

04,15

Влияние одноосного механического давления на характеристики волн Лэмба и SH-волн в слоистых пьезоэлектрических структурах Al_{0.5}AlN_{0.5}/алмаз

© С.И. Бурков¹, О.Н. Плетнев¹, П.П. Турчин^{1,2,¶}, В.И. Турчин¹

¹ Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

² Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

¶ E-mail: pturchin@sfu-kras.ru

Поступила в Редакцию 31 марта 2025 г.

В окончательной редакции 16 мая 2025 г.

Принята к публикации 19 мая 2025 г.

Исследовано влияние одноосного механического давления на дисперсионные характеристики волн Лэмба и SH-волн в многослойных пьезоэлектрических структурах при разных вариантах приложения одноосного механического давления. Отмечены условия приложения одноосного механического давления, при которых изменения фазовых скоростей волн Лэмба и SH-волн максимальны либо отсутствуют, что может иметь большое значение для разработки управляемых акустоэлектронных устройств.

Ключевые слова: многослойные структуры, нитрид алюминия, гибридизация, обратные акустические волны.

DOI: 10.61011/FTT.2025.06.60940.64-25

1. Введение

В настоящее время многослойные пьезоэлектрические структуры используются в основном при создании акустоэлектронных устройств [1], таких как полосковые и согласованные фильтры [2], широко используемые в современных системах мобильной связи; датчики высоких температур, например, на основе кристалла лангосита [3]; разнообразные датчики давления, влажности [4,5], сенсоры концентрации химических веществ [6,7], и т.д. Синтез и исследование новых структур приводит к снижению стоимости и увеличению точности таких устройств [8]. Интерес к изучению влияния одноосного механического давления в первую очередь обусловлен тем, что при производстве слоистых пьезоэлектрических структур их синтезируют под воздействием давления, чтобы избежать изломов и дефектов, а это оказывает влияние на характеристики упругих волн [9]. Например, в структурах из поливинилиденфторида (PVDF) с конфигурацией $0^\circ|\theta^\circ|0^\circ$ приложение начального напряжения типа растяжение увеличивает фазовые и групповые скорости волн, из-за чего происходит смещение дисперсионных зависимостей волны Лэмба [10]. Остаточное механическое напряжение влияет на дрейф электронов и дырок в пьезополупроводниках, а величина воздействия напрямую зависит от направления распространения волн [11]. В случае распространения волн Лява в вискоэластичной среде затухание упругой волны при отсутствии начального механического напряжения происходит значительно быстрее, чем

при его наличии [12]. При приложении одноосного механического давления в 100 МПа к алюминиевой пластине и направлении распространения волны под 45° относительно приложенного давления происходит взаимодействие (гибридизация) фундаментальных мод SH_0 и S_0 [13].

Гибридизация двух и более мод играет очень большую роль при распространении упругих волн, приводя к значительному изменению дисперсионных зависимостей большинства характеристик, в особенности фазовых и групповых скоростей [14]. Однако исследования влияния механического давления на слоистую пьезоэлектрическую структуру в области гибридизации практически не проводились.

В последнее время большой интерес разработчиков акустоэлектронных устройств вызвали обратные акустические волны, которые характеризуются противоположными направлениями фазовой скорости (ФС) и потока энергии акустической волны, т.е. отрицательными значениями групповой скорости переноса энергии [15,16]. Существование обратных волн было исследовано теоретически и экспериментально в изотропных пластинах [17], многослойных структурах и фононных кристаллах [18,19]. В дисперсионной зависимости ФС волны Лэмба, часть которой соответствует обратной волне, присутствует диапазон частот, где упругая волна Лэмба имеет нулевую групповую скорость (zero group velocity, ZGV) [20,21]. Моды упругой волны с ZGV представляют собой особые точки дисперсионной кривой, в которых групповая скорость обращается в нуль, тогда как ФС

остается конечной, т. е. значение волнового вектора данной моды остается конечным [22]. Преимущество этих мод акустической волны в точке ZGV заключается в сочетании локализации энергии и высокой добротности резонатора. Многие приложения используют эти уникальные свойства, в частности, высокодобротный резонатор на основе мембраны из AlN на частоте 2 GHz [23] в области ZGV. Методика возбуждения и регистрации обратных акустических волн Лэмба рассмотрена в работах [20,24], но исследования влияния на обратные акустические волны внешних механических воздействий практически не проводилось.

Настоящая статья посвящена исследованию влияния одноосного механического давления на характеристики упругих волн Лэмба и SH-волн в слоистых пьезоэлектрических структурах типа Al|AlN|[110]алмаз.

2. Теория распространения упругой волны в пьезопластине, подвергнутой внешнему механическому давлению

Для волн малой амплитуды при действии однородного механического давления на пьезоэлектрический кристалл уравнение движения, уравнения электростатики и уравнения состояния пьезоэлектрической среды имеют вид [25]

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 \ddot{U}_A &= \tilde{\tau}_{AB,B} + \tilde{U}_{A,PQ} \bar{\tau}_{PQ}; \\ \tilde{D}_{M,M} &= 0; \\ \tilde{\tau}_{AB} &= c_{ABCD}^* \tilde{\eta}_{CD} - e_{MAB}^* \tilde{E}_M; \\ \tilde{D}_M &= \varepsilon_{MN}^* \tilde{E}_N + e_{MAB}^* \tilde{\eta}_{AB}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где ρ_0 — плотность кристалла в недеформированном состоянии, \tilde{U}_A — вектор динамических упругих смещений, τ_{AB} — тензор термодинамических напряжений, \tilde{D}_M — вектор электрической индукции, $\bar{\tau}_{PQ} = -\bar{\tau}_{P_P} P_Q$ — статический тензор одноосного напряжения, P_Q и P_P — компоненты единичного вектора направления силы давления, η_{CD} — тензор деформаций. В соотношении (1), как и всюду в дальнейшем, подразумевается правило суммирования по дважды повторяющимся координатным индексам.

Эффективные материальные тензоры модулей упругости, пьезоэлектрических констант и диэлектрической проницаемости в приближении линейной зависимости от величины статического механического напряжения $\bar{\tau}$ имеют вид [26]

$$\left. \begin{aligned} C_{ABKL}^* &= C_{ABKL}^E - C_{ABKLMN}^E S_{QRMN}^E P_M P_N \bar{\tau}; \\ e_{NAB}^* &= e_{NAB} - e_{NABKLM} S_{KLMN}^E P_M P_N \bar{\tau}; \\ \varepsilon_{MN}^* &= \varepsilon_{MN}^\eta - H_{NMAB} S_{ABKL}^E P_K P_L \bar{\tau}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь C_{ABKL}^E , e_{NAB} , ε_{MN}^η — упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные второго порядка;

S_{ABKL}^E — константы упругой податливости; C_{ABKLMN}^E , e_{NABKLM}^E , H_{NMAB} — нелинейные упругие, пьезоэлектрические и электрострикционные материальные тензоры, P — компоненты вектора внешнего механического давления.

Расчет производился в рабочей ортогональной системе координат, ось X_3 направлена вдоль нормали к свободной поверхности слоя, а X_1 направлена вдоль направления распространения волны. Граничными условиями для нормальных компонент тензора напряжений слоистых структур является их равенство нулю на свободных поверхностях слоя. Непрерывность касательных к поверхности раздела компонент вектора напряженности электрического поля обеспечивается условиями непрерывности электрического потенциала на границе раздела слой–вакуум. Кроме того, должно выполняться условие равенства нормальных компонент тензоров напряжений и непрерывность электрического потенциала на границе раздела слоев. Например, для трехслойной структуры граничные условия будут иметь такой вид [26]:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{3j}^{(1)} &= 0|_{x_3=h_3}; D_3^{(1)} = D^{(vac)}|_{x_3=h_3}; \varphi^{(1)} = \varphi^{(vac)}|_{x_3=h_3}; \\ \tau_{3j}^{(1)} &= \tau_{3j}^{(2)}|_{x_3=h_2}; D_3^{(1)} = D_3^{(2)}|_{x_3=h_2}; \varphi^{(1)} = \varphi^{(2)}|_{x_3=h_2}; \\ U_A^{(1)} &= U_A^{(2)}|_{x_3=h_2}; \\ \tau_{3j}^{(2)} &= \tau_{3j}^{(3)}|_{x_3=h_1}; D_3^{(2)} = D_3^{(3)}|_{x_3=h_1}; \varphi^{(2)} = \varphi^{(3)}|_{x_3=h_1}; \\ U_A^{(2)} &= U_A^{(3)}|_{x_3=h_1}; \\ \tau_{3j}^{(3)} &= 0|_{x_3=0}; D_3^{(3)} = D^{(vac)}|_{x_3=0}; \varphi^{(3)} = \varphi^{(vac)}|_{x_3=0}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

В случае приложения механических напряжений ортогонально свободной поверхности ($P \parallel X_3$) должны быть приняты во внимание упругие свойства нагружающей среды. Если предположить, что одноосное напряжение в такой геометрии осуществляется без жесткого упругого контакта со свободной поверхностью (например, нагружение газовой средой), для этого случая механические граничные условия могут быть записаны в виде

$$\tilde{\tau}_{3J} + \tilde{U}_{J,K} \tau_{3K} = 0 (X_3 = h_3). \quad (4)$$

Явный вид граничных условий (3) для пьезоэлектрической пластины, подвергнутой воздействию одноосного механического давления, приведен в работах [27,28].

Коэффициент управляемости ФС упругой волны α_P при приложении одноосного механического давления имеет вид

$$\alpha_P = \frac{1}{v_0} \left(\frac{\Delta v}{\Delta P} \right)_{\Delta P \rightarrow 0} = \frac{1}{v_0} \left(\frac{v - v_0}{\Delta P} \right)_{\Delta P \rightarrow 0}, \quad (5)$$

где v_0 — скорость распространения волны без взаимодействия, v — скорость под воздействием давления ΔP .

3. Дисперсионные зависимости волн Лэмба в слоистых пьезоэлектрических структурах

На основе уравнений движений был произведен расчет ФС распространения волн Лэмба в слоистых пьезоэлектрических структурах. В нашем случае, в качестве слоистых структур использовалась структура Al|AlN|[110]алмаз. Распространение упругих волн во всех случаях происходило в направлении [100] (вдоль оси \mathbf{X}_1 рабочей системы координат) плоскости (001) для пьезоэлектрика, но алмаз ориентирован в направлении [110] плоскости (001). Стоит отметить, что в случае одноосного механического давления вдоль нормали к свободной поверхности слоистой структуры ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_3$) давление было приложено таким образом, что не происходило нарушений механических граничных условий (4). Все дисперсионные зависимости приведены в зависимости от значения hf , где h — толщина пьезоэлектрического слоя, а f — частота распространения волны.

Приложение внешнего однородного механического давления вдоль нормали к свободной поверхности, т.е. $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_3$, к структуре Al|AlN|[110]алмаз, согласно принципу симметрии Кюри, для кристалла алмаза изменит исходную симметрию кристалла с кубической до тетрагональной. Вследствие этого происходит модификация уже существующих материальных констант:

$$\left. \begin{aligned} C_{11}^* &= C_{22}^* = C_{11}^E + [(C_{111} + C_{112})S_{12} + C_{112}S_{11}]\bar{\tau}; \\ C_{12}^* &= C_{12}^E + [C_{123}S_{11} + 2C_{112}S_{12}]\bar{\tau}; \\ C_{13}^* &= C_{23}^* = C_{12}^E + [C_{112}(S_{11} + S_{12}) + C_{123}S_{12}]\bar{\tau}; \\ C_{33}^* &= C_{11}^E + [C_{111}S_{11} + 2C_{112}S_{12}]\bar{\tau}; \\ C_{44}^* &= C_{55}^* = C_{44}^E + [C_{155}(S_{11} + S_{12}) + C_{144}S_{12}]\bar{\tau}; \\ C_{66}^* &= C_{44}^E + [C_{144}S_{11} + 2C_{155}S_{12}]\bar{\tau}. \end{aligned} \right\} (6)$$

Однако для кристалла AlN не известны материальные константы третьего порядка, поэтому учет влияния одноосного механического давления на кристаллический слой AlN заключался только в учете геометрической нелинейности, т.е. статического тензора Грина

$$\bar{\eta}_{AB} = \delta_{AB} + 2S_{ABCD}\bar{\tau}_{CD};$$

$$\bar{\tau}_{CD} = -\bar{\tau}P_C P_D [25].$$

Таким образом, в данном случае тензор Грина–Кристоффеля, явный вид которого приведен в работе [25], для слоя AlN в направлении распространения упругой волны \mathbf{X}_1 с учетом статического тензора Грина приобре-

тает следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{11} &= (C_{11}^E + 2C_{11}^E S_{13}\bar{\tau})k_1^2 + (C_{44}^E + 2C_{44}^E S_{13}\bar{\tau})k_3^2; \\ \Gamma_{13} &= (C_{13}^E + C_{44}^E + 2(C_{13}^E S_{11} + C_{44}^E S_{33})\bar{\tau})k_1 k_3; \\ \Gamma_{22} &= (C_{66}^E + 2C_{66}^E S_{13}\bar{\tau})k_1^2 + (C_{44}^E + 2C_{44}^E S_{13}\bar{\tau})k_3^2; \\ \Gamma_{31} &= (C_{44}^E + (2(C_{44}^E S_{33} + C_{13}^E S_{13}) + 1)\bar{\tau})k_1 k_3; \\ \Gamma_{33} &= (C_{44}^E + 2C_{44}^E S_{33}\bar{\tau})k_1^2 + (C_{33}^E + (2C_{33}^E S_{33} + 1)\bar{\tau})k_3^2; \\ \Gamma_{41} &= (e_{15} + e_{31} + 2(e_{15}S_{33} + e_{31}S_{13})\bar{\tau})k_1 k_3; \\ \Gamma_{43} &= (e_{15} - 2e_{15}S_{33}\bar{\tau})k_1^2 + (e_{33} - 2e_{33}S_{33}\bar{\tau})k_3^2; \\ \Gamma_{14} &= (e_{15} + e_{31})k_1 k_3; \\ \Gamma_{34} &= e_{15}k_1^2 + e_{33}k_3^2; \\ \Gamma_{44} &= \varepsilon_{11}k_1^2 + \varepsilon_{33}k_3^2; \\ \Gamma_{12} &= \Gamma_{21} = \Gamma_{23} = \Gamma_{32} = \Gamma_{42} = \Gamma_{24} = 0. \end{aligned} \right\} (7)$$

Необходимо отметить, что в данном случае проявляется геометрическая нелинейность, т.е. геометрическое искажение слоя, и, естественно, тензор Грина–Кристоффеля (7) становится несимметричным.

На рис. 1 представлены дисперсионные зависимости ФС волн Лэмба и SH-волн, а также коэффициентов управляемости (5) для структуры Al|AlN|[110]алмаз при вариантах приложения одноосного механического давления вдоль направления распространения волны ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$), ортогонально сагиттальной плоскости ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_2$) и ортогонально свободной поверхности ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_3$). Плоскость (001) пьезоэлектрического слоя AlN является изотропной в отношении упругих свойств, поэтому в данной структуре распространяются чистые моды упругой волны. Диапазон рассмотренных значений в зависимости от величины hf (h — толщина слоя, f — частота волны) составляет от 0 до 18 000 м/с (рис. 1). Отношение толщины пьезослоя к толщине алмаза равно 0.01, но отношение толщины слоя металла к пьезоэлектрику равно 0.03. В частности, к примеру, толщины слоев структуры Al|AlN|[110]алмаз могут составлять 0.13|4.5|450 μm . Пьезоактивностью обладают только волны Лэмба, как это показано в (7). Значения коэффициента электромеханической связи для слоистой структуры Al|AlN|[110]алмаз приведены в работе [29].

Типичная дисперсионная зависимость ФС для антисимметричной (А) и симметричной (S) волн Лэмба и SH-волн показана на рис. 1, *b*. При приложении внешнего давления вдоль направления распространения упругой волны ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$) для фундаментальных волны Лэмба максимальное значение коэффициента управляемости α_p (5) симметричной моды S_0 достигается для тонких пластин кристалла, в частности, равное $4.2 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ при $hf = 1850 \text{ m/s}$. Однако максимальное значение коэффициента управляемости α_p антисимметричной моды A_0 равно $\alpha_p = 1.9 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ при значении $hf = 50 \text{ m/s}$

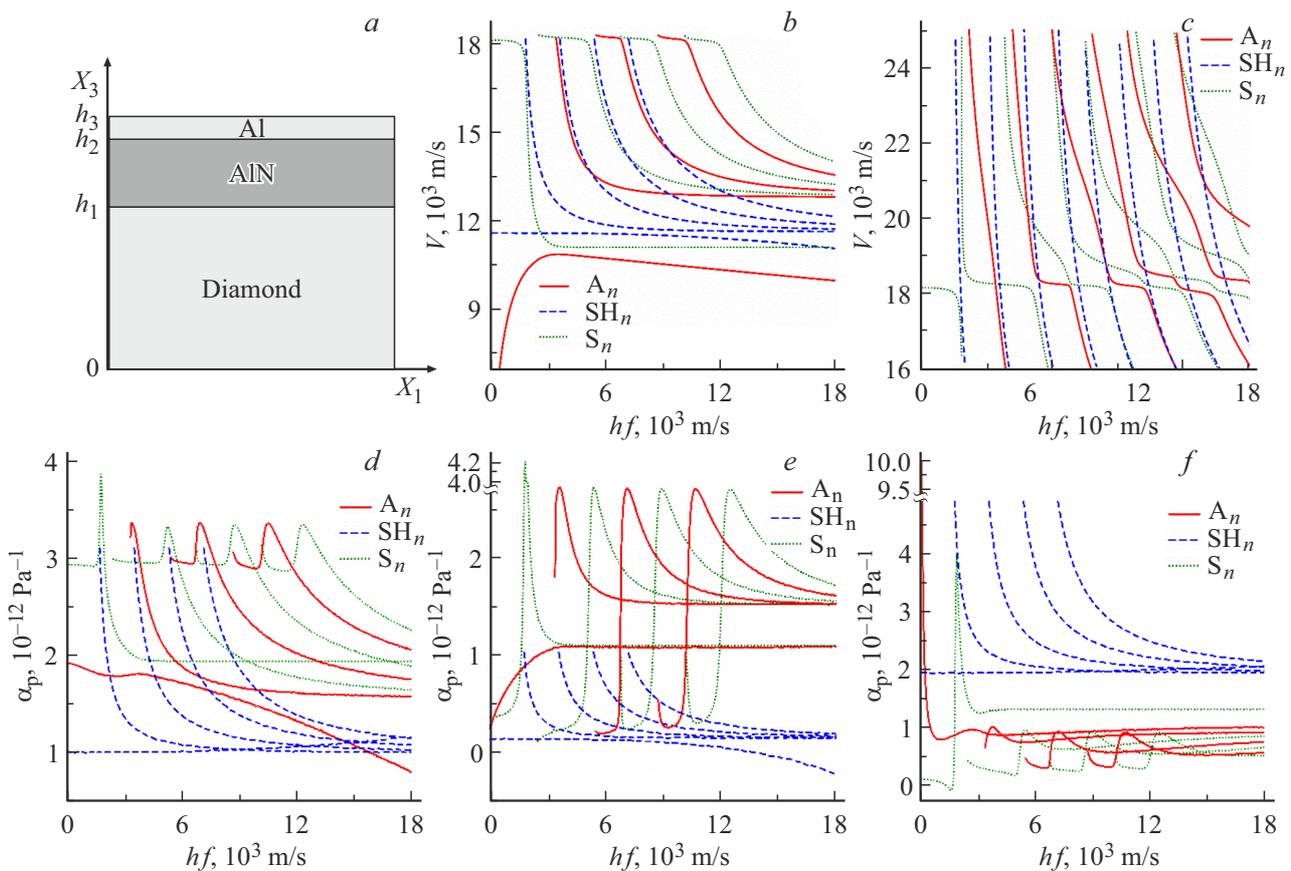


Рис. 1. Дисперсионные зависимости характеристик упругой волны в слоистой структуре Al|AlN|[110]алмаз. *a*) Рабочая система координат; *b, c*) фазовые скорости; коэффициенты управляемости ($n = 1, 2, \dots$) при различных вариантах приложения давления: *d*) $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$; *e*) $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_2$; *f*) $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_3$.

(рис. 1, *d*). С увеличением значений hf ФС фундаментальной моды S_0 волны Лэмба стремится к значению ФС 11141.9 м/с недисперсионной рэлеевской поверхностной акустической волны (ПАВ), коэффициент управляемости которой равен $\alpha_p = 1.95 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ при приложении одноосного механического давления вдоль оси \mathbf{X}_1 ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$). Необходимо отметить, что с увеличением значений hf фундаментальная мода A_0 волны Лэмба трансформируется в рэлеевскую моду R_0 , затухающую в кристалле алмаза при $hf > 3500 \text{ m/s}$, ФС которой стремится к скорости ПАВ в кристалле AlN [30]. При приложении одноосного механического давления ортогонально сагиттальной плоскости ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_2$) для фундаментальных мод S_0 и A_0 волны Лэмба при $hf > 3500 \text{ m/s}$ значения коэффициентов управляемости α_p равны $1.08 \cdot 10^{-12}$ и $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ соответственно (рис. 1, *e*). Однако если одноосное давление прикладывается как $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_3$, т.е. вдоль нормали к свободной поверхности, значения коэффициентов управляемости α_p мод S_0 и A_0 волны Лэмба различаются более существенно (рис. 1, *f*). Например, при $hf = 10000 \text{ m/s}$ равны $9.6 \cdot 10^{-13}$ и $1.3 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ соответственно.

В диапазоне изменения от 11 590 м/с до 11 126 м/с, т.е. в окрестности соответствующих значений ФС мед-

ленной сдвиговой объемной акустической волны, дисперсионная зависимость значений ФС для моды SH_0 выражена слабо. Дисперсионная зависимость управляющих коэффициентов α_p для моды SH_0 при $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$ лежит в диапазоне от $1 \cdot 10^{-12}$ до $1.56 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ (рис. 1, *d*).

Дисперсионная зависимость величин коэффициентов управляемости α_p для волны Лэмба более высокого порядка при приложении механического давления $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$ либо $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_2$ для симметричных мод S_n ($n = 1, 2, \dots$) и антисимметричных A_n находится в диапазоне от $3.3 \cdot 10^{-12}$ до $1.56 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ значения объемной быстрой сдвиговой волны алмаза (QFS) при $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$. Для мод SH_n упругой волны диапазон изменения величин коэффициентов управляемости α_p в диапазоне от $3.0 \cdot 10^{-12}$ до $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ значения объемной медленной сдвиговой волны алмаза (QSS) при $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$ (рис. 1, *d*). Аналогичная ситуация возникает и при приложении механического давления $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_2$, но диапазон значений α_p для мод волны Лэмба — от $2.6 \cdot 10^{-12}$ до $1.51 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ (рис. 1, *e*).

В слоистой структуре Al|AlN|[110]алмаз в интервале значений ФС мод упругой волны ниже значений продольной объемной акустической волны (ОАВ) алмаза

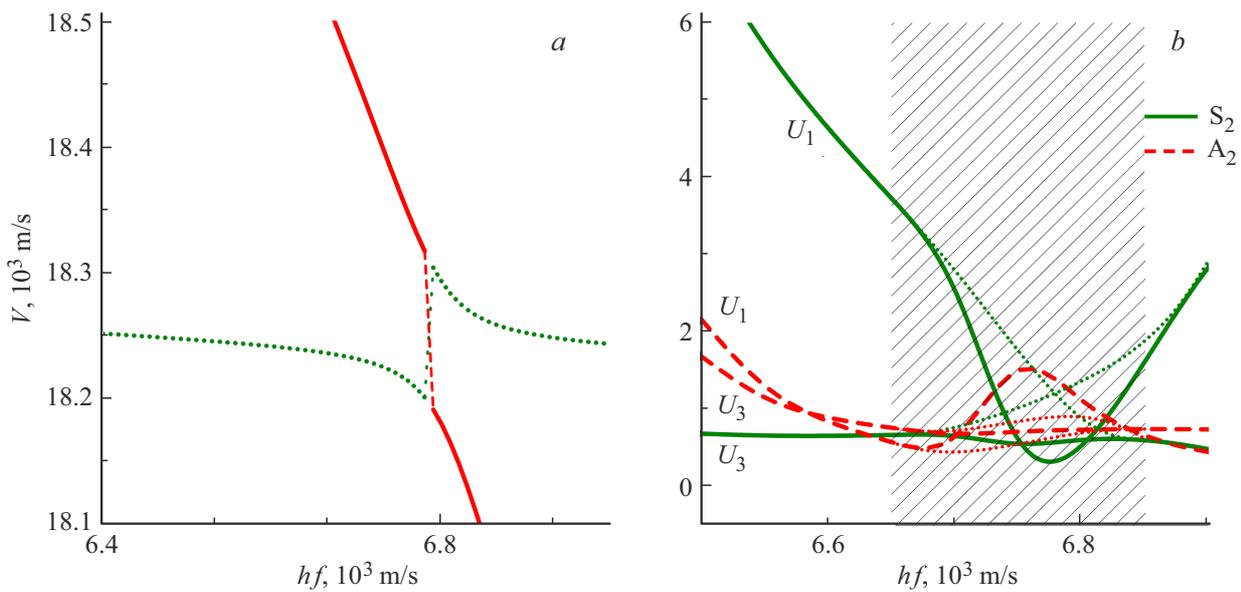


Рис. 2. а) Фазовые скорости, б) компоненты U_1, U_3 векторов смещения взаимодействующих мод A_2 и S_2 волны Лэмба.

отсутствует эффект гибридизации (рис. 1, b). Однако в области стоячих волн, т.е. при значении ФС, превышающем значения ФС продольной ОАВ алмаза, возникает гибридизация [31] между модами волны Лэмба A_1 и S_1, A_2 и S_2, A_3 и S_3 , и т.д. (рис. 1, c). В частности, гибридизация между модами A_2 и S_2 волны Лэмба возникает в области значений $hf = 6750$ м/с (рис. 2, a), где происходит смена типа моды взаимодействующих мод. Область гибридизации отмечена на рис. 2, b заштрихованным интервалом. Необходимо отметить, что для последующих пар взаимодействующих мод волны Лэмба с увеличением значения hf степень гибридизации уменьшается. Практически при любом варианте приложения внешнего одноосного механического давления степень гибридизации также уменьшается [32].

На основе приведенных данных можно оптимальным образом выбрать направление распространения упругой волны в структуре Al|AlN|[110]алмаз при воздействии одноосного механического давления для создания управляемых акустоэлектронных устройств. В частности, для моды A_1 , где ФС волны $v = 17080.9$ м/с и задержка сигнала в линии длиной 0.01 м составит $\Delta t = 5.85 \cdot 10^{-7}$ с, при приложении $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$ возможно изменение Δt в интервале $\pm 1.96 \cdot 10^{-10}$ с, т.к. $\alpha_p = 3.34 \cdot 10^{-12}$ Па⁻¹. В таблице приведены некоторые максимальные и равные нулю значения коэффициентов управляемости в слоистой структуре Al|AlN|[110]алмаз (рис. 1).

В области скоростей, соответствующих мембранным колебаниям, происходящим без переноса энергии, в структуре Al|AlN|[110]алмаз обнаружены обратные акустические волны [33], которые, как отмечалось выше, характеризуются отрицательными значениями скорости переноса энергии, которая направлена противоположно ФС. На рис. 3 представлены дисперсионная зависи-

Максимальные и минимальные значения коэффициента α_p волны Лэмба в структуре Al|AlN|[110]алмаз при воздействии одноосного механического давления

Мода	Направление давления	$hf, \text{ м/с}$	$\alpha_p, 10^{-12} \text{ Па}^{-1}$
S_0	$\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$	1850	3.88
S_1		5400	3.30
A_1		3600	3.34
S_0	$\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_2$	1850	4.23
A_1		3700	2.68
SH_0		13650	0
SH_2	$\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_3$	3200	5.25
S_0		1900	4
S_2		3850	4.96

мость ФС и коэффициентов управляемости α_p обратных акустических мод S_1, A_2 , и S_3 волны Лэмба. Частотная отсечка обратных волн Лэмба для моды S_1 осуществляется при значении $hf = 1840$ м/с, $hf = 3640$ м/с — частота отсечки моды A_2 , и $hf = 5320$ м/с — моды S_3 .

На рис. 3, b представлены дисперсионные зависимости коэффициентов управляемости α_p обратных волн Лэмба при приложении одноосного механического давления вдоль при $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_1$. В частности, в области ZGV диапазон изменения значений α_p от $1.53 \cdot 10^{-11}$ до $2.35 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹ для моды S_1 , но для моды S_3 диапазон изменения значений α_p — от $2.19 \cdot 10^{-11}$ до $3.07 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹. Однако для прямых волн Лэмба

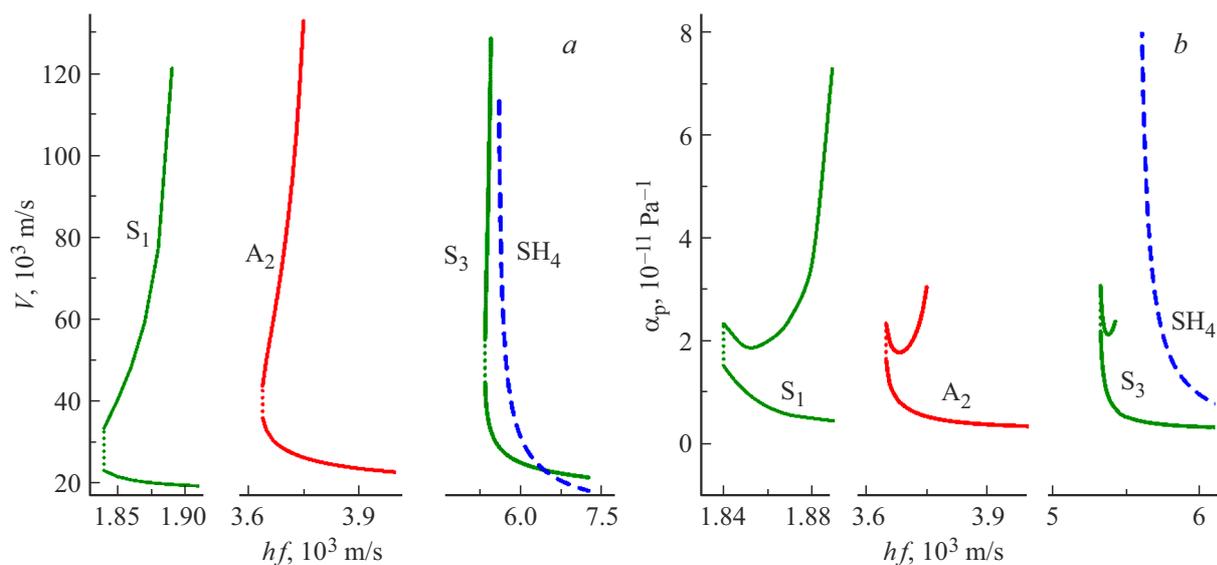


Рис. 3. Дисперсионные зависимости обратных мод волны Лэмба: а) фазовые скорости, б) коэффициенты управляемости.

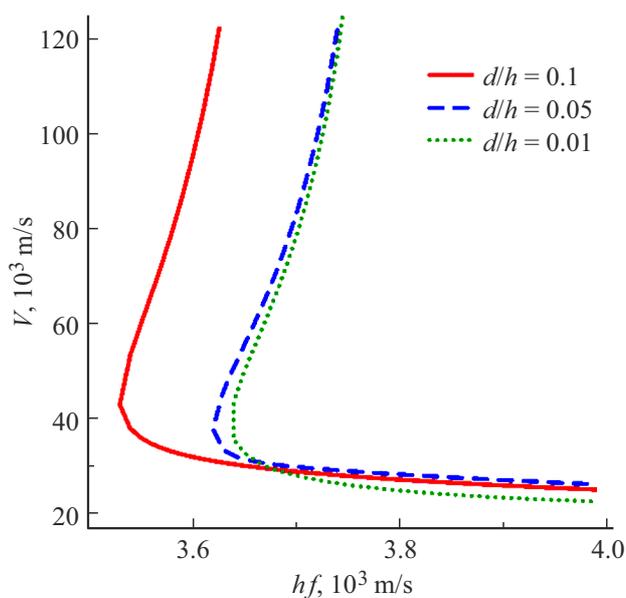


Рис. 4. Дисперсионные зависимости фазовой скорости моды A_2 в зависимости от соотношений толщин AlN|алмаз.

в данном диапазоне ФС значения α_p имеют такой же порядок, например, SH_4 на рис. 3. Необходимо отметить, что при других вариантах приложения одноосного механического давления, в частности, вдоль нормали к свободной поверхности $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_3$ или ортогонально сагиттальной плоскости поверхности $\mathbf{P} \parallel \mathbf{X}_2$, качественное поведение дисперсионных кривых коэффициентов α_p аналогично (рис. 3, б); они отличаются только численно. Также необходимо отметить особенность в поведении значений коэффициента α_p для обратных мод, которая заключается в том, что в точке ZGV вначале значения

коэффициента α_p уменьшаются, но далее начинается рост по мере увеличения значений hf (рис. 3, б).

Приложение одноосного механического давления к структуре Al|AlN|[110]алмаз практически не влияет на частоту отсечки обратных волн Лэмба. Существенные изменения частоты отсечки обратных волн Лэмба происходит при изменении отношения толщин слоев структуры Al|AlN|[110]алмаз. На рис. 4 представлены дисперсионные зависимости ФС моды A_2 в зависимости от отношения толщины пьезоэлектрика AlN к толщине алмаза (d/h). Частоты отсечки моды A_2 в данном случае hf равны 3540, 3630 и 3640 м/с при отношении d/h 0,1, 0,05 и 0,01 соответственно.

4. Заключение

Приложение одноосного механического давления к структуре Al|AlN|[110]алмаз вызывает изменение упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных кристаллов, вследствие чего происходит изменение характеристик упругой волны. Наиболее существенные изменения значений фазовых скоростей волн Лэмба связаны с взаимодействием мод, которые проявляются в режиме стоячих волн. Влияние одноосного механического давления на частоты отсечки обратных волн Лэмба практически крайне незначительно, но соотношение толщины пьезоэлектрика к толщине подложки существенно образом изменяет частоты отсечки. Также коэффициенты управляемости для стоячих мод волны (мебранные колебания) до трех порядком больше, чем у бегущих волн Лэмба.

Необходимо отметить, что существуют также значения hf , в которых приложение одноосного механического давления к слоистой структуре Al|AlN|[110]алмаз практически не оказывает влияния на изменения ФС

мод упругой волны, т.е. коэффициенты управляемости становятся равными нулю.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C.K. Kent, N. Ramakrishnan, H.P. Kesuma. *IEEE Sensors J.* **24**, 11, 17337 (2024).
- [2] C.C.W. Ruppel. *IEEE TUFFC* **64**, 9, 1390 (2017).
- [3] X. Li, W. Wang, S. Fan, Y. Yin, Y. Jia, Y. Liang, M. Liu. *Sensors* **20**, 9, 2441 (2020).
- [4] Y. Zhang, Q. Tan, L. Zhang, W. Zhang, J. Xiong. *J. Physics D: Appl. Phys.* **53**, 37, 375401 (2020).
- [5] D. Lu, Y. Zheng, A. Penirschke, R. Jakoby. *IEEE Sensors J.* **16**, 1, 13 (2016).
- [6] D.S. Ballantine Jr, R.M. White, S.J. Martin, A.J. Ricco, G.C. Frye, E.T. Zellers, H. Wohltjen. *Acoustic Wave Sensors: Theory, Design & Physico-Chemical Applications*. Elsevier (1996). 437 p.
- [7] V.B. Raj, A.T. Nimal, Y. Parmar, M.U. Sharma, K. Sreenivas, V. Gupta. *Sensors. Actuators B: Chem.* **147**, 2, 517 (2010).
- [8] S.T. Haider, M.A. Shah, D.G. Lee, S. Hur. *IEEE Access* **11**, 58779 (2023).
- [9] J. Du, X. Jin, J. Wang. *Acta Mechanica* **192**, 1, 169 (2007).
- [10] C. Othmani, H. Zhang. *Compos. Struct.* **240**, 112085 (2020).
- [11] I.B. Salah, F. Takali, C. Othmani, A. Njeh. *Int. J. Mech. Sci.* **223**, 107281 (2022).
- [12] S.K. Panja, S.C. Mandal. *Waves. Random. Complex Media* **32**, 2, 1000 (2020).
- [13] N. Gandhi, J.E. Michaels, S.J. Lee. *J. Acoust. Soc. Am.* **132**, 3, 1284 (2012).
- [14] C. Othmani, H. Zhang, A.R. Kamali, C. Lü, F. Takali, B. Köhler. *Arch. Appl. Mech.* **92**, 1, 21 (2022).
- [15] A.A. Maznev, A.G. Every. *Appl. Phys. Lett.* **95**, 1, 011903 (2009).
- [16] I.E. Kuznetsova, V.G. Mozhaev, I.A. Nedospasov. *J. Commun. Technol. Electron.* **61**, 11, 1305 (2016).
- [17] I.A. Viktorov. *Rayleigh and Lamb Waves*. Plenum Press, NY (1967). 154 с.
- [18] T. Liu, W. Karunasena, S. Kitipornchai, M. Veidt. *J. Acoust. Soc. Am.* **107**, 1, 306 (2000).
- [19] M.H. Lu, C. Zhang, L. Feng, J. Zhao, Y.F. Chen, Y.W. Mao, J. Zi, Y.-Y. Zhu, S.-N. Zhu, N.B. Ming. *Nature Mater.* **6**, 10, 744 (2007).
- [20] Q. Xie, S. Mezil, P.H. Otsuka, M. Tomoda, J. Laurent, O. Matsuda, O.B. Wright. *Nature Commun.* **10**, 1, 2228 (2019).
- [21] C.M. Grünsteidl, I.A. Veres, T.W. Murray. *J. Acoust. Soc. Am.* **138**, 1, 242 (2015).
- [22] D.A. Kiefer, B. Plestenjak, H. Gravenkamp, C. Prada. *J. Acoust. Soc. Am.* **153**, 2, 1386 (2023).
- [23] V. Yantchev, L. Arapan, I. Katardjiev, V. Plessky. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 3, 033505 (2011).
- [24] B. Zaitsev, I. Kuznetsova, I. Nedospasov, A. Smirnov, A. Semyonov. *J. Sound Vib.* **442**, 155 (2019).
- [25] К.С. Александров. *Эффективные пьезоэлектрические кристаллы для акустоэлектроники, пьезотехники и сенсоров*, т. 2. Сибирское отделение РАН, Новосибирск (2008). 428 с.
- [26] S.I. Burkov, O.P. Zolotova, B.P. Sorokin, P.P. Turchin. *Ultrasonics* **55**, 104 (2015).
- [27] S.I. Burkov, O.N. Pletnev, P.P. Turchin, O.P. Zolotova, B.P. Sorokin. *J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys.* **14**, 1, 105 (2021).
- [28] S.I. Burkov, O.N. Pletnev, P.P. Turchin, O.P. Zolotova, B.P. Sorokin. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* **68**, 10, 3234 (2021).
- [29] Г.М. Квашнин, Б.П. Сорокин, С.И. Бурков. *Акустич. ж.* **67**, 1, 45 (2021). [G.M. Kvashnin, B.P. Sorokin, S.I. Burkov. *Acoust. Phys.* **67**, 1, 38 (2021).]
- [30] B.P. Sorokin, D.V. Yashin, N.O. Asafiev, S.I. Burkov, M.S. Kuznetsov, N.V. Luparev, A.V. Golovanov. *Ultrasonics* **149**, 107575 (2025).
- [31] И.Е. Кузнецова, Б.Д. Зайцев, А.А. Теплых, И.А. Бородина. *Акустич. ж.* **53**, 1, 73 (2007). [I.E. Kuznetsova, B.D. Zaitsev, A.A. Teplykh, I.A. Borodina. *Acoust. Phys.* **53**, 1, 64 (2007).]
- [32] S.I. Burkov, O.P. Zolotova, B.P. Sorokin. *IEEE Trans. UFFC* **58**, 1, 239 (2011).
- [33] B.D. Zaitsev, I.E. Kuznetsova, A.A. Teplykh, I.A. Borodina. *IEEE Ultrason. Symp.*, 677 (2006). <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2006.189>

Редактор Е.В. Толстякова