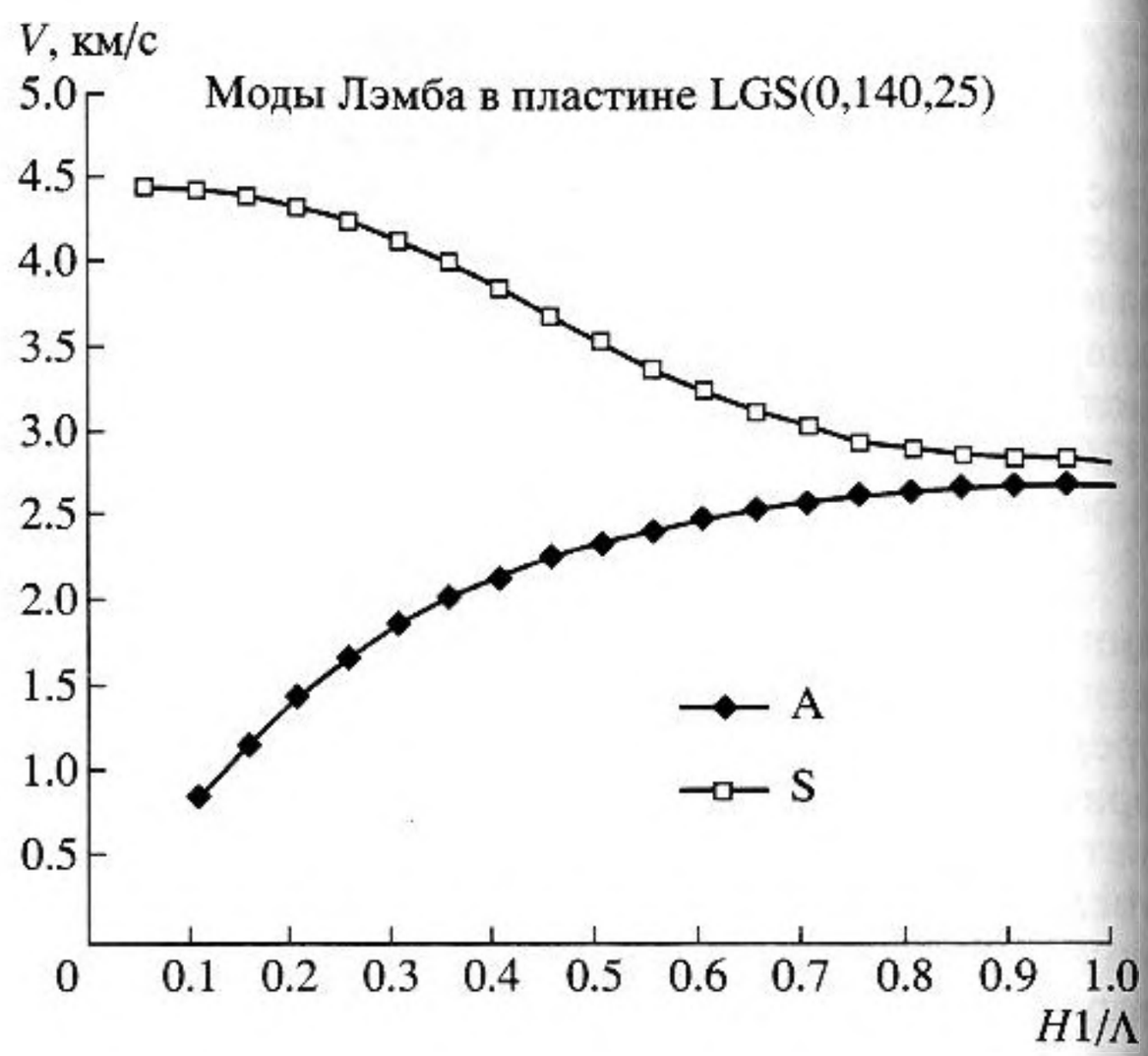

Рис. 8. Зависимость скорости основной симметричной и антисимметричной моды Лэмба от толщины (кривые *S* и *A*) и пьезопластины LGS (0°, 140°, 25°).

140°, 25°) толщиной $H2 = H1 = \lambda$ в зависимости от ширины щели H/λ. При увеличении ширины щели ($H/\lambda > 0.1$) скорости этих мод стремятся к скоростям мод Лэмба, распространяющихся в пьезопластинах. Это значит, что моды ЩЭАВ трансформируются в соответствующие моды Лэмба. На рис. 8 показаны рассчитанные скорости основной симметричной и антисимметричной моды Лэмба (кривые *S* и *A*) в зависимости от толщины пьезопластины $H1/\lambda$. Необходимо отметить, что в отдельно взятой пьезопластине при увеличении толщины пластины ($H1 > 0.5\lambda$) появляется целое семейство электроакустических мод Лэмба высшего порядка [9, 10] (не показаны на рисунке), которые с ростом ширины пластины преобразуются в обычные ПАВ. В системе двух пьезопластин, разделенных щелью, симметричные (V_S = = 2.8153 км/с) и антисимметричные (V_A = 2.6773 км/с) моды ЩЭАВ (см. рис. 7) при увеличении толщины щели соответственно трансформируются в моды Лэмба (см. рис. 8). Наконец, когда толщины обеих пьезопластин лангасита $H2$, $H1 > 5\lambda$ при увеличении ширины щели ($H > 0.1\lambda$) ЩЭАВ трансформируется в обычную ПАВ, распространяющуюся по свободной поверхности лангасита ($V_{ПАВ}$ = 2.744 км/с).

Необходимо отметить, что одна из трудностей при решении уравнений, описанных выше, заключается в том, что в таких сложных пьезокристаллических структурах одновременно существует несколько решений для того или иного типа волны. Поэтому при поиске конкретной моды необходимо выбирать достаточно узкий интервал поиска скоростей, поскольку по методике Фарнелла–Джонса фазовая скорость волны *V* является параметром задачи, при сканировании которого отыскивается нуль определителя граничных условий [6, 11].

Рассчитав фазовую скорость волны, можно затем вычислить все остальные параметры волны. Как известно [6], коэффициент электромеханической связи K^2 для ПАВ определяет эффективность возбуждения волны встречно-штыревым преобразователем (ВШП), расположенным на поверхности пьезокристалла, и рассчитывается по формуле: $K^2 = 2(V_0 - V_S)/V_0$, где V_0, V_S – скорость ПАВ вдоль открытой и металлизированной поверхностей пьезокристалла.

ЩЭАВ, в отличие от ПАВ, распространяются в системе двух пьезокристаллов, разделенных щелью. Если одна из поверхностей пьезокристалла металлизирована, то ЩЭАВ как таковая исчезает, поскольку электрическое поле, связывающее колебания в обеих пьезосредах, окажется закороченным, а оба полупространства – полностью изолированными. Тем не менее, для оценки эффективности возбуждения ЩЭАВ можно определить коэффициент электромеханической связи K2 аналогичным образом. Например, если ЩЭАВ возбуждается ВШП, расположенным на поверхности верхнего пьезокристалла, то

$$K_B^2 = 2(V_0 - V_S)/V_0, \qquad (5)$$

где V_0 – скорость ЩЭАВ, V_S – скорость ПАВ вдоль металлизированной поверхности верхнего

пьезокристалла. Если ЩЭАВ возбуждается ВШП, расположенным на поверхности нижнего пьезокристалла, то $K_H^2 = 2(V_0 - V_S)/V_0$, где V_0 – скорость ЩЭАВ, V_S – скорость ПАВ вдоль металлизированной поверхности нижнего пьезокристалла.

Для системы из двух тонких пьезопластин, разделенных щелью, величина K^2 для ЩЭАВ может быть определена еще большим количеством вариантов в зависимости от того, где помещаются встречно-штыревые преобразователи (четыре варианта размещения на одной из четырех поверхностей), а также от состояния каждой из внешних поверхностей (металлизирована или свободна), если на ней нет ВШП.

По формуле (5) была рассчитана величина K_B^2 для ЩЭАВ в зависимости от нормированной толщины щели (H/λ) в системе двух пьезосред из лангасита LGS ориентации (0°, 140°, 25°). Расчеты показали, что величина K_B^2 резко уменьшается при увеличении ширины щели. Например, при ширине щели $H = 0.0001\lambda$ величина $K_B^2 = 0.22\%$, а при ширине $H = 0.05\lambda$ величина $K_B^2 = 0.0046\%$. Это означает, что эффективность возбуждения ЩЭАВ резко снижается при увеличении зазора. Известно [12, 13], что в отдельно взятой тонкой пьезопластине ниобата лития (танталата лития и др.) определенной ориентации (*XY*-срез, *YX*-срез, *ZX*-срез) может распространяться также квази-*SH*-волна, имеющая очень высокую величину K^2 (до 33%) при определенной толщине пластины. Например, для пластины из ниобата лития ($LiNbO_3$) *XY*-среза толщиной $H = 0.1\lambda$ величина $K^2 \approx 36\%$, фазовая скорость $V = 4.372$ км/с [12, 13]. Фактически, это горизонтально-поперечная сдвиговая высокоскоростная волна в пьезопластине, практически 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.

В системе двух тонких пьезопластин, разделенных щелью, может существовать высокоскоростная *SH*-мода ЩЭАВ, имеющая высокую величину K^2 и величину скорости V, как и у *SH*-волны, распространяющейся в отдельно взятой пластине. На рис. 9 показаны рассчитанные скорости V_0 высокоскоростной *SH*-моды ЩЭАВ (кривые – $V(0, 1)$, $V(0, 2)$, $V(0, 5)$) и величины K^2 (кривые – $K(0, 1)$, $K(0, 2)$, $K(0, 5)$) для трех значений толщины обеих пьезопластин $LiNbO_3$ *XY*-среза ($H1/\lambda = H2/\lambda = 0.1, 0.2, 0.5$) в зависимости от ширины щели H/λ. Величина K^2 рассчитывалась в

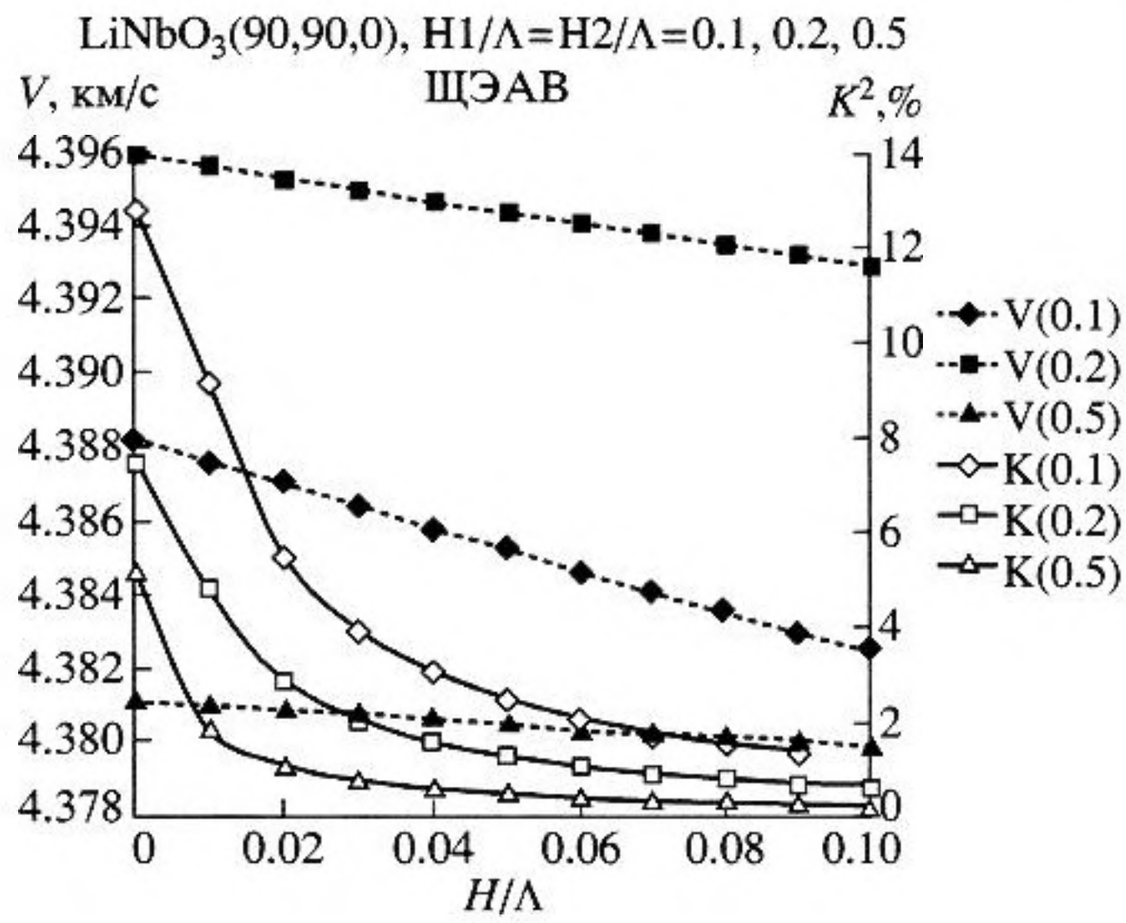

Рис. 9. Зависимость скорости V высокоскоростной моды ЩЭАВ (кривые – $V(0, 1)$, $V(0, 2)$, $V(0, 5)$) и K^2 (кривые – $K(0, 1)$, $K(0, 2)$, $K(0, 5)$) для трех значений толщины пьезопластины ($H1/\lambda = 0.1, 0.2, 0.5$) в зависимости от ширины щели H/λ.

данном случае при условиях, что ВШП помещены на внешней поверхности верхней пластины (т.е. V_S и V_0 в формуле (5) относятся к этой поверхности), а остальные три поверхности свободны. Из рис. 9 видно, что также, как и в случае отдельно взятой пьезопластины, максимальная величина K^2, рассчитанная из (5), для *SH*-моды ЩЭАВ получается при толщине обеих пьезопластин $H1/\lambda = H2/\lambda = 0.1$. Например, при ширине щели $H/\lambda = 0.01$ величина $K^2 \approx 9\%$, что существенно выше величины K^2 для ПАВ у ниобата лития ($K_{ПАВ}^2 \approx 5.5\%$).

В системе из двух пластин, разделенных узкой щелью, также как и в одиночной пластине, существует много решений, много мод. Наряду с решениями, представленными на рис. 9, существуют моды как с меньшими, так и с большими скоростями. Например, для тех же условий, что и для рис. 9, при $H1/\lambda = H2/\lambda = 0.1$ (пластины) и $H/\lambda = 0.01$ (щель) существует волна с меньшей скоростью $V_0 = 4.04727$ км/с при $K^2 \approx 20.7\%$, а также с большей скоростью $V_0 = 6.4753$ км/с при $K^2 \approx$ $\approx 4.83\%$.

Другим важным параметром волны является температурный коэффициент задержки (ТКЗ). Для ПАВ в одиночной среде ТКЗ = α – ТКС = $\alpha - 1/V \times (\partial V/\partial t$, где α – коэффициент линейного теплового расширения среды, ТКС – температурный коэффициент скорости ЩЭАВ, t – температура). В случае ЩЭАВ величина ТКС для ЩЭАВ определяется однозначно. Однако поскольку имеется система двух разных пьезосред, возникает неоднозначность в определении ТКЗ для ЩЭАВ, поскольку величина a может быть разной для

каждой из пьезосред. Следовательно, можно определить две величины ТКЗ для ЩЭАВ – для верхней и для нижней пьезосреды с соответствующими коэффициентами линейного расширения. ТКЗ реального устройства будет определяться коэффициентом линейного теплового расширения той среды, на которой помещены встречно-штыревые преобразователи, так как тепловое расширение другой среды в этом случае на них влиять не будет.

Расчеты показали, что даже в случае двух одинаковых пьезосред с одной и той же ориентацией величины ТКЗ для ЩЭАВ несколько отличаются от величины ТКЗ, рассчитанной для обычных ПАВ. Например, в системе двух термостабильных для ПАВ пьезосред LGS (0°, 140°, 25°) ($ТКЗ_{ПАВ} = -0.09 \times 10^{-6}$/°C), разделенных щелью ($H = 0.5\lambda$) величина ТКЗ для ЩЭАВ равна $-1.5 \times \times 10^{-6}$/°C и зависит от ширины щели.

Материальные константы для $LiNbO_3$, SiO_2 и LGS были соответственно взяты из работ [14–16].

Таким образом, в работе приводится методика численного расчета параметров ЩЭАВ различного типа, распространяющихся в пьезокристаллических средах любого класса кристаллографической симметрии и их конфигураций. Рассмотрены процессы трансформации ЩЭАВ в ПАВ в случае двух пьезополупространств либо в электроакустические моды Лэмба в случае системы двух тонких пьезопластин, разделенных щелью. Показано, что скорость мод ЩЭАВ определяется свойствами обеих пьезосред и зависит от ширины щели. Предложена система, состоящая из двух тонких пьезопластин ниобата лития *XY*-среза (либо *YX*-среза), разделенных щелью, для которой щелевая электроакустическая волна имеет высокий коэффициент электромеханической связи. Данная структура может быть использована при конструировании высокоэффективных акустоэлектронных датчиков давления, анализаторов газа и жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гуляев Н.В., Плесский В.П.* Щелевые акустические волны в пьезоэлектрических материалах // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 3. С. 716–720.
2. *Балакирев М.К., Богданов С.В., Горчаков А.В.* Экспериментальное исследование щелевых волн в LiJO3 // ФТТ.1979. Т. 21. № 8. С. 2508–2510.
3. *Балакирев М.К., Гилинский И.А.* Волны в пьезокристаллах. М.: Наука, 1982. С. 240.
4. *Пятаков П.А.* Щелевые акустические волны на границе двух пьезоэлектрических кристаллов, разделенных слоем жидкости // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 836–842.
5. *Veleekoop M.* Acoustic wave sensors and their thecnology // Ultrasonics. 1998. V. 36. P. 7–14.
6. *Мэттьюз Г.* Фильтры на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1981. С. 470.
7. *Олинер А.* Поверхностные акустические волны. М.: Мир. 1981. С. 500.
8. *Шаскольская М.П.* Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982. С. 632.
9. *Tonami S., Nishikata A., Shimizu Y.* Analysis of leaky surface waves propagating on piezoelectric substrates of finite thickness // Jpn. J. Apll. Phys. 1996. V. 35. Pt.1. № 5b. P. 3002–3005.
10. *Dvoesherstov M.Yu., Cherednick V. I., Chirimanov A.P.* Slit waves in piezoelectric structures // IV Inter. Conf. Wave Electronics and Its Applications. St. Petersburg. May, 28–31. 2001. ISBN 5-8088-0059-5. P. 32–33.
11. *Двоешерстов М.Ю., Чередник В.И., Чиримановъ А.П.* Расчет поверхностных акустических волн в кристаллах с применением процедуры глобальной оптимизации // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43. № 9. С. 801–813.
12. *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.
13. *Джоши С.Г., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е.* SH акустические волны в пластине ниобата лития и влияние электрических граничных условий на их свойства // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 3. С. 336–340.
14. *Kovacs 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.
15. *Shimizu Y., Yamamoto Y.* Saw propagation characteristics of complete cut of quartz and new cuts with zero temperature coefficient of delay // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1980. P. 420–423.
16. *Bungo A., Jian C., Yamaguchi K.* Experimental and Theoretical Anayisis of SAW Properties of the Langasite Substrate with Euler Angle (0°, 140°, ψ) // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1999. P. 333.

Numerical Analysis of the Properties of Slit Electroacoustic Waves

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

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

e-mail: dvoesh@rf.unn.ru

Abstract—The properties of slit electroacoustic waves that propagate in a system of two semi-infinite piezoelectric media separated by a vacuum gap, in a system consisting of a thin piezoelectric plate and a semi-infinite piezoelectric medium separated by a gap, and in a system consisting of two thin piezoelectric plates separated by a vacuum gap are studied. The process of transformation of slit electroacoustic waves to generalized surface acoustic waves or to Lamb waves is considered.