

04,15

## Акустические свойства кристаллов со структурой оксиборатов $YAl_3(BO_3)_4$ и $HoAl_3(BO_3)_4$

© П.П. Турчин<sup>1,2</sup>, С.И. Бурков<sup>1</sup>, В.И. Турчин<sup>1</sup>, О.Н. Плетнев<sup>1</sup>, М.Ю. Чулкова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет,  
Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН,  
Красноярск, Россия

E-mail: pturchin@sfu-kras.ru

Поступила в Редакцию 1 июля 2024 г.

В окончательной редакции 2 июля 2024 г.

Принята к публикации 3 июля 2024 г.

Исследована анизотропия электромеханических параметров акустических волн (объемных, поверхностных SH волн и волн Лэмба) в иттриевых и гольмиевых алюмоборатах, которые являются представителями семейства монокристаллов  $RM_3(BO_3)_4$  (где  $R = Y, La-Lu$ ;  $M = Fe, Al, Cr, Ga, Sc$ ) с уникальными свойствами магнитоэлектриков и мультиферроиков при наличии магнитного иона в структуре. Анализ параметров акустических волн основан на экспериментально измеренных электромеханических постоянных  $C_{ijkl}$ ,  $e_{ijk}$ ,  $d_{ijk}$  и  $\epsilon_{ij}$ .

**Ключевые слова:** кристаллы со структурой оксиборатов, акустические объемные, поверхностные волны, SH-волны, волны Лэмба.

DOI: 10.61011/FTT.2024.09.58775.174

### 1. Введение

Монокристаллы семейства тригональных редкоземельных оксиборатов  $RM_3(BO_3)_4$  (где  $R = Y, La-Lu$ ;  $M = Fe, Al, Cr, Ga, Sc$ ) в зависимости от состава и термодинамических условий обладают пьезоэлектрическими, магнитоэлектрическими свойствами и свойствами мультиферроиков [1–3]. В ферроборатах ( $RFe_3(BO_3)_4$ ) открыты гигантские магнитоэлектрический [4] и магнитодиэлектрический [5] эффекты, алюмобораты  $RAl_3(BO_3)_4$  перспективны для приложений в лазерной технике [6–9]. В последнее время растет интерес к изучению физических свойств этих кристаллов, в первую очередь, для изучения микроскопических магнито-упруго-электрических взаимодействия в них, но и для расширения их применений в функциональной электронике [4,5,10–15].

Иттриевый алюмоборат  $YAl_3(BO_3)_4$  (YBO) и гольмиевый алюмоборат  $HoAl_3(BO_3)_4$  (HBO) (точечная симметрия 32) в ряду оксиборатов являются немагнитным и магнитоэлектрическим монокристаллами, соответственно, и могут характеризовать анизотропию упругоэлектрического и магнитоэлектрических взаимодействия в них. Ранее эхо-импульсным ультразвуковым [16] и квазистатическим [16,17] методами нами были получены экспериментальные значения электромеханических постоянных монокристалла YBO при комнатной температуре. В настоящей работе выполнены аналогичные исследования для монокристаллов HBO. Экспериментальные значения материальных постоянных этих монокристаллов применены для сравнительного

анализа характеристик объемных акустических волн (ОАВ), поверхностных акустических волн (ПАВ), а также дисперсии электромеханических характеристик SH-волн и волн Лэмба. Дополнительно исследовано влияние массовой нагрузки металлического слоя на величину электромеханического взаимодействия в иттриевых и гольмиевых алюмоборатах, учет которого необходим для проектирования устройств акустоэлектроники.

### 2. Теория распространения упругих волн и определения материальных констант кристалла

Для волн малой амплитуды в пьезокристалле волновое уравнение, уравнения электростатики и уравнения состояния пьезоэлектрической среды имеют вид [18]:

$$\begin{aligned} \rho_0 \ddot{U}_i &= \tau_{ik,k}, & D_{m,m} &= 0, \\ \tau_{ik} &= C_{ikpq} \eta_{pq} - e_{nik} E_n, \\ D_n &= e_{nik} \eta_{ik} + \epsilon_{nm} E_m, \end{aligned} \quad (1)$$

В уравнении (1) приняты обозначения:  $\rho_0$  — плотность кристалла,  $U_i$  — вектор упругих смещений,  $\eta_{ik}$  и  $\tau_{ik}$  — тензоры бесконечно малых механических деформаций и напряжений,  $E_i$  и  $D_i$  — векторы напряженности электрического поля и индукции,  $C_{ikpq}$ ,  $e_{nik}$  и  $\epsilon_{nm}$  — тензоры упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных. Здесь и далее подразумевается суммирование по дважды повторяющемуся индексу.

Значения электромеханических постоянных монокристаллов  $YAl_3(BO_3)_4$  и  $HoAl_3(BO_3)_4$

	Упругие постоянные $C_{\lambda\mu}, 10^{10} \text{ N/m}^2$						
	$C_{11}$	$C_{12}$	$C_{13}$	$C_{14}$	$C_{33}$	$C_{44}$	$C_{66}$
YBO	$40.47 \pm 0.05$	$21.14 \pm 0.05$	$9.75 \pm 0.05$	$-2.35 \pm 0.1$	$27.09 \pm 0.05$	$7.49 \pm 0.01$	$9.67 \pm 0.05$
HBO	$41.13 \pm 0.05$	$21.43 \pm 0.05$	$10.05 \pm 0.05$	$-2.1 \pm 0.1$	$27.33 \pm 0.05$	$7.57 \pm 0.01$	$9.85 \pm 0.05$

	Пьезоэлектрические константы $e_{i\lambda}, \text{ Q/m}^2, d_{i\lambda}, 10^{-12} \text{ Q/N}$				Диэлектрические постоянные $\epsilon_{ij}/\epsilon_0$	
	$e_{11}$	$e_{14}$	$d_{11}$	$d_{14}$	$\epsilon_{11}^n$	$\epsilon_{33}^n$
YBO	$-1.06 \pm 0.07$	$-0.27 \pm 0.04$	$-6.0 \pm 0.3$	$-7.2 \pm 0.4$	$11.7 \pm 0.1$	$11.1 \pm 0.1$
HBO	$-1.02 \pm 0.07$	$-0.15 \pm 0.04$	$-6.1 \pm 0.3$	$-6.1 \pm 0.4$	$9.9 \pm 0.1$	$10.9 \pm 0.1$

Распространение акустических волн в пьезоэлектрической пластине толщиной  $h$  должно соответствовать граничным условиям [19,20], заключающимся в равенстве нулю составляющих тензора нормальных напряжений на границе раздела кристалл-вакуум. Непрерывность тангенциальных к границе раздела составляющих вектора напряженности электрического поля обеспечивается условием непрерывности электрического потенциала  $\varphi$ , а также условием непрерывности нормальных составляющих вектора индукции [21].

Подробное описание метода экспериментальных исследований значений упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных приведено в работе [16]. Упругие постоянные были найдены путем решения обратной задачи кристаллоакустики [22] по измеренным значениям скоростей объемных акустических волн (ОАВ) в базовых и повернутых кристаллографических направлениях. Для определения скоростей ОАВ был использован ультразвуковой акустический метод эхо-импульса с точностью абсолютных измерений  $10^{-4}$ . Измерения проводились на частоте 28 МГц. Абсолютные значения пьезоэлектрических постоянных также были найдены по измеренным значениям скоростей ОАВ, но для пьезоактивных акустических мод [16].

Для уточнения значений пьезоэлектрических постоянных были проведены квазистатические измерения пьезомодулей  $d_{ijk}$ , которые связаны с  $e_{ijk}$  уравнением [23]:

$$e_{ijk} = d_{ilm} C_{lmjk}^E. \quad (2)$$

В этом методе использовалось устройство DMA 242 С для создания прецизионной переменной динамической нагрузки. Значения пьезоэлектрических постоянных были определены путем прямого измерения пьезоэлектрического эффекта в кристаллофизической системе координат, где  $C_{14} < 0$ . Высокочастотная диэлектрическая проницаемость находилась из значений низкочастотной с учетом пьезоэлектрического вклада. Детальное описание методики измерения тензоров модулей упругости, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных в кристалле YBO, проведенных ранее авторами, изложены в работах [16,17].

Экспериментальные значения линейных электромеханических постоянных для монокристаллов  $YAl_3(BO_3)_4$  и  $HoAl_3(BO_3)_4$  приведены в таблице.

### 3. Анизотропия скоростей и коэффициентов электромеханической связи акустических волн в кристаллах $YAl_3(BO_3)_4$ и $HoAl_3(BO_3)_4$

На основе измеренных электромеханических постоянных монокристаллов  $YAl_3(BO_3)_4$  и  $HoAl_3(BO_3)_4$  (таблица) был выполнен анализ характеристик распространения акустических волн в этих кристаллах.

Значения фазовых скоростей волн ОАВ, поверхностных (ПАВ) и волн Лэмба и SH волн находились путем решения уравнений (1) с учетом стандартных граничных условий и экспериментальных значений материальных постоянных, приведенных в таблице. Значения коэффициента электромеханической связи (КЭМС)  $K^2$  для ПАВ и волн Лэмба рассчитывались по формуле:

$$K^2 = 2 \frac{V - V_m}{V}, \quad (3)$$

где  $V_m$  — фазовая скорость на металлизированной поверхности.

На рис. 1 представлена анизотропия параметров ОАВ и ПАВ в плоскости (001) монокристаллов  $YAl_3(BO_3)_4$  и  $HoAl_3(BO_3)_4$ . В направлениях распространения упругой волны в данной плоскости изменение скоростей ОАВ продольной (QL) и быстрой сдвиговой (QFS) волн относительно мало для обоих кристаллов. Однако, эти значения существенно отличаются для разных кристаллов. В частности, значение фазовой скорости QFS в направлении [100] — 5479.8 м/с и 5004.3 м/с, но под углом в  $30^\circ$  — 5384.6 м/с и 4980.4 м/с для кристаллов YBO и HBO, соответственно (рис. 1, а). В плоскости (001) все ОАВ — пьезоактивны. Максимальное значение КЭМС  $K^2$  равно 0.103 и 0.107 и достигается в направлении под углом в  $30^\circ$  с направлением [100]

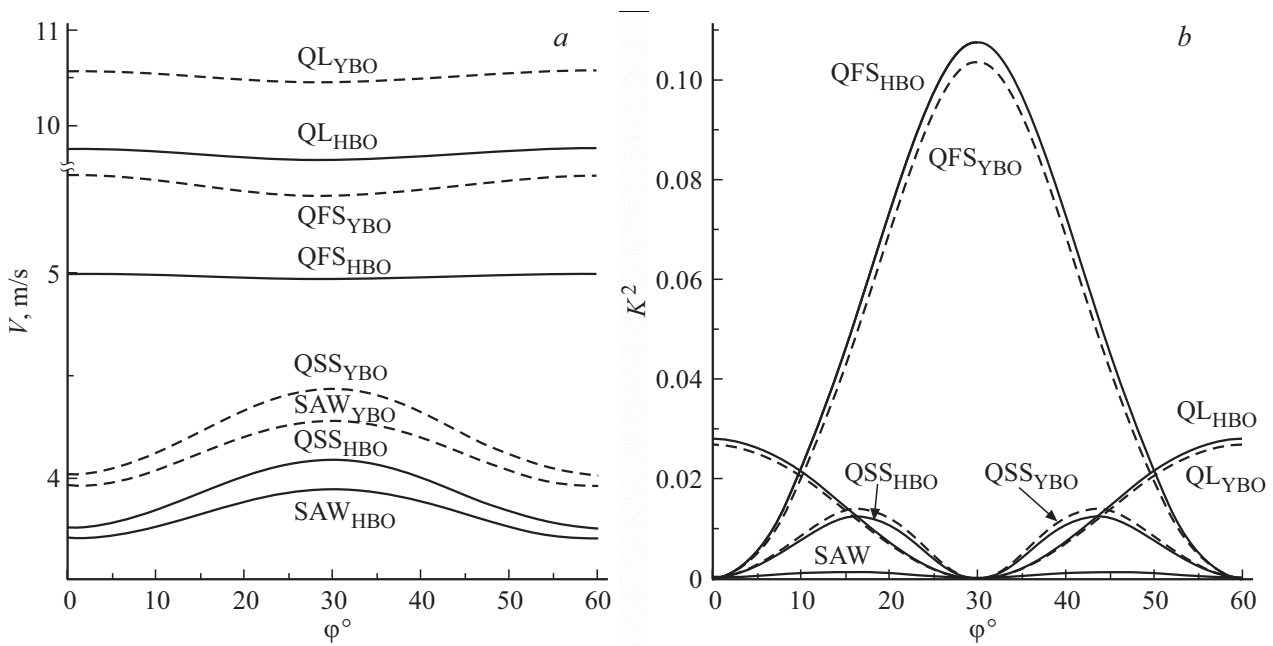


Рис. 1. Анизотропия фазовых скоростей и  $K^2$  ОАВ и ПАВ в Z-срезе кристаллов YBO и HBO. а) фазовые скорости; б)  $K^2$  — КЭМС.

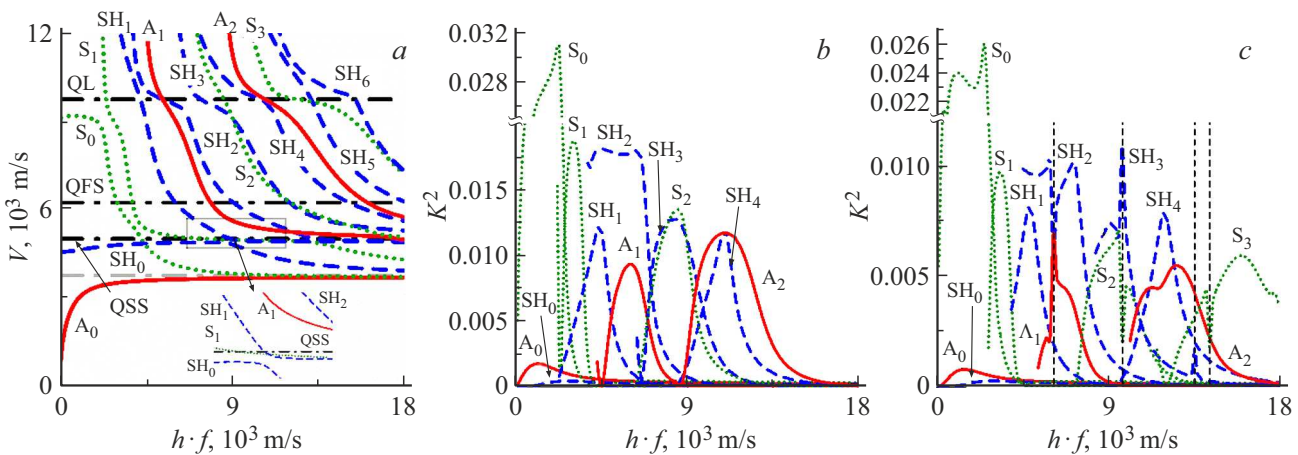
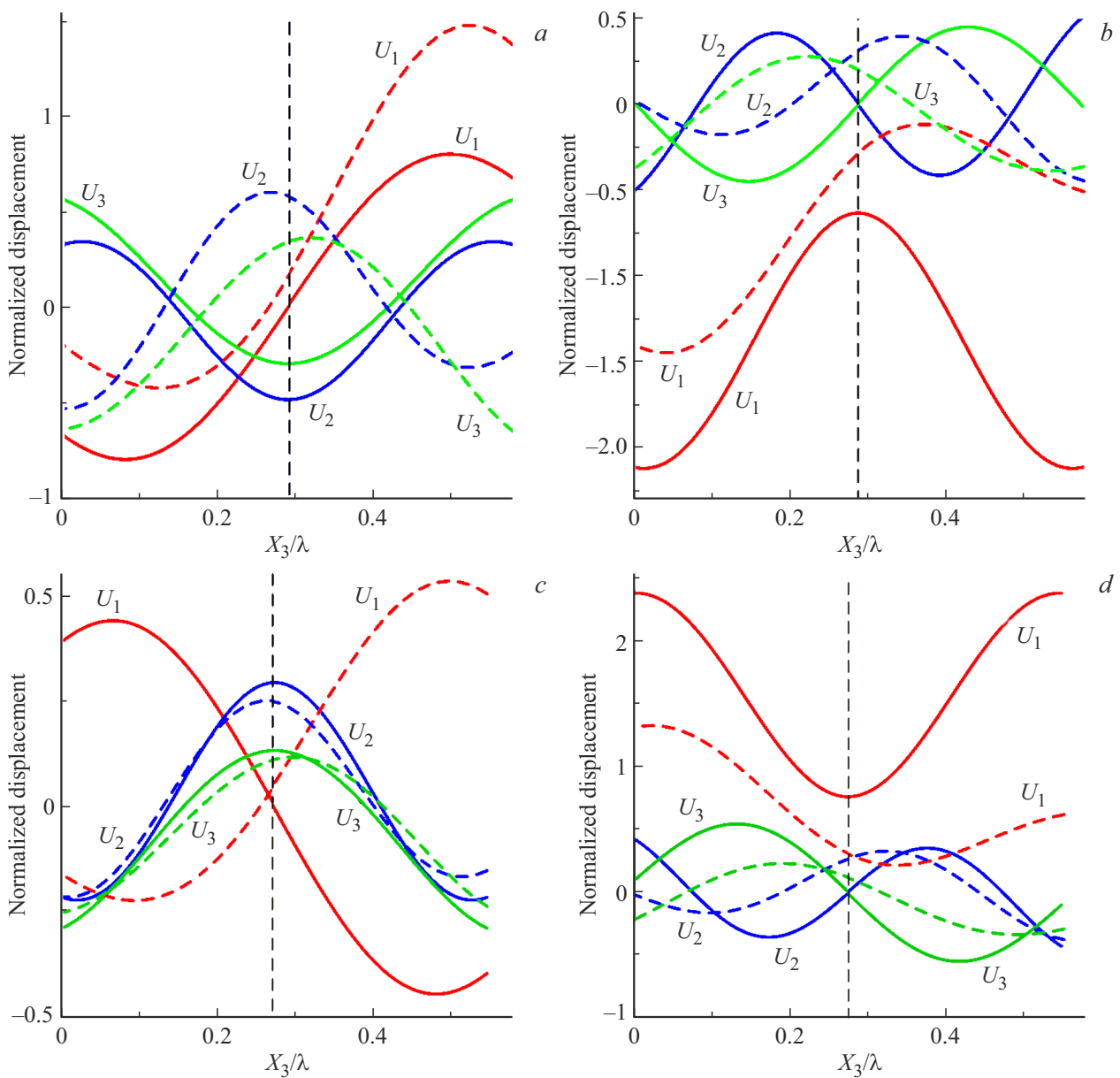


Рис. 2. Дисперсионные зависимости фазовых скоростей и КЭМС  $K^2$  волны Лэмба и SH-волны в пластине кристалла HBO в направлении [100] Z-среза. а) фазовые скорости; б)  $K^2$  — металлизация обеих свободных поверхностей; в)  $K^2$  — металлизация одной свободной поверхности в плоскости (001).

для упругой волны QFS для кристаллов YBO и HBO, соответственно (рис. 1, b). Необходимо отметить, что хотя плотность кристаллов YBO и HBO существенно отличаются  $3720 \text{ kg/m}^3$  и  $4440 \text{ kg/m}^3$ , соответственно, значения модулей упругости достаточно близки по значениям (таблица). Поэтому, естественны незначительные различия абсолютных значений параметров при одинаковой их анизотропии, удовлетворяющей точечной симметрии кристаллов. Детальное описание анизотропии характеристик ОАВ и ПАВ в монокристалле YBO приведены в [16].

На рис. 2 изображены дисперсионные зависимости фазовых скоростей и  $K^2$  волн Лэмба и SH-волны в

Z-срезе в направлении распространения упругой волны [100] в кристаллической пластине HBO. Диапазон рассмотренных значений  $h \times f$  (толщина  $\times$  частота) составляет от 0 до  $18000 \text{ m/s}$ . Диапазон изменения фазовых скоростей бегущих волн Лэмба и SH-волн — от значения фазовой скорости продольной QL ОАВ  $9751.9 \text{ m/s}$  до скорости ПАВ  $3698 \text{ m/s}$  в Z-срезе. Максимальное значение КЭМС в пластине кристалла HBO с коротко замкнутой одной свободной поверхностью для фундаментальной моды  $S_0$  волны Лэмба достигается в диапазоне  $h \times f$  от  $250 \text{ m/s}$  до  $3000 \text{ m/s}$  и составляет при  $h \times f = 2250 \text{ m/s}$   $K^2 = 0.02$  (рис. 2, c). Однако, у фундаментальной антисимметричной волны Лэмба  $A_0$

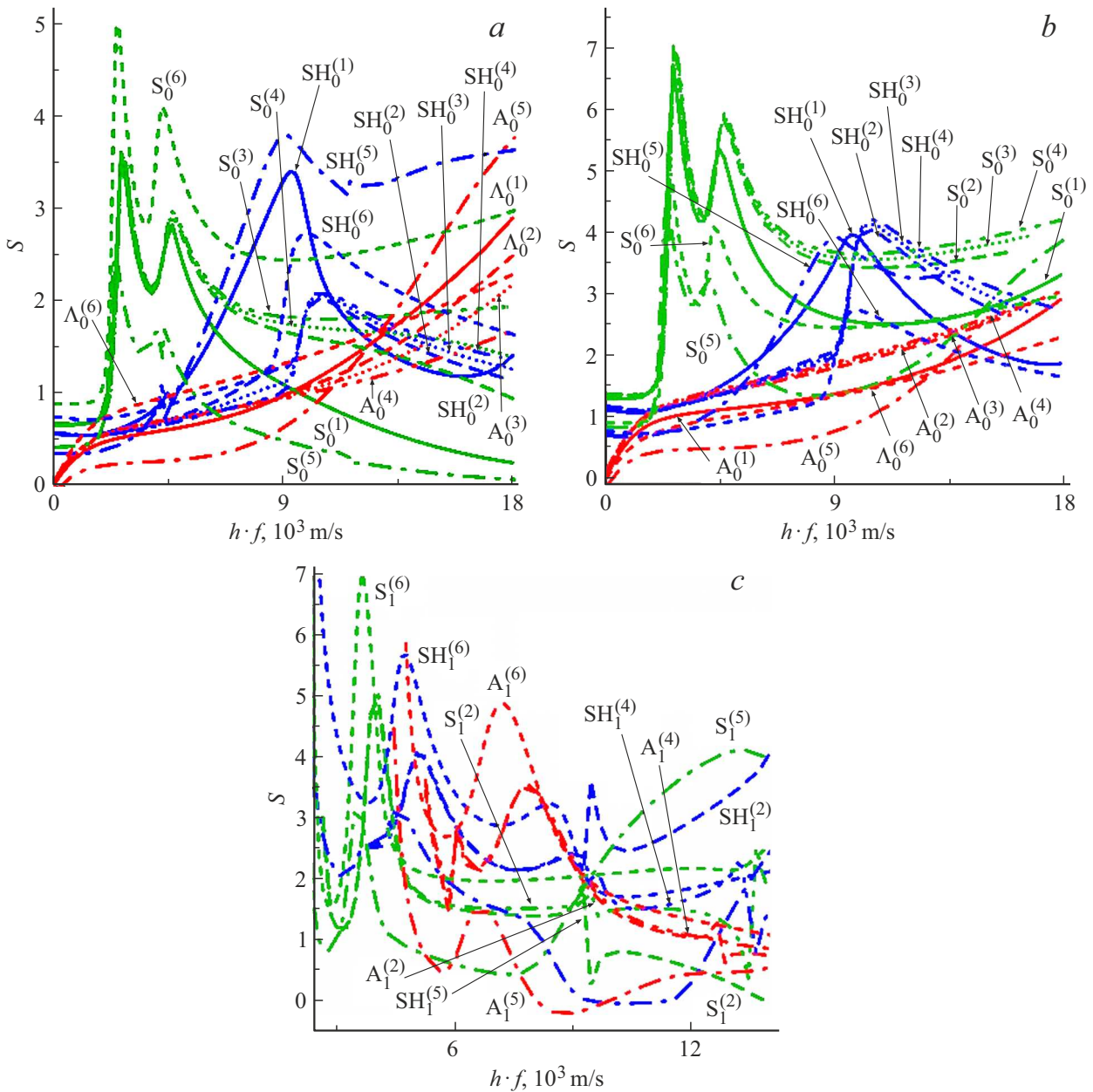


**Рис. 3.** Нормализованные компоненты вектора смещений упругой волны при  $h \times f = 6050$  м/с в Z-срезе кристалла YBO и при  $h \times f = 5350$  м/с в Z-срезе кристалла HBO при металлизации одной и двух свободных поверхностей пластины кристалл YBO. a) мода  $A_1$  YBO; b) мода  $SH_2$  YBO; c) мода  $A_1$  HBO; d) мода  $SH_2$  HBO.

и  $SH_0$  — моды значения КЭМС на два порядка меньше. Максимальное значение КЭМС  $K^2 = 0.0007$  при  $h \times f = 1350$  м/с и  $K^2 = 0.0002$  при  $h \times f = 2650$  м/с, соответственно (рис. 2, c). В данном случае пьезоактивными являются все моды упругой волны. Значения КЭМС мод упругой волны высших порядков в основном находятся в интервале от 0.01 до нуля при росте значений  $h \times f$ . Для пластины кристалла HBO с коротко замкнутыми двумя свободными поверхностями значения КЭМС больше. В частности, для фундаментальных мод  $S_0$ ,  $A_0$  и  $SH_0$  — моды значения КЭМС равны 0.03, 0.028 и 0.005, соответственно (рис. 2, b). Необходимо отметить, что для кристалла YBO поведение характеристик

упругой волны абсолютно аналогичное, но значения КЭМС больше примерно в два раза. В частности, максимальное значение КЭМС для фундаментальной моды  $S_0$  волны Лэмба в кристалле YBO составляет при  $h \times f = 2250$  м/с  $K^2 = 0.04$ . Подобный график дисперсионных зависимостей волн Лэмба для кристалла YBO приведен в [24].

Особенностью распространения волн Лэмба в направлении  $[100]$  Z-среза является наличие областей взаимодействий (гибридизации) [25] между модами волны Лэмба, которое возникает, в основном, в случае металлизации только одной свободной поверхности кристаллической пластины. На рис. 2, c точки взаимодей-



**Рис. 4.** Дисперсионная зависимость массовой чувствительности  $S$  для мод волны Лэмба от  $h \times f$ . *a, b*) фундаментальные моды  $A_0, S_0, SH_0$ ; *c*) моды  $A_1-SH_2$ . *a, c*) Al/YBO; Al/HBO *b*) Al/YBO/Al; Al/HBO/Al.

ствий мод упругой волны отмечены вертикальными штриховыми линиями, в области которых происходит резкое изменение значений КЭМС взаимодействующих мод упругой волны. Например, в направлении  $[100]$  Z-среза между модами  $A_1$  и  $SH_2$  в интервале  $h \times f$  от 5150 м/с до 6750 м/с изменения КЭМС от 0.002 до 0.007 для моды  $A_1$  и 0.005 до 0.01 для моды  $SH_2$ . Аналогичная гибридизация существует в пластине кристалла YBO между модами  $S_2$  и  $SH_3$  в области  $h \times f$  около 9050 м/с. Изменение значений КЭМС происходит от 0.002 до 0.01 в пластине кристалла YBO. Возникновение взаимодействия мод упругой волны при металлизации только одной свободной поверхности в

данном случае обусловлено изменением поляризации упругой волны. На рис. 3 представлены вектора смещений взаимодействующих мод  $A_1$  и  $SH_2$ . Сплошными линиями изображены компоненты вектора смещения для свободной поверхности, но штриховыми линиями при одной металлизированной поверхности кристаллической пластины.

При свободных либо закороченных обоих свободных поверхностях пластины компоненты вектора смещения упругой волны являются строго симметричными относительно центральной плоскости, равноудаленной от обеих поверхностей пластины (рис. 3). В случае закороченной одной поверхности профили смещений

моды  $A_1$  и  $SH_2$  становятся не симметричными относительно центральной плоскости (рис. 3). В частности, смещение компоненты  $U_1$  вектора смещений моды  $A_1$  упругой волны составляет  $X_3/\lambda = 0.04$  от центральной плоскости, равноудаленной от обеих поверхностей пластины кристалла YBO. Для кристалла HBO смещения моды  $A_1$  упругой волны составляет  $X_3/\lambda = 0.01$ . Более существенное изменение величин компонент вектора смещений происходит при одной закороченной свободной поверхности. Вследствии подобных изменений компонент векторов смещения упругой волны происходит взаимодействие между модами упругой волны, в частности между модами  $A_1$  и  $SH_2$  (рис. 3). Подобный эффект был описан в [26], но для слоистой структуры в зависимости от геометрической несимметричности многослойной структуры и толщины слоя.

Рассмотрим влияние массовой нагрузки металлического слоя на свойства волн Лэмба. Важной характеристикой является нормированная гравиметрическая (массовая) чувствительность акустической волны к массовой нагрузке на поверхности звукопровода, определяемая как [20,27]:

$$S = \frac{1}{d\rho_0} \left( \frac{\Delta V}{\Delta V_{met}} \right), \quad (4)$$

где  $\Delta V = V - V_{met}$  относительное изменение фазовой скорости ПАВ при учете металлического слоя с плотностью  $\rho_0$ .  $V_{met}$  — фазовая скорость упругой волны при нанесении тонкого металлического слоя, не изменяющего механических граничных условий. Расчет изменения мод фазовых скоростей упругой волны был произведен при относительных отношениях толщин металлических слоев к толщине пьезоэлектрика при  $d/h = 10^{-4}, 0.001, 0.01, 0.1$ , где  $d$  — толщина металлического слоя и  $h$  — толщина пьезоэлектрической пластины. На рис. 4 представлены графики массовой нагрузки  $S$  в слоистых структурах „Al/YBO“, „Al/YBO/Al“, „Al/HBO“ и „Al/HBO/Al“ в зависимости от отношения  $d/h$  и параметра  $h \times f$ . Для фундаментальных мод волны Лэмба  $A_0, S_0$  и  $SH_0$  волны в структурах с металлизацией одной свободной поверхности и обоих характер поведения коэффициента  $S$  качественно подобен (рис. 4, a, c), но численные значения  $S$  для структуры с двухсторонней металлизацией типа „Al/YBO/Al“ практически в два раза превышают соответствующие значения для структуры с односторонней металлизацией типа „Al/YBO“. Необходимо также отметить, что при значениях  $h \times f$  до 6000 м/с влияние толщины  $d$  металлического слоя на изменение коэффициента  $S$  незначительно. На графиках рис. 4, a, c изменения коэффициента  $S$  практически не различимы для структур с пьезоэлектриком YBO. Для слоистой структуры на основе пьезоэлектрика HBO изменения численных значений коэффициента  $S$  более существенно, т.к. плотность кристалла HBO больше плотности кристалла YBO.

Однако для мод упругой волны более высокого порядка характер поведения массовой нагрузки  $S$  существенно

отличается от структур типа „Al/YBO/Al“ (рис. 4, b), что связано с взаимодействием (гибридизацией) мод упругой волны в структуре подобной „Al/YBO“. Увеличение толщины слоя Al увеличивает эффект гибридации, что вызывает в области гибридации резкие изменения значений коэффициента  $S$ . Необходимо отметить, что увеличения значения  $d/h$  усиливает несимметричность и соответственно степень гибридации мод упругой волны. Также при увеличении величины  $d/h$  значения коэффициента  $S$  уменьшаются для симметричной моды  $S_0$ , но для мод упругой волны  $A_0, SH_0$  значения  $S$  наоборот увеличиваются (рис. 4).

## 4. Заключение

Проведены исследования электромеханических характеристик кристаллов со структурой оксиборатов  $YAl_3(BO_3)_4$  и  $HoAl_3(BO_3)_4$ . Приведен полный набор постоянных материальных тензоров кристаллов. Исследованы характеристики упругих волн BAW, SAW, SH-волн и волн Лэмба в пластинах этих монокристаллов. Отмечено, что хотя плотности кристаллов  $YAl_3(BO_3)_4$  и  $HoAl_3(BO_3)_4$  существенно отличаются, акустические характеристики монокристаллов качественно одинаковые и отличаются несущественно численно. Металлизация одной свободной поверхности кристаллической плоскости приводит к нарушению симметричности компонент вектора смещения моды упругих волн относительно центральной плоскости, равноудаленной от свободных поверхностей пластины. Это вызывает гибридацию мод упругой волны. Увеличение массовой нагрузки металлического слоя приводит к увеличению эффекта гибридации. На основе полученных данных можно сделать вывод о перспективности использования кристаллов YBO и HBO в устройствах акустоэлектроники. Особенно учитывая, что данные кристаллы относятся к группе симметрии 32 и в перспективе могут обладать термостабильными направлениями распространения упругих волн, что является областью дальнейших исследований.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] D. Khomskii. *Physics*, **2**, 20 (2009).
- [2] R. Ramesh, N.A. Spaldin. *Nature Mater.* **6**, 21 (2007).
- [3] N.A. Spaldin, M. Fiebig. *Science* **309**, 5733, 391 (2005).
- [4] K.C. Liang, R.P. Chaudhury, B. Lorenz, Y.Y. Sun, L.N. Bezmaternykh, V.L. Temerov, C.W. Chu. *Phys. Rev. B* **83**, 18, 180417 (2011).
- [5] А.А. Мухина, Г.П. Воробьев, В.Ю. Иванов, А.М. Кадомцева, А.С. Нарижная, А.М. Кузьменко, Ю.Ф. Попов, Л.И. Безматерных, И.А. Гудим. *Письма в ЖЭТФ* **93**, 5, 305 (2011).

- [6] К.Н. Горбаченя, В.Э. Кисель, А.С. Ясюкевич, Н.В. Кулешов, В.В. Мальцев, Н.И. Леонюк. Приборы и методы измерений **2**, 5, 79 (2012).
- [7] A.S. Aleksandrovsky, I.A. Gudim, A.S. Krylov, A.V. Malakhovskii, V.L. Temerov. *J. Alloys Compd.* **496**, 1–2, L18 (2010).
- [8] G. Wang, H.G. Gallagher, T.P.J. Han, B. Henderson. *Rad.Eff. Def. Sol* **136**, 1–4, 43 (1995).
- [9] L. Zheng, R. Jinlei, L. Pascal, A. Gerard, T. Takunori, R. Daniel. *CLEO: QELS Fundamental Science* **JTu5A**, 33 (2015).
- [10] Н.В. Волков, И.А. Гудим, Е.В. Еремин, А.И. Бегунов, А.А. Демидов, К.Н. Болдырев. Письма в ЖЭТФ **99**, 2, 72 (2014).
- [11] A.I. Popov, D.I. Plokhov, A.K. Zvezdin. *Phys. Rev. B* **87**, 2, 024413 (2013).
- [12] А.К. Звездин, С.С. Кротов, А.М. Кадомцева, Г.П. Воробьев, Ю.Ф. Попов, А.П. Пятаков, Л.Н. Безматерных, Е.Н. Попова. Письма в ЖЭТФ **81**, 6, 335 (2005).
- [13] Т.Н. Гайдамак, И.А. Гудим, Г.А. Звягина, И.В. Билыч, Н.Г. Бурма, К.Р. Жеков, В.Д. Филь. ФНТ **41**, 8, 792 (2015).
- [14] В.И. Зиненко, М.С. Павловский, А.С. Крылов, И.А. Гудим, Е.В. Еремин. ЖЭТФ **144**, 6, 1174 (2013).
- [15] Г.А. Звягина, К.Р. Жеков, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, И.В. Билыч, А.А. Звягин. ФНТ **34**, 1, 1142 (2008).
- [16] P.P. Turchin, S.I. Burkov, V.I. Turchin, S.V. Yurkevich, P.O. Sukhodaev, I.S. Raikova. *J. Sib. Fed. Univ. — Math. Phys.* **12**, 6, 756 (2019).
- [17] P.P. Turchin, V.I. Turchin, S.V. Yurkevich, P.O. Sukhodaev, I.S. Raikova. *J. Sib. Fed. Univ. — Math. Phys.* **13**, 1, 97 (2020).
- [18] D. Royer, E. Dieulesaint. *Elastic waves in solids II: generation, acousto-optic interaction, applications. SSBM.* (1999). 446 с.
- [19] L.A. Victorov. *Rayleigh and Lamb waves.* Plenum Press. N. Y. (1967). 154 с.
- [20] S.I. Burkov, O.P. Zolotova, B.P. Sorokin, P.P. Turchin, V.S. Talismanov. *J. Acoust. Soc. Am.* **143**, 1, 16 (2018).
- [21] J. Rajagopalan, K. Balasubramaniam, C.V. Krishnamurthy. *J. Acoust. Soc. Am.* **119**, 2, 872 (2006).
- [22] К.С. Александров, Г.Т. Продайвода. Анизотропия упругих свойств минералов и горных пород. Издательство СО РАН, Новосибирск. (2000). 353 с.
- [23] J.F. Nye. *Physical properties of crystals: their representation by tensors and matrices.* OUP, (1985). 329 с.
- [24] P.P. Turchin, S.I. Burkov, V.I. Turchin, O.N. Pletnev, M.Yu. Chulkova, A.G. Nechepuryshina. *J. Sib. Fed. Univ. — Math. Phys.* **15**, 1, 80 (2022).
- [25] И.Е. Кузнецова, Б.Д. Зайцев, А.А. Теплых, И.А. Бородин. *Акуст. ж.* **53**, 1, 73 (2007).
- [26] E. Verona, V.I. Anisimkin, V.A. Osipenko, N.V. Voronova. *Ultrasonics* **76**, 4, 227 (2017).
- [27] G. Wingqvist, V. Yantchev, I. Katardjiev. *Sensor Actuat. A: Phys* **148**, 1, 88 (2008).

Редактор К.В. Емцев