

УДК 548.534

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНЫ ЛЭМБА В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ

© 2010 г. С. И. Бурков, О. П. Золотова, Б. П. Сорокин*, К. С. Александров**

Сибирский федеральный университет
660041 г. Красноярск, пр. Свободный 79

* ФГУ “Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов”
142190 г. Троицк Московской обл., ул. Центральная 7

** Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
660036 г. Красноярск, Академгородок

E-mail: sergbsi@gmail.com ; sburkov@sfu-kras.ru

Поступила в редакцию 17.12.2009 г.

В работе на основе теории распространения акустических волн в пьезокристаллах, подвергнутых воздействию внешнего электрического поля, рассмотрено влияние однородного электрического поля E на характеристики и условия распространения волны Лэмба в пьезоэлектрической кристаллической пластине.

ВВЕДЕНИЕ

Теория и характеристики распространения акустических волн в кристаллических пластинах, толщина которых сравнима с длиной волны, детально рассмотрены в работах [1, 2], результаты которых были использованы для создания ряда устройств акустоэлектроники, в частности, дисперсионных линий задержки сигнала, фазовращателей и т.п. Влияние однородных электрического поля E и механического напряжения на характеристики и условия отражения и преломления объемных акустических волн на границе раздела пьезоэлектрических кристаллов рассмотрено в [3–5] на основе теории распространения ОАВ в пьезокристаллах, подвергнутых воздействию внешнего электрического поля и механического напряжения [6]. Также в ряде работ [7–8] исследовано влияние однородного электрического поля E на анизотропию распространения нулевых мод акустической волны Лэмба в пластинках пьезоэлектрических кристаллов LiNbO_3 , KNbO_3 . Целью данной работы было детальное аналитическое и компьютерное исследование особенностей распространения волн Лэмба и поверхностно-поперечных (SH) волн в пьезоэлектриках кубической симметрии в условиях воздействия постоянного электрического поля.

ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ ЛЭМБА В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В настоящей работе рассмотрено влияние однородного электрического поля E на характери-

стики и условия распространения волны Лэмба в пьезоэлектрической кристаллической пластине на основе теории распространения акустических волн в пьезокристаллах, подвергнутых воздействию внешнего электрического поля, подробно изложенной в [1].

На основе теории, развитой в [2], запишем основные уравнения, описывающие влияние электрического поля E на условия распространения акустических волн в пьезоэлектрической среде. В исходной системе координат волновые уравнения для волн малой амплитуды в однородно деформированных ацентричных средах и уравнение электростатики имеют вид [1]:

$$\begin{aligned} \rho_0 \ddot{U}_A &= \tilde{\tau}_{AB,B}, \\ \tilde{D}_{M,M} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

В (1) приняты обозначения: ρ_0 – плотность кристалла в недеформированном (исходном) состоянии, \ddot{U}_A – вектор динамических упругих смещений, $\tilde{\tau}_{AB}$ – тензор термодинамических напряжений, \tilde{D}_M – вектор электрической индукции. Знаком “тильда” здесь и далее отмечены зависящие от времени переменные. Запятая после индекса обозначает пространственную производную, латинские координатные индексы изменяются от 1 до 3. Здесь и далее подразумевается суммирование по дважды повторяющемуся индексу.

Для учета влияния электрического поля E в пьезоэлектрическом кристалле уравнения состояния для динамических компонент термодина-

мических напряжений и электрической индукции имеют соответственно вид:

$$\bar{\tau}_{AB} = C_{ABCD}^* \bar{\eta}_{CD} - e_{NAB}^* \bar{E}_N, \quad (2)$$

$$\bar{D}_N = e_{NAB}^* \bar{\eta}_{AB} + \varepsilon_{NM}^* \bar{E}_M,$$

где $\bar{\eta}_{AB}$ — тензор деформаций, а эффективные упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические константы определяются соотношениями:

$$C_{ABKL}^* = C_{ABKL}^E + (C_{ABKLR}^E d_{JQR} - e_{JABKL}) M_J \bar{E},$$

$$e_{NAB}^* = e_{NAB} + (e_{NABKL} d_{JKL} + H_{NJAB}) M_J \bar{E}, \quad (3)$$

$$\varepsilon_{NM}^* = \varepsilon_{NM}^E + (H_{NMAB} d_{PAB} + \varepsilon_{NMP}^E) M_P \bar{E}.$$

Здесь \bar{E} — величина напряжения однородного электрического поля, M_J — единичный вектор направления внешнего электрического поля, C_{ABKLR}^E , e_{NABKL} , H_{NMAB} — нелинейные упругие, пьезоэлектрические и электрострикционные константы (материальные тензоры).

Пусть в рабочей системе координат ось X_3 направлена вдоль внешней нормали к поверхности среды, занимающей пространство $X_3 \leq h$ и $X_3 \geq 0$, а ось X_1 совпадает с направлением распространения волны. В этой системе координат упругие смещения и электрический потенциал представим в виде плоских волн

$$\begin{aligned} U_C &= \alpha_C \exp[i(k_j x_j - \omega t)], \\ \varphi &= \alpha_4 \exp[i(k_j x_j - \omega t)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения Грина–Кристоффеля при действии электрического поля \mathbf{E} на пьезокристалл запишутся в виде [6]:

$$\Gamma_{BC} = [C_{ABCD}^* + 2d_{JFC} C_{ABFD}^E M_J \bar{E}] k_A k_D,$$

$$\Gamma_{C4} = e_{ADC}^* k_A k_D, \quad (5)$$

$$\Gamma_{4C} = \Gamma_{C4} + 2e_{APD} d_{JPC} M_J \bar{E} k_A k_D,$$

$$\Gamma_{44} = -\varepsilon_{IJ}^* k_I k_J,$$

где эффективные константы имеют вид (3).

Распространение акустических волн в пьезоэлектрической пластине толщины h , подвергнутой воздействию электрического поля \mathbf{E} , должно удовлетворять граничным условиям равенства нулю нормальных компонент тензора напряжений на границах раздела кристалл–вакуум. Непрерывность касательных к поверхности раздела компонент вектора напряженности электрического поля обеспечивается условием непрерывности электрического потенциала φ , а также условием непрерывности нормальных компонент вектора индукции \mathbf{D} :

$$\tau_{3k} = 0 \quad \text{при } x_3 = 0; \quad x_3 = h;$$

$$\varphi = \varphi^{[I]} \quad \text{при } x_3 < 0; \quad \varphi = \varphi^{[II]} \quad \text{при } x_3 > h; \quad (6)$$

$$D = D^{[I]} \quad \text{при } x_3 < 0; \quad D = D^{[II]} \quad \text{при } x_3 > h.$$

Верхний индекс “I” относится к полупространству $X_3 > h$, индекс “II” — к полупространству $X_3 < 0$. Подставляя решения (4) в уравнения (6) и оставляя только члены, линейные по \mathbf{E} , получим в конечном виде систему — определитель граничных условий для рабочей системы координат:

$$\sum_{n=1}^8 C_n \left(C_{3jkl}^* k_l^{(n)} \alpha_k^{(n)} + e_{k3j}^* k_k^{(n)} \alpha_4^{(n)} \right) \times \\ \times \exp(ik_3^{(n)} h) = 0;$$

$$\sum_{n=1}^8 C_n \left[e_{3kl}^* k_l^{(n)} \alpha_k^{(n)} - (\varepsilon_{3k}^* k_k^{(n)} - i\varepsilon_0) \alpha_4^{(n)} \right] \times \\ \times \exp(ik_3^{(n)} h) = 0; \quad (7)$$

$$\sum_{n=1}^8 C_n \left(C_{3jkl}^* k_l^{(n)} \alpha_k^{(n)} + e_{k3j}^* k_k^{(n)} \alpha_4^{(n)} \right) = 0;$$

$$\sum_{n=1}^8 C_n \left[e_{3kl}^* k_l^{(n)} \alpha_k^{(n)} - (\varepsilon_{3k}^* k_k^{(n)} + i\varepsilon_0) \alpha_4^{(n)} \right] = 0.$$

Отметим, что приведенные выражения для граничных условий получены из предположения о приложении к кристаллу однородного внешнего электрического напряжения без учета краевых эффектов. В полученных уравнениях учитываются все изменения в конфигурации анизотропной сплошной среды, связанные с ее статической деформацией, и в частности, изменения формы кристалла — растяжения и поворот элементарных линий, параллельных ребрам образца [1, 6].

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЬЕЗОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ

На основе приведенных основных дисперсионных уравнений, описывающих распространение акустических волн в пьезоэлектрических пластинах, выполним анализ изменения характеристик акустической волны в пьезопластине вследствие изменения симметрии кристалла и возникновения модифицированных материальных констант на примере кристалла германосилленита $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (точечная группа симметрии 23) при приложении электрического поля \mathbf{E} . Рассмотрим случай приложения поля и распространения акустической волны в направлении $[100]$ в плоскости (001) . Дисперсионное уравнение относительно k_3 (при отсутствии электрического поля) для симметрич-

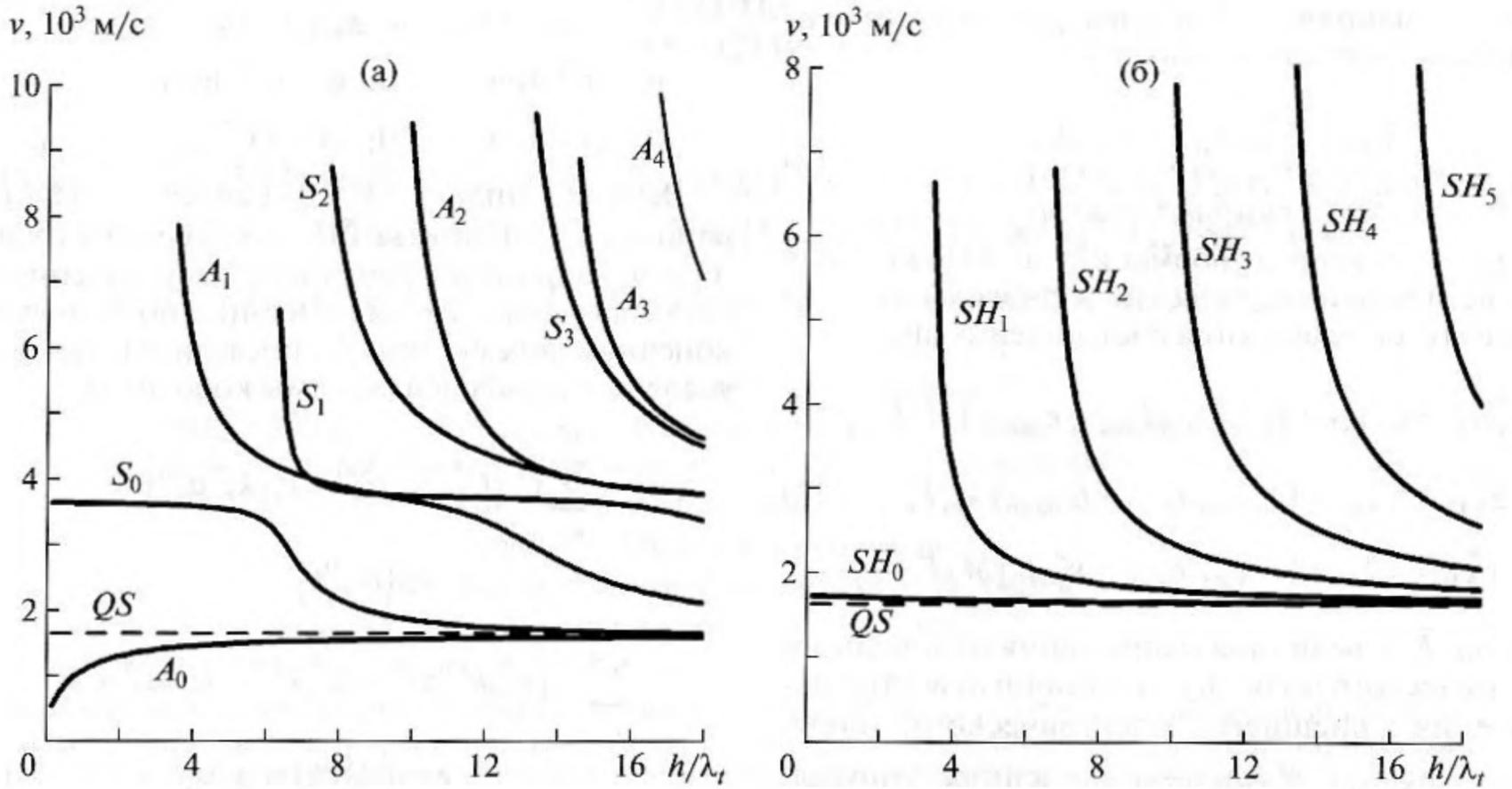


Рис. 1. Дисперсионные зависимости фазовых скоростей симметричных и антисимметричных мод волны Лэмба и SH-волн в пластине германосилленита в направлении [100] плоскости (001). λ_L — длина сдвиговой объемной волны. На рис. а — дисперсионные зависимости симметричных и антисимметричных мод волны Лэмба, б — дисперсионные зависимости мод SH-волн.

ной и антисимметричной мод волны Лэмба запишется в виде:

$$(C_{11}^E k_1^2 + C_{44}^E k_3^2 - \rho_0 \omega^2)(C_{44}^E k_1^2 + C_{11}^E k_3^2 - \rho_0 \omega^2) - (C_{12}^E + C_{44}^E)^2 k_1^2 k_3^2 = 0. \quad (8)$$

Решение уравнения (8) совместно с граничными условиями (7) позволяет получить в данном случае уравнения, описывающие распространение симметричной моды волны Лэмба:

$$\frac{\text{th}(iq_3 h/2)}{\text{th}(iq_1 h/2)} = \frac{q_3 [C_{11}^E (k^2 - k_L^2) - C_{12}^E q_1^2] \{C_{12}^E (C_{12}^E + C_{44}^E) k^2 - C_{11}^E [C_{11}^E (k^2 - k_L^2) + C_{44}^E q_3^2]\}}{q_1 [C_{11}^E (k^2 - k_L^2) - C_{12}^E q_3^2] \{C_{12}^E (C_{12}^E + C_{44}^E) k^2 - C_{11}^E [C_{11}^E (k^2 - k_L^2) + C_{44}^E q_1^2]\}} \quad (9)$$

и антисимметричной моды волны Лэмба:

$$\frac{\text{th}(iq_3 h/2)}{\text{th}(iq_1 h/2)} = \frac{q_1 (C_{11}^E (k^2 - k_L^2) - C_{12}^E q_3^2) (C_{12}^E (C_{12}^E + C_{44}^E) k^2 - C_{11}^E (C_{11}^E (k^2 - k_L^2) + C_{44}^E q_1^2))}{q_3 (C_{11}^E (k^2 - k_L^2) - C_{12}^E q_1^2) (C_{12}^E (C_{12}^E + C_{44}^E) k^2 - C_{11}^E (C_{11}^E (k^2 - k_L^2) + C_{44}^E q_3^2))} \quad (10)$$

аналогично уравнениям для волн Лэмба в изотропной среде [10]. Здесь k_L — волновой вектор продольной объемной волны, $q_n \equiv k_3^{(n)}$ — решения биквадратного дисперсионного уравнения (8). На рис. 1 приведены рассчитанные с помощью уравнений (9) и (10) дисперсионные кривые фазовых скоростей первых мод волн Лэмба и SH-волн зависимости от произведения h/λ для пластины кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ в направлении [100] в плоскости (001).

Приложение электрического поля \mathbf{E} к кристаллической пластине вдоль оси второго порядка по-

нижает эффективную симметрию кубического кристалла до моноклинной (класс 2), индуцируя появление новых упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных:

$$\begin{aligned} C_{15}^* &= C_{155} d_{14} - e_{134}; & C_{35}^* &= C_{166} d_{14} - e_{124}; \\ C_{46}^* &= C_{456} d_{14} - e_{156}; & e_{16}^* &= e_{156} d_{14} + H_{44}; \\ \epsilon_{13}^* &= H_{44} d_{14} + \epsilon_{123}. \end{aligned} \quad (11)$$

Тензор Грина–Кристоффеля при приложении к кристаллической пластине электрического поля $\mathbf{E} \parallel [010]$ имеет вид:

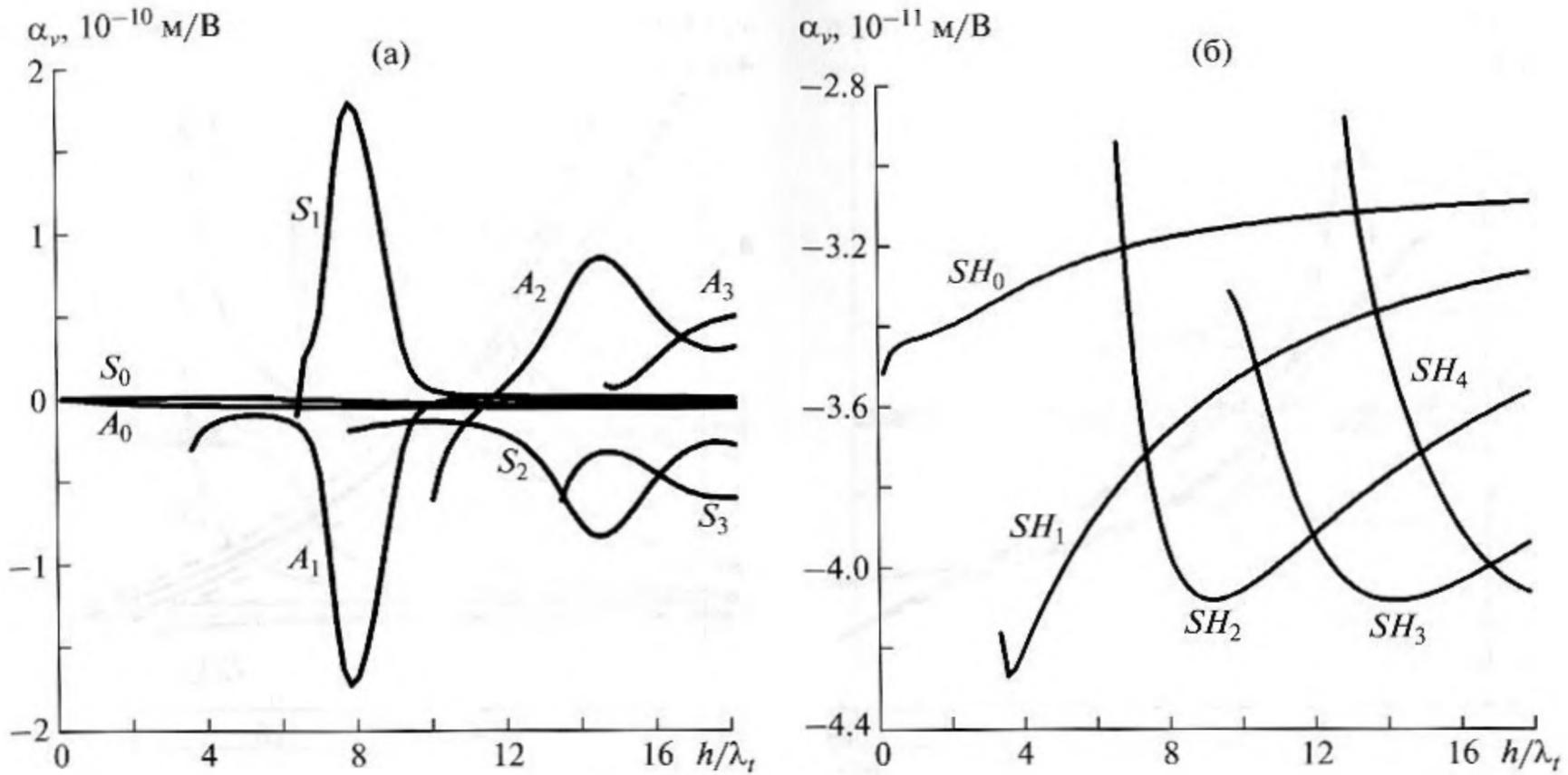


Рис. 2. Коэффициенты управления для волн Лэмба (а – S и A моды) и SH -волн (б) в пластине в направлении $[100]$ плоскости (001) германосилленита в случае приложения электрического поля вдоль $E \parallel [010]$.

$$\Gamma_{ij} = \begin{pmatrix} a_{11} & 0 & a_{13} & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 & a_{24} \\ a_{31} & 0 & a_{33} & 0 \\ 0 & a_{24} & 0 & a_{44} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} a_{11} &= C_{11}^E k_1^2 + C_{44}^E k_3^2 + \left[(C_{12}^E + C_{44}^E) d_{14} + 2C_{15}^* \right] k_1 k_3; \\ a_{13} &= (C_{12}^E + C_{44}^E) k_1 k_3 + C_{11}^E d_{14} k_1^2 + \\ &\quad + C_{15}^* k_1^2 + (C_{44}^E d_{14} + C_{35}^*) k_3^2; \\ a_{31} &= (C_{12}^E + C_{44}^E) k_1 k_3 + C_{44}^E d_{14} k_1^2 + \\ &\quad + C_{15}^* k_1^2 + (C_{11}^E d_{14} + C_{35}^*) k_3^2; \\ a_{22} &= C_{44}^E (k_1^2 + k_3^2) + 2C_{46}^* k_1 k_3; \\ a_{24} &= 2e_{14} k_1 k_3 + e_{16}^* (k_1^2 + k_3^2); \\ a_{33} &= C_{44}^E k_1^2 + C_{11}^E k_3^2 + \left[(C_{12}^E + C_{44}^E) d_{14} + 2C_{35}^* \right] k_1 k_3; \\ a_{44} &= -\varepsilon_{11}^n (k_1^2 + k_3^2) - 2\varepsilon_{13}^* k_1 k_3. \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, в данном варианте изменяются только уже существующие компоненты тензора Грина–Кристоффеля (5), вследствие чего структура волн практически не изменяется, т.е. волны Лэмба и SH -волны остаются “чистыми” модами. Однако дисперсионное уравнение в данном случае перестает быть биквадратным и вывод раз-

дельных уравнений для симметричных и антисимметричных мод становится невозможен. Отметим, что именно те члены в уравнении (13), которые связаны с воздействием электрического поля, характеризуют все изменения в конфигурации анизотропной сплошной среды, обусловленной статической деформацией. Отметим также, что эффекты, связанные с изменением геометрии кристалла и учтенные в выражениях (2)–(6), приводят к нарушению симметрии тензора Грина–Кристоффеля. На рис. 2 приведены рассчитанные коэффициенты управляемости фазовых скоростей:

$$\alpha_{v_i} = \frac{1}{v_i(0)} \left(\frac{\Delta v_i}{\Delta E} \right)_{\Delta E \rightarrow 0}. \quad (14)$$

Следует отметить, что значения коэффициентов α_v для мод нулевого порядка существенно меньше, чем для волн первого и последующих порядков, причем как для волн Лэмба обоих типов, так и для SH -волн. Характерной особенностью является также различие в знаке значений α_v (“симметричность”) для симметричных и антисимметричных волн Лэмба, например, S_1 и A_1 , S_2 и A_2 и т.д., что обусловлено эффектом гибридизации акустических мод. При отсутствии внешнего электрического поля имеются две точки, в которых равны фазовые скорости мод S_1 и A_1 (S_2 – A_2) (рис. 3). Эффект гибридизации, который заключается в существовании связанных мод и обмена энергией в условиях пространственно-временного синхронизма, был отмечен авторами [11] для металлизированной поверхности ниобата калия.

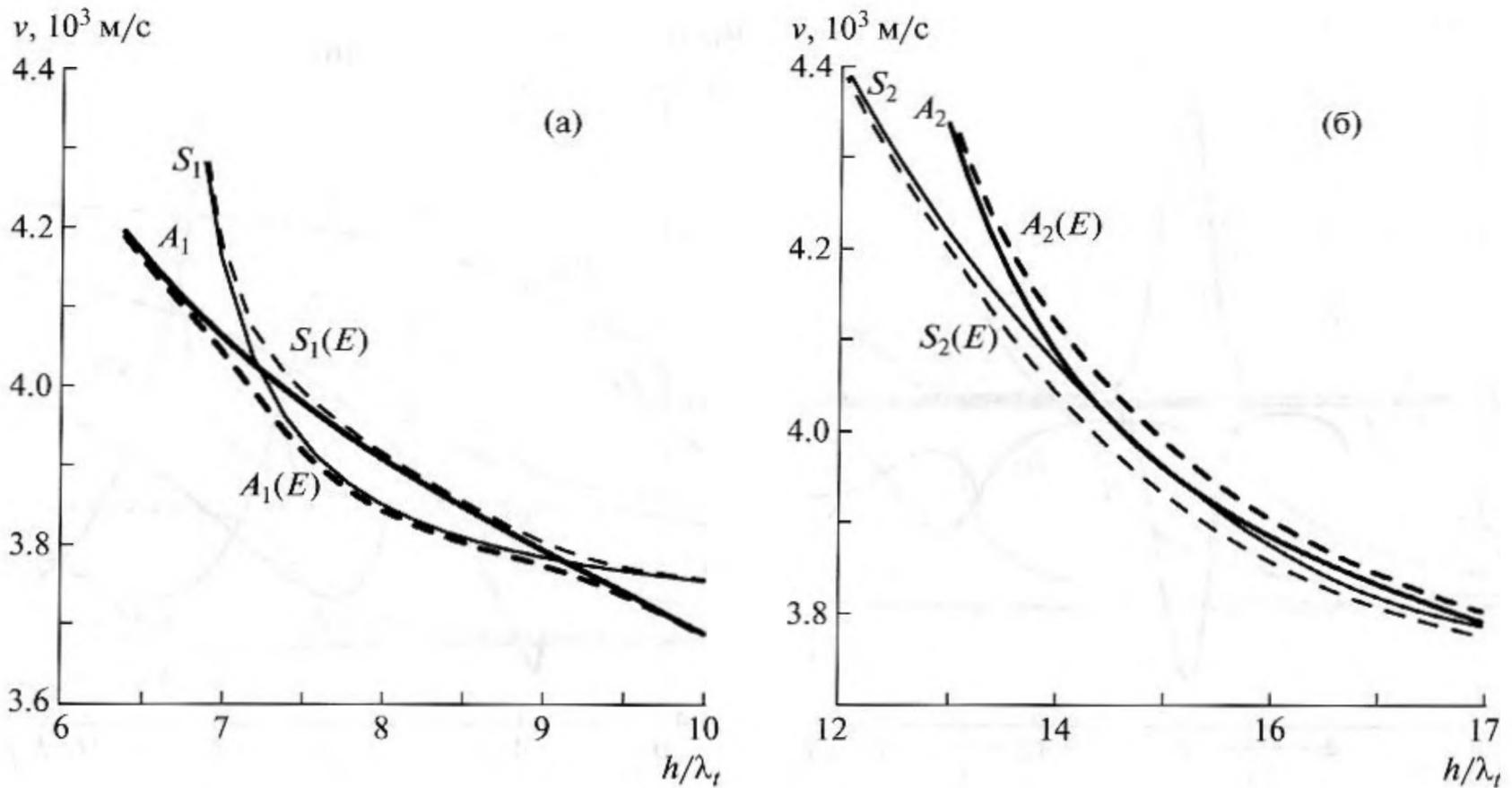


Рис. 3. Зависимости фазовых скоростей (а — A_1 и S_1) и (б — A_2 и S_2) мод волны Лэмба в пластине германосилленита в направлении $[100]$ плоскости (001) при $\mathbf{E} \parallel [010]$ и $\mathbf{E} = 0$.

При $\mathbf{E} = 0$ в дисперсионных кривых фазовых скоростей существуют точки пересечения различных мод и взаимодействие (гибридизация) между этими модами отсутствует. Приложение электрического поля приводит к “расталкиванию” дисперсионных зависимостей фазовых скоростей и к снятию вырождения для гибридных акустических мод волны Лэмба (рис. 3), что, естественно, приводит к существенному увеличению значений коэффициента α_v для гибридных мод, но с разным знаком.

При приложении электрического поля $\mathbf{E} \parallel [100]$, т.е. вдоль направления распространения волны, индуцируются новые материальные константы:

$$\begin{aligned} C_{14}^* &= C_{144}d_{14} - e_{114}; & C_{56}^* &= C_{456}d_{14} - e_{156}; \\ C_{24}^* &= C_{155}d_{14} - e_{134}; & e_{11}^* &= e_{114}d_{14} + H_{11}; \\ e_{35}^* &= e_{156}d_{14} + H_{44}; & e_{13}^* &= e_{134}d_{14} + H_{21}. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, тензор Грина–Кристоффеля принимает общий вид, т.е. не имеет нулевых компонент. Как было показано ранее [4], действие электрического поля \mathbf{E} в данной конфигурации практически не оказывает влияния на значение фазовой скорости продольной объемной волны. Однако происходит снятие вырождения сдвиговых волн вдоль направления $[100]$, в невозмущенном случае являющегося акустической осью, и последняя расщепляется на две конического типа с индексом Пуанкаре $\pm 1/2$, причем расщепление акустической оси происходит в плоскости (110) . Следовательно, волны Лэмба перестают быть чи-

стыми модами, т.е. в смещениях волны присутствуют колебания вдоль оси X_2 . Аналогичная ситуация возникает и с SH-волнами.

На рис. 4а представлены дисперсионные кривые фазовых скоростей акустических волн и коэффициентов управляемости α_v в зависимости от произведения h/λ при приложении к пьезопластине поля электрического поля $\mathbf{E} \parallel [100]$. На рис. 4б приведены коэффициенты управляемости α_v только для мод с большим значением α_v , т.к. значения α_v остальных мод на графике не различимы. Следует отметить, что наиболее значимые величины α_v имеют первые моды акустических волн, причем значения α_v мод A_0 и SH_0 стремятся к значению α_v волны Рэля, которое в данном случае равно $\alpha_v = -3.17 \times 10^{-10}$ м/В, в то время как величина α_v для мод SH_1 и S_0 почти вдвое превышает значение α_v волны Рэля.

Приложение электрического поля $\mathbf{E} \parallel [100]$ к пьезопластине приводит к трансформации акустических мод S_0 и SH_1 , т.е. при прохождении области пространственно-временного синхронизма происходит плавное изменение поляризации моды и, следовательно, ее типа (рис. 4). Отличительной особенностью при $\mathbf{E} \parallel [100]$ также является проявление эффекта гибридизации с увеличением h/λ , в частности, для мод A_0 и SH_0 , значения фазовых скоростей которых стремятся к скорости поверхностной акустической волны с увеличением h/λ . Непосредственно вырождение (равенство значений фазовых скоростей) отсутствует. Однако приложение электрического поля \mathbf{E} к кристал-

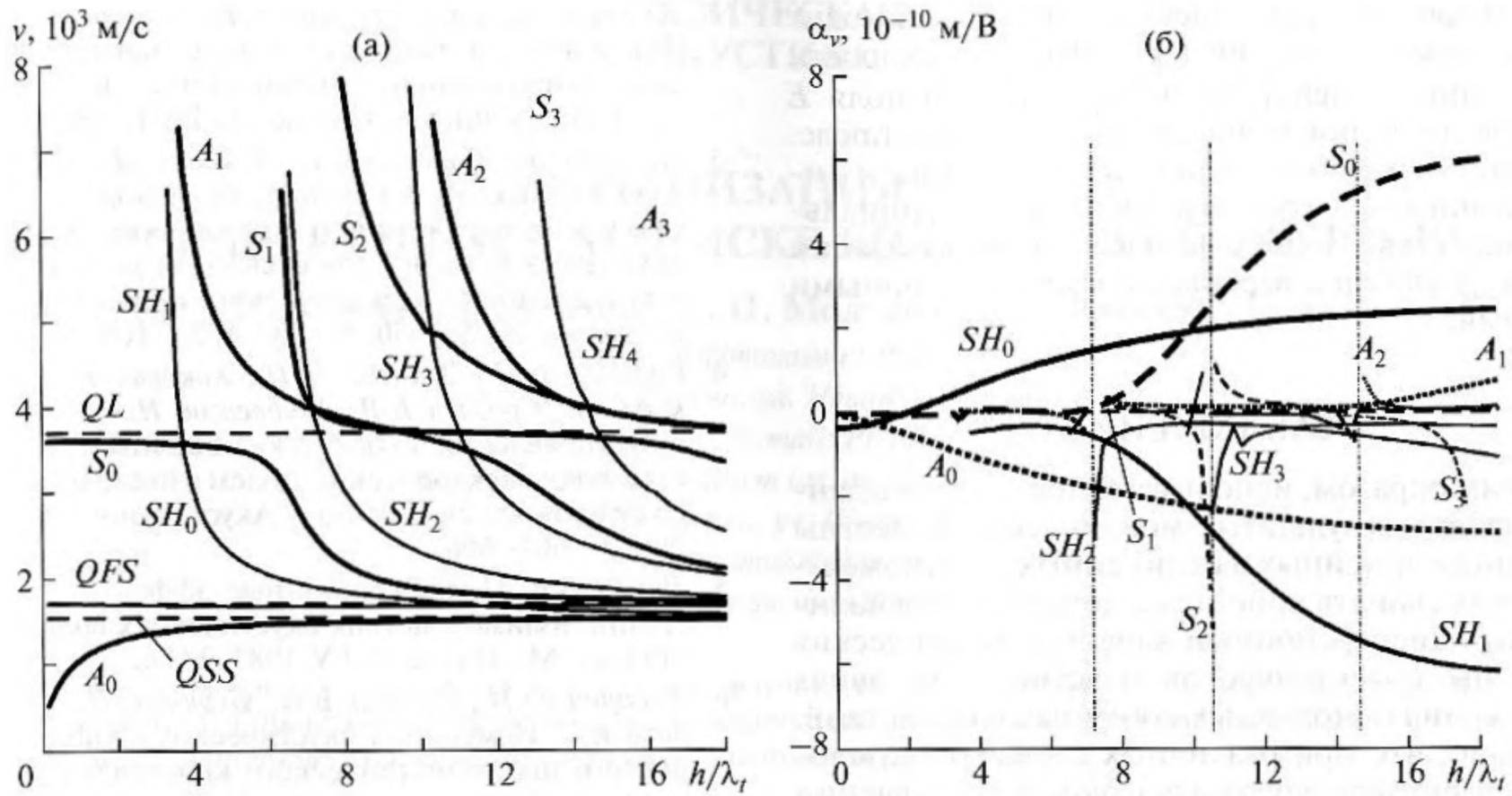


Рис. 4. Зависимости фазовых скоростей и коэффициенты управления для волны Лэмба в пластине германосилленита в направлении [100] плоскости (001) в случае приложения электрического поля вдоль $E \parallel [100]$.

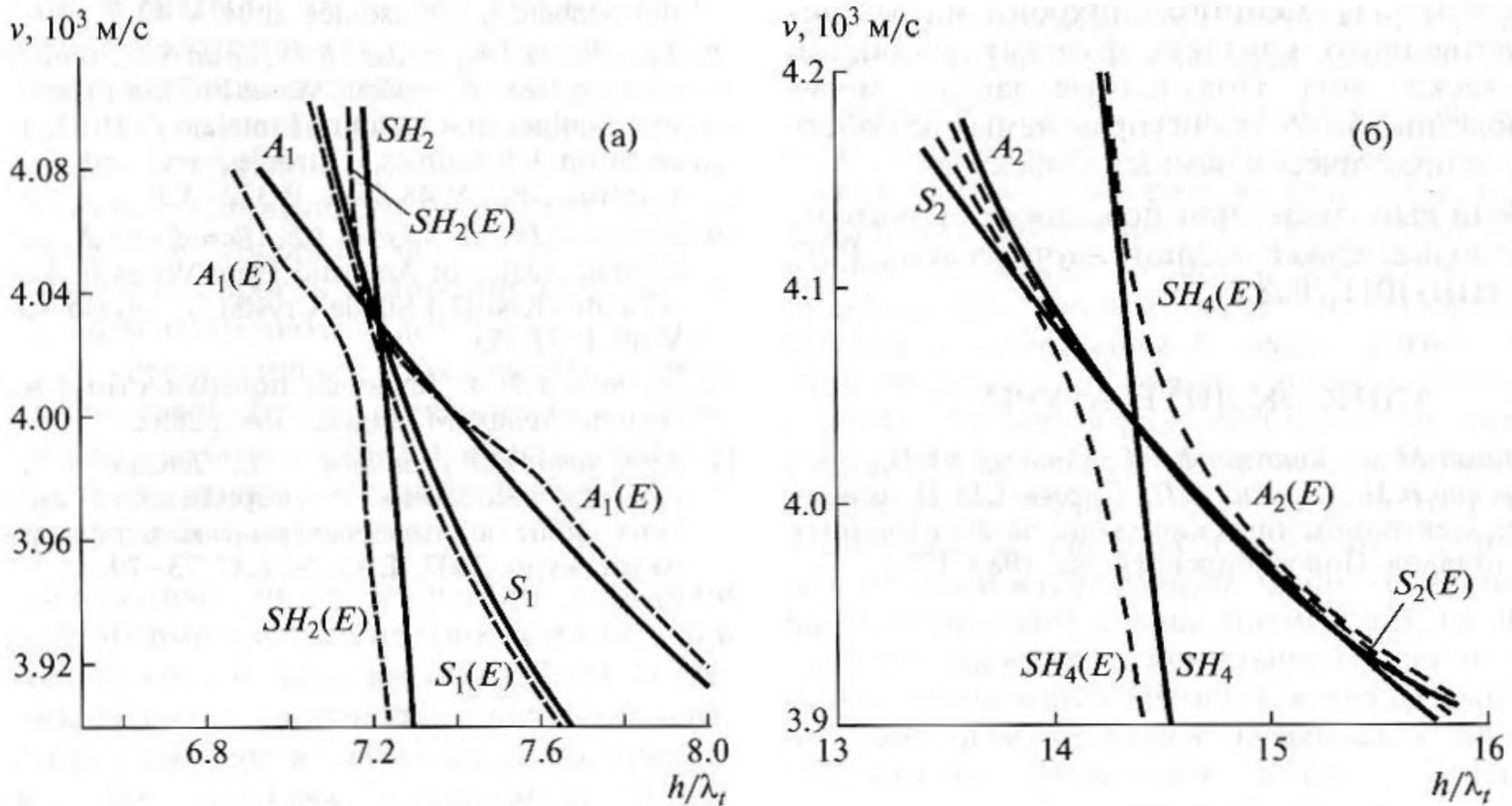


Рис. 5. Коэффициенты управления для волн Лэмба и SH -волн в пластине в направлении [100] плоскости (001) германосилленита в случае приложения внешнего электрического поля вдоль $E \parallel [100]$: а – A_1 , SH_2 и S_1 моды; б – S_2 , SH_4 и A_2 моды.

лической пластине приводит к связи мод A_0 и SH_0 и “расталкиванию” дисперсионных зависимостей, что объясняет симметрию коэффициентов управляемости α_v этих мод.

Другой вариант проявления гибридизации наблюдается сразу для трех мод, в частности, мод S_2 ,

SH_4 и A_2 (A_1 , SH_2 и S_1), вырождение которых при $E = 0$ происходит в одной точке (рис. 5). Приложение электрического поля $E \parallel [100]$ приводит к трансформации акустических мод S_2 и SH_4 , аналогичной описанному выше, и к снятию вырождения скоростей этих мод. Для моды A_2 изменение не происходит, но в точке вырождения фазо-

вых скоростей акустических мод происходит смена знака α_v , т.е. значение фазовой скорости волны при воздействии электрического поля E меньше до точки вырождения и больше после. Характер изменения в окрестности области гибридизации всех трех мод носит экспоненциальный характер. Подобные области гибридизации на рис. 4 указаны вертикальными пунктирными линиями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, используя приведенные в данной работе результаты, можно, если известны константы линейных и нелинейных электромеханических свойств кристалла, детально проанализировать дисперсионный характер акустических мод в пьезоэлектрической пластине в условиях приложения однородных конечных воздействий. Показано, что при различных вариантах приложения электрического поля в одном направлении распространения может возникать взаимодействие мод. Характер гибридизации акустической волны может проявляться и как снятие вырождения фазовых скоростей, так и в области пространственно-временного синхронизма без непосредственного контакта фазовых скоростей акустических мод. Полученные данные могут быть полезны для создания управляемых устройств и поиска практически важных эффектов.

Работа выполнена при поддержке "Программы РФ по поддержке ведущих научных школ РФ" (грант НШ-1011.2008.2)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцева М.П., Кокорин Ю.И., Сандлер Ю.М., Зражевский В.М., Сорокин Б.П., Сыроев А.М. Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов. Новосибирск: Наука, 1986. 177 с.

2. Александров К.С., Сорокин Б.П., Бурков С.И. Эффективные пьезоэлектрические кристаллы для акустоэлектроники, пьезотехники и сенсоров (т. 2). Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2008. 429 с.
3. Бурков С.И., Сорокин Б.П., Глушков Д.А., Александров К.С. Теория и компьютерное моделирование процессов отражения и преломления объемных акустических волн в пьезоэлектриках при воздействии внешнего электрического поля // Кристаллография. 2005. Т. 50. № 6. С. 1053–1060.
4. Сорокин Б.П., Зайцева М.П., Кокорин Ю.И., Бурков С.И., Соболев Б.В., Четвергов Н.А. Анизотропия управления скоростью объемных акустических волн электрическим полем в пьезоэлектриках со структурой силленита // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 5. С. 664–666.
5. Лямов В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во МГУ, 1983. 224 с.
6. Кокорин Ю.И., Сорокин Б.П., Бурков С.И., Александров К.С. Изменения акустических свойств кубического пьезоэлектрического кристалла постоянным электрическим полем // Кристаллография. 1986. Т. 31. № 4. С. 706–709.
7. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Borodina I.A., Teplyh A.A., Shurygin V.V., Joshi S.G. Investigation of Acoustic Waves of Higher Order Propagating in Plates of Lithium Niobate // Ultrasonics. 2004. V. 42. P. 179–182.
8. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Joshi S.G., Borodina I.A. Investigation of Acoustic Waves in Thin Plates of Lithium Niobate and Lithium Tantalate // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2001. V. 48. № 1. P. 322–328.
9. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Borodina I.A., Joshi S.G. Characteristics of Acoustic Plate Waves in Potassium Niobate (KNbO₃) Single Crystal // Ultrasonics. 2001. V. 39. P. 51–55.
10. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.
11. Кузнецова И.Е., Зайцев Б.Д., Теплых А.А., Бородина И.А. Особенности "гибридизации" акустических волн в пьезоэлектрических пластинах // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 1. С. 73–79.