

## Упругие и пьезоэлектрические модули ферроборатов Nd и Sm

Т.Н. Гайдамак<sup>1</sup>, И.А. Гудим<sup>2</sup>, Г.А. Звягина<sup>1</sup>, И.В. Билыч<sup>1</sup>, Н.Г. Бурма<sup>1</sup>  
К.Р. Жеков<sup>1</sup>, В.Д. Филь<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: fil@ilt.kharkov.ua

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН  
Академгородок, 50, г. Красноярск, 660036, Россия

Статья поступила в редакцию 21 апреля 2015 г., опубликована онлайн 23 июня 2015 г.

Измерены скорости звука и рассчитаны упругие и пьезоэлектрические модули в монокристаллах  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Изученные соединения характеризуются повышенной жесткостью в базовой плоскости по отношению к деформациям растяжения–сжатия и достаточно сильным пьезоэффектом.

Виміряно швидкості звуку та розраховано пружні й п'єзоелектричні модулі у монокристалах  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  та  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Досліджені сполуки характеризуються підвищеною жорсткістю в базовій площині по відношенню до деформацій розтягнення–стиснення та достатньо сильним п'єзоелектом.

PACS: 62.20.Dc Эластичность, упругие константы;  
77.65.-j Пьезоэлектричество и электромеханические эффекты.

Ключевые слова: скорость звука, модули упругости, пьезомодули.

Редкоземельные ферробораты с общей формулой  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$  ( $\text{R} = \text{Y}; \text{La-Nd}; \text{Sm-Er}$ ) относятся к группе сегнетомагнетиков (мультиферроиков) — материалов, совмещающих в себе свойства магнитоупорядоченной и сегнетоэлектрической сред. Возникновение антиферромагнитного порядка ( $T_N \cong 30\text{--}40\text{ K}$ ) вызывает одновременное появление электрической поляризации, т.е. несобственного сегнетоэлектричества. Интерес к подобным материалам вызван надеждами на их возможное практическое применение [1]. Ферробораты оказались удобными модельными системами для разнообразных физических исследований, выполненных в последнее десятилетие. К настоящему времени уже накоплен внушительный объем информации, касающийся их структуры, магнитных, диэлектрических, магнитоэлектрических, магнитоупругих и оптических параметров, частично отраженный в обзорах [2,3].

Тем не менее в информационном покрытии ферроборатов имеются «белые пятна». 1) Отсутствуют систематические данные о величинах модулей упругости. Встречающиеся в литературе сведения [4,5] носят ситуативный характер и не дают законченного представления об общей картине. 2) Все соединения данной группы относятся к нецентросимметричному пьезо-

электрическому классу  $D_3$ , однако о величинах пьезомодулей, их поведении с температурой и взаимодействии с магнитной подсистемой ферроборатов практически ничего не известно. Имеется всего одна экспериментальная работа [6], в которой с помощью измерения поляризационного заряда, возникающего при статическом нагружении, при комнатной температуре оценен пьезомодуль в  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Согласно этим измерениям, пьезомодуль оказался в два раза меньше, чем у  $\alpha$ -кварца, и на этом основании данное соединение было отнесено к слабым пьезоэлектрикам. Не имея каких-либо конкретных комментариев к этому выводу, укажем все же на возможные «подводные камни» применявшегося в [6] метода. Как все соединения данного кристаллического класса, ферробораты обнаруживают склонность к образованию энантиморфных фаз [7], отличающихся знаком некоторых тензорных компонент (в том числе и пьезомодуля  $e_{11}$ ), и если измеряемый отклик по ним линеен, то в неблагоприятном случае возможно его погашение.

Знание упругих и пьезоэлектрических модулей важно и как техническая характеристика исследуемых соединений, и как тест для развития теоретических схем их расчета. В связи с этим отметим работу [8], в

которой предпринята попытка в рамках метода функционала плотности рассчитать решеточную динамику ферро- и алюмобората гольмия. Из текста работы [8] совершенно очевидно, что авторам явно не хватало экспериментального материала для тестирования своих расчетов, тем не менее, как будет показано ниже, эта попытка оказалась, на наш взгляд, весьма удачной.

Нами предприняты систематические измерения упругих характеристик репрезентативных представителей семейства ферроборатов для определения полного набора компонент тензора модулей упругости. Выбор неодимового и самариевого соединений диктовался относительной простотой их поведения в парамагнитном состоянии — отсутствием структурных превращений, а также легкоплоскостным характером антиферромагнитного упорядочения [3]. Дополнительным стимулом изучения ферробората самария было обнаружение в нем гигантского магнитоэлектрического эффекта [9] — магнитоиндуцированных особенностей поведения диэлектрической проницаемости. Можно предположить, что и в пьезоотклике возможно существование подобных эффектов.

В настоящей работе излагаются результаты акустических измерений скоростей звука в этих соединениях в парафазе. Выяснилось, что интенсивность пьезоэлектрического взаимодействия в них отнюдь не слабая, и это позволило из данных о скоростях звука извлечь не только величины упругих модулей, но и значения пьезомодулей.

Монокристаллы, из которых вырезались рентгеновски ориентированные образцы, выращены в Институте физики РАН (г. Красноярск) методом, описанным в работе [10]. Характерный размер образцов ~ 2 мм.

Скорости звука измерялись при температуре жидкого азота в импульсном режиме фазовым методом, детали которого описаны в [11]. Рабочие частоты измерений ~ 55 мГц. Потенциальная точность измерений в однородных образцах при миллиметровых длинах акустического пути лучше 0,3%.

Пьезоэлектрическое взаимодействие перенормирует компоненты тензора Кристоффеля, определяющего

величину скорости звука. В общем случае его элементы имеют вид [12]

$$\Lambda_{ik} = C_{ilkm}n_l n_m + 4\pi \frac{(e_{l,mi}n_l n_m)(e_{p,qk}n_p n_q)}{\epsilon_{rs}n_r n_s}, \quad (1)$$

где  $C_{ilkm}$  — матрица модулей упругости,  $n_i$  — направляющие косинусы вектора волновой нормали,  $\epsilon_{rs}$  — тензор диэлектрической проницаемости,  $e_{l,mi}$  — тензор пьезоэлектрических модулей, связывающий поляризацию с вызвавшей ее деформацией ( $P_i = e_{i,kl}u_{kl}$ ). Связь (1) означает, что, измерив с достаточной точностью фазовые скорости звуковых колебаний для нескольких направлений волновой нормали, можно восстановить все элементы тензоров как модулей упругости, так и пьезоэлектрического. Такая программа была, например, реализована применительно к ниобату лития в [13].

В классе  $D_3$ , к которому относятся все ферробораты, отличны от нуля пять элементов пьезоэлектрического тензора, из которых линейно независимы всего два [12]. В обозначениях Фойгта это

$$e_{11} = -e_{12} = -e_{26}, \quad e_{14} = -e_{25}. \quad (2)$$

Для выполнения программы нахождения всех компонент тензоров  $\Lambda$  и  $e$  нас будут интересовать скорости звука при волновой нормали, направленной вдоль оси  $x$  (ось симметрии  $C_2$ ) и в плоскости  $yz$  ( $z \parallel C_3$ ). В первом случае ( $n_1 = 1$ ) матричное уравнение Кристоффеля имеет вид

$$\begin{pmatrix} \rho s^2 - C_{11} - \frac{4\pi e_{11}^2}{\epsilon_{11}} & 0 & 0 \\ 0 & \rho s^2 - C_{66} & -C_{14} \\ 0 & -C_{14} & \rho s^2 - C_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} = 0, \quad (3)$$

т.е. в этой геометрии пьезоактивна только продольная мода.

Для волновой нормали, лежащей в плоскости  $yz$  ( $n_1 = 0$ ), имеем

$$\begin{pmatrix} \rho s^2 - (C_{66}n_2^2 + C_{44}n_3^2 + 2n_2n_3C_{14}) - \frac{4\pi(e_{11}n_2^2 + e_{14}n_2n_3)^2}{\epsilon_{11}n_2^2 + \epsilon_{33}n_3^2} & 0 & 0 \\ 0 & \rho s^2 - (C_{11}n_2^2 + C_{44}n_3^2 - 2n_2n_3C_{14}) & C_{14}n_2^2 - (C_{13} + C_{44})n_2n_3 \\ 0 & C_{14}n_2^2 - (C_{13} + C_{44})n_2n_3 & \rho s^2 - (C_{44}n_2^2 + C_{33}n_3^2) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} = 0. \quad (4)$$

За исключением вырожденного случая ( $n_3=1$ ), пьезоактивна только чисто поперечная мода с поляризацией, параллельной оси  $C_2$ . При  $q \parallel z$  все моды непьезоактивны.

Поляризация в образце может быть определена также через прикладываемое к образцу напряжение  $\sigma_{kl}$ :  $P_i = d_{i,kl}\sigma_{kl}$ . Компоненты тензора  $d_{i,kl}$  подчиняются тем же соотношениям (2). Легко убедиться, что при всестороннем сжатии ( $\sigma_{kl} = p\delta_{kl}$ ) поляризация в образце не возникает. Физически это связано с тем, что всестороннее сжатие не изменяет симметрии решетки. В результате пьезоэлектрическое взаимодействие не сказывается на объемной сжимаемости, и независимо от граничных условий (кристалл закорочен или разомкнут) парциальные сжимаемости определяются формулами

$$K_x = K_y = \frac{C_{33} - C_{13}}{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2},$$

$$K_z = \frac{C_{11} + C_{12} - 2C_{13}}{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2}.$$

Значение модуля всестороннего сжатия находится из соотношения

$$B = \frac{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2}{C_{11} + C_{12} + 2C_{33} - 4C_{13}}. \quad (5)$$

Измерительный алгоритм состоит в следующем:

- 1) из скоростей  $s$  продольного и поперечного звука для  $q \parallel z$  ( $n_3=1$ ) определяем  $C_{33}$  и  $C_{44}$  (уравнение (4));
- 2) при известной величине  $C_{44}$  скорости квазипродольной и квазипоперечной мод при  $q \parallel y$  ( $n_2=1$ ) позволяют найти  $C_{11}$  и  $|C_{14}|$  (уравнение (4));
- 3) из скорости продольной моды для  $q \parallel x$  (при известных  $C_{11}$  и  $\epsilon_{xx}$ ) находим  $e_{11}$  (уравнение (3));
- 4) величину  $C_{66}$ , или  $C_{12}$  ( $C_{12} = C_{11} - 2C_{66}$ ), находим из скорости поперечной моды при  $q \parallel y$  (при известном  $e_{11}$ );
- 5) недостающие константы —  $C_{13}$  и  $e_{14}$  — вычисляем из результатов измерений в повернутых  $y$ -срезах ( $n_3 = n_2 = 1/\sqrt{2}$ , либо  $n_3 = -n_2 = 1/\sqrt{2}$ , уравнение (4)).

Как указывалось, потенциальная точность применявшейся методики в образцах миллиметровых размеров лучше 0,3%. Однако вопреки ожиданиям реализация программы в данном случае оказалась затрудненной из-за сильной неоднородности образцов, в особенности самариевых. Конверсия мод на неоднородностях приводит к появлению вторичных волн, интерферирующих с полезным сигналом, в результате чего фазовый сдвиг, присущий последнему, зависит от времени его прихода на приемный интерфейс. Основная трудность в использовании метода [11] состоит в определении полного числа длин волн  $n$ , укладывающихся на длине образца. Обсудим этот момент более подробно.

В подходе [11], за счет применения дифференциальной методики, в чистом виде определяется фрагмент частотной зависимости фазового сдвига ( $\delta\varphi = -\delta qL$ ,  $q$  — волновое число,  $L$  — длина акустического пути), вносимого образцом. Эта зависимость аппроксимируется прямой линией (см. рис. 1), наклон которой определяется скоростью звука, однако реальное ее положение на оси ординат известно лишь с точностью  $2\pi n$  ( $n$  — целое число). Скорость может быть рассчитана из наклона прямой, но ввиду малости частотного интервала  $\delta f$ , задаваемого техническими ограничениями, точность такой оценки иногда недостаточно высока. Ее можно повысить, дополнительно потребовав, чтобы аппроксимирующая прямая пересекала ось ординат в точке  $2\pi n$ . Оптимальное значение  $n$  определяется при этом условием максимальной близости величины  $2\pi n$

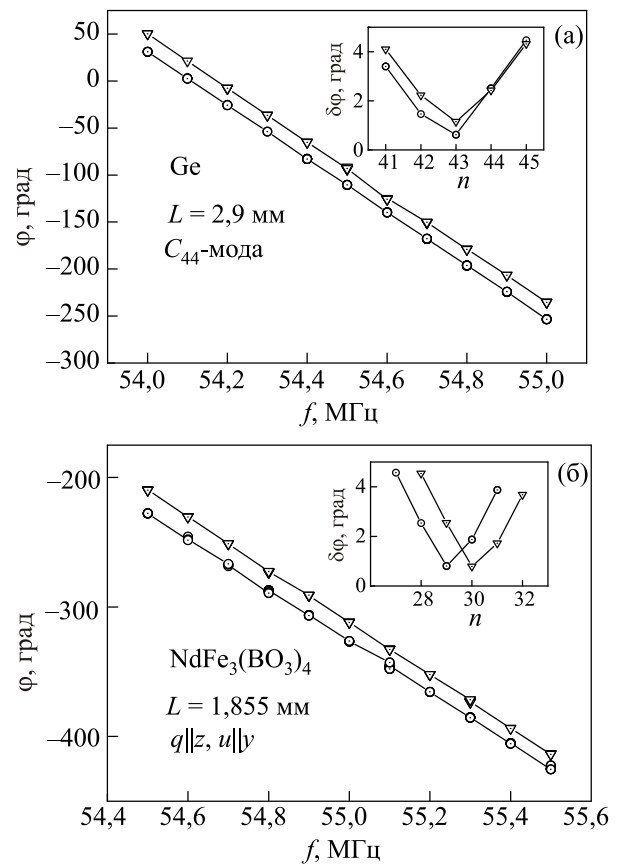


Рис. 1. К пояснению использованной методики измерения скоростей звука. (а) Фазочастотные характеристики достаточно совершенного монокристалла Ge, снятые при сдвинутых на  $10^{-7}$  с положениях считывающего строб-импульса. Характеристики смещены по отношению друг к другу на  $20^\circ$ . Вставка — зависимость стандартных отклонений от предполагаемого числа целых длин волн, укладывающихся в образце и определяющих ординату пересечения аппроксимирующей прямой с осью  $y$ . (б) То же самое для монокристалла  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Смещение характеристик и несовпадение минимумов стандартных отклонений обусловлено непостоянством фазового сдвига, вносимого образцом, на длине измерительного импульса.

к координате пересечения первичной (без дополнительного условия) аппроксимации с осью ординат. Обоснованность такого выбора проверяется методами статистической обработки. Разумеется, все эти рассуждения применимы только к монофазным сигналам, для которых фазовый сдвиг линеен по частоте. В противном случае результирующая фаза зависит от соотношения амплитуд участвующих в процессе сигналов и ее частотная зависимость более сложная, что и наблюдается в неоднородных образцах.

Проиллюстрируем вышесказанное примерами. На рис. 1(а) приведены фазочастотные характеристики достаточно совершенного монокристалла Ge. Эти данные получены при двух положениях считывающего строб-импульса, отличающихся на  $10^{-7}$  с. На рисунке графики сдвинуты друг относительно друга по вертикали на  $20^\circ$  для удобства восприятия. Отклонение точек пересечения аппроксимирующих прямых с осью ординат от величины, кратной  $2\pi$ , не превышает сотни градусов, не оставляя сомнений в обоснованности выбора соответствующего  $n = 43$ . Оптимальность такого выбора подтверждает вставка на том же рисунке — среднеквадратичное отклонение, независимо от положения считывающего строб-импульса, оказывается минимальным при выбранном значении  $n$ . Вследствие фактического расширения частотного интервала точность определения скорости улучшается более чем на порядок.

Ситуация, характерная для ферробората Nd (не самый худший вариант!), представлена на рис. 1(б). Результаты получены при таком же сдвиге считывающих строб-импульсов. В этом случае взаимное смещение фазочастотных характеристик возникло уже в измерениях, а несовпадение наклонов видно даже невооруженным глазом. Вставка на рисунке свидетельствует, что положение минимумов среднеквадратичного отклонения зависит от местоположения строб-импульса, не позволяя обоснованно выбрать значение  $n$ .

Проведенные эксперименты показали, что степень неоднородности зависит от многих недостаточно хорошо контролируемых факторов, таких как степень зажатости кристалла, скорость охлаждения, количество циклов термоциклирования и т.п. Особенно сильными фазовые искажения были при измерениях в повернутых у-срезах, что, возможно, связано с энантиоморфизмом

исследуемых соединений. В связи с этим пришлось набирать статистику и сопоставлять результаты, полученные на образцах различной длины. В последнем случае имелось два различных набора возможных скоростей, почти соприкасающихся при определенном значении, которое считалось близким к истине. Принимались во внимание также ограничения, вытекающие из уравнений (4): а) скорость QT-моды при  $q||y$  должна быть меньше скорости Т-моды при  $q||z$ ; (б) квадраты скоростей Т-мод в повернутых на  $\pm\pi/4$  у-срезах должны быть больше

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{C_{44} + C_{66}}{2} + \text{sign}(n_2) C_{14} \right).$$

Подчеркнем, однако, что неоднородности практически не сказывались на точности измерения скоростей продольных колебаний при съеме информации вблизи переднего фронта первого прошедшего импульса, поскольку в этом случае все вторичные волны запаздывали относительно первичного сигнала. Поскольку на фронте импульса фаза сигнала принципиально зависит от места считывания, процедура измерений в этом случае имеет свою специфику, описанную в [11].

Результаты измерений скорости представлены в табл. 1.

В пределах достигнутой точности скорости звука в неодимовом и самариевом соединениях совпадали, поэтому измерения в повернутых у-срезах ферробората самария, где влияние неоднородностей было максимальным, не проводились.

Величины модулей упругости и пьезомодулей, в сравнении с расчетными значениями, полученными применительно к  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  [8], приведены в табл. 2.

По поводу табл. 2 сделаем несколько пояснений.

1. Численные значения модулей в табл. 2 получены с использованием плотности  $\rho = 4,5 \text{ г/см}^3$ .

2. Знак  $C_{14}$  зависит от выбора системы координат. Теория упругих свойств кристаллов для класса  $D_3$  предполагает координатную ось  $x$  направленной вдоль оси  $C_2$  [14], однако выбор ее положительного направления какими-либо симметричными соображениями не регламентируется и требует дополнительной аргументации. Легко видеть, что при двух возможных направ-

Таблица 1. Скорости звука ( $10^5 \text{ см/с}$ ) в неодимовом и самариевом ферроборатах

$n_1, n_2, n_3$	0,0,1		1,0,0	0,1,0			0,1/ $\sqrt{2}$ , 1/ $\sqrt{2}$			0, -1/ $\sqrt{2}$ , 1/ $\sqrt{2}$		
	L	T	L	QL	QT	T	QL	QT	T	QL	QT	T
$\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$	6,9	3,3	8,62	8,46	3,19	4,42	6,8	3,95	4,6	8,08	3,64	2,68
$\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$	6,9	3,35	8,7	8,52	3,25	4,27						

Примечание: L, T, QL, QT — продольная, поперечная, квазипродольная, квазипоперечная моды. Точность измерения продольных скоростей  $\pm 0,5\%$ . Для поперечных скоростей приведены наиболее вероятные значения, точность их оценки  $\pm 1,5\%$ , однако вследствие возможной ошибки в определении полного числа длин волн, укладываемых на длине образца, не исключены и отклонения на 5–7%.

Таблица 2. Модули упругости (ГПа) и пьезомодули (К/м<sup>2</sup>) ферроборатов

Соединение	$C_{11}$	$C_{33}$	$C_{44}$	$C_{12}$	$C_{13}$	$C_{14}$	$B$	$e_{11}$	$e_{14}$
NdFe <sub>3</sub> (BO <sub>3</sub> ) <sub>4</sub>	319	214	49	174	117±3 (129±21)	29,6	172	1,4±0,3	0,4±0,2
SmFe <sub>3</sub> (BO <sub>3</sub> ) <sub>4</sub>	324	214	50,5	194		28,6	175	1,4±0,3	
HoFe <sub>3</sub> (BO <sub>3</sub> ) <sub>4</sub> [8]	370	159	68	125	72	30	130	0,99	0,11

лениях оси  $x$  модуль  $C_{14}$ , равно как и пьезомодуль  $e_{11}$ , меняют знаки. В симморфном ферроборатах  $\alpha$ -кварце положительный выход оси  $x$  связывается с гранью, на которой при деформации растяжения образуется положительный поляризационный заряд. Положительное направление также характеризуется определенным знаком поворота плоскости поляризации света (см. подробнее в [15]). Случайно или нет, но при принятом дополнительным соглашением выборе оси  $x$  знак  $C_{14}$  (в  $\alpha$ -кварце) оказывается положительным. Мы также в качестве положительного выбирали направление оси  $x$ , при котором  $C_{14}$  положительно. Отличить это направление в эксперименте можно и из акустических измерений — как следует из (4), в этом случае сумма квадратов скоростей квазипродольной и квазипоперечной мод в повернутом  $u$ -срезе при  $n_2 > 0$  меньше, чем при  $n_2 < 0$ . Фактически это правило сводится к утверждению — при правильном выборе направления оси  $x$  скорость квазипродольной моды в таких срезах меньше при  $n_2 > 0$ . Определить знак  $e_{11}$  описываемые эксперименты не позволяют — можно лишь утверждать, что при таком выборе направления оси  $x$  знаки  $e_{11}$  и  $e_{14}$  в исследованных соединениях совпадают.

3. Расчет пьезомодулей требует знания компонент тензора диэлектрической проницаемости. Для самариевого ферробората принималось  $\epsilon_{11} = 13,5$  [9], для неодимового использованы значения, полученные в собственных измерениях ( $\epsilon_{11} = 15$ ,  $\epsilon_{33} = 22,5$ ).

4. Величины  $e_{11}$  для исследованных соединений практически на порядок превышают аналогичное значение для кварца ( $4,3 \cdot 10^5$  ед. СГСЕ против  $5 \cdot 10^4$  ед. СГСЕ для SiO<sub>2</sub> [16]). Эту цифру мы считаем достаточно надежной, поскольку определяется она, в основном, уверенно измеряемой разностью скоростей продольных мод в  $x$ - и  $u$ -направлениях. Кроме того, так как в соотношения (3) входит  $e_{11}^2$ , энантиморфизм не вносит погрешности в эти измерения.

5. Модуль  $C_{13}$ , в принципе, может быть определен (при уже найденных  $C_{11}$ ,  $C_{33}$ ,  $C_{44}$  и  $C_{14}$ ) с использованием любого значения скорости для повернутых 45-градусных  $u$ -срезов, взятого из колонок 8, 9, 11, 12 табл. 1. Среднее всех определенных таким образом величин приведено в скобках в колонке 6 табл. 2, а в качестве доверительного интервала использован разброс этих значений. Очевидно, он заметно выходит за рамки возможных ошибок и может быть связан с различными факторами: а) с «неудачным» сочетанием

энантиморфных форм, приводящим к взаимной компенсации вкладов от областей с противоположными знаками  $C_{14}$ ; б) как и в работе [17], с неточной ориентировкой нормали к рабочим граням образца в плоскости  $uz$ . В «идеальном» случае для каждого обсуждаемого среза сумма квадратов скоростей QL- и QT-мод, умноженная на плотность, должна равняться

$$\frac{C_{11} + C_{33}}{2} + C_{44} - \text{sign}(n_2) C_{14}.$$

Первый фактор должен привести к уменьшению эффективного параметра  $C_{14}$ , вследствие чего указанные суммы должны оказаться внутри означенного интервала ( $2C_{14}$ ). Пользуясь табл. 1 и 2, можно видеть, что это правило для  $n_2 = -1/\sqrt{2}$  не выполняется. Поправка же, связанная с неточной ориентировкой, может иметь любой знак отклонения от идеализированного случая. При небольшом отклонении  $\psi$  от идеального направления величина его легко может быть найдена из уравнений (4):

$$\rho(s_{QL}^2 + s_{QT}^2) = \frac{C_{11} + C_{33}}{2} + C_{44} - \text{sign}(n_2) C_{14} + \psi \text{sign}(n_2)(C_{33} - C_{11}).$$

Вводя  $\psi$ -поправку в вычисления  $C_{13}$ , естественно, получаем одно-единственное значение при использовании обоих мод для каждого среза. Однако оказалось, что найденные таким образом величины  $C_{13}$  для обоих срезов практически совпадают (колонка 6 в табл. 2), что позволяет считать приведенное значение близким к истинному. Отклонения углов от 45° для этих срезов находились на уровне 4–5 градусов, что вполне соответствовало возможным ошибкам методики их подготовки на образцах миллиметровых размеров. Вычисленные таким образом поправки на неточную ориентировку использовались также в оценках  $e_{14}$ .

б. Теоретический расчет [8], выполненный применительно к ферроборату гольмия, качественно правильно описывает основные особенности упругих характеристик данного класса соединений: повышенную жесткость в базисной плоскости относительно деформаций растяжения–сжатия и заметную интенсивность пьезоэлектрического взаимодействия.

В заключение сформулируем основные результаты работы. В парамагнитном состоянии измерены скорости звука в монокристаллах неодимового и самариевого



ферроборатов для репрезентативного набора направлений, достаточного для восстановления элементов тензоров упругих и пьезоэлектрических модулей. Упругая система характеризуется повышенной жесткостью в базовой плоскости по отношению к деформациям растяжения–сжатия. Интенсивность пьезоэлектрических взаимодействий достаточно высокая, пьезоэлектрические модули на порядок превышают соответствующие величины для  $\alpha$ -кварца.

1. А.П. Пятаков, А.К. Звездин, *УФН* **182**, 593 (2012).
2. А.Н. Васильев, Е.А. Попова, *ФНТ* **32**, 968 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 735 (2006)].
3. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, А.П. Пятаков, С.С. Кротов, К.И. Камилов, В.Ю. Иванов, А.А. Мухин, А.К. Звездин, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, В.Л. Темеров, *ФНТ* **36**, 640 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 511 (2010)].
4. Г.А. Звягина, К.Р. Жеков, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, И.В. Билыч, А.А. Звягин, *ФНТ* **34**, 1142 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 901 (2008)].
5. Г.А. Звягина, К.Р. Жеков, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, И.В. Билыч, А.А. Звягин, *ФНТ* **36**, 376 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 296 (2010)].
6. Б.П. Сорокин, Д.А. Глушков, А.В. Кодяков, Л.Н. Безматерных, В.Л. Темеров, И.А. Гудим, *Вестник КрасГУ*, вып. 5, 49 (2004).
7. И.А. Гудим, В.Л. Темеров, Е.В. Еремин, Н.В. Волков, М.С. Молокеев, *Рацемия и макроскопические магнитоэлектрические эффекты в тригональных редкоземельных оксиборатах*, Тезисы докладов V Байкальской международной конференции «Магнитные материалы. Новые технологии», Иркутск (2012), с. 82.
8. В.И. Зиненко, М.С. Павловский, А.С. Крылов, И.А. Гудим, Е.В. Еремин, *ЖЭТФ* **144**, 1174 (2013).
9. А.А. Мухин, Г.П. Воробьев, В.Ю. Иванов, А.М. Кадомцева, А.С. Нарижная, А.М. Кузьменко, Ю.Ф. Попов, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 305 (2011).
10. I.A. Gudim, E.V. Eremin, and V.L. Temerov, *J. Cryst. Growth* **312**, 2427 (2010).
11. Е.А. Масалитин, В.Д. Филь, К.Р. Жеков, А.Н. Жолобенко, Т.В. Игнатова, S.I. Lee, *ФНТ* **29**, 93 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 72 (2003)].
12. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
13. А.П. Королюк, Л.Я. Мацаков, В.В. Васильченко, *Кристаллография* **15**, 1028 (1970).
14. Ф.И. Федоров, *Теория упругих волн в кристаллах*, Наука, Москва (1965).
15. У. Кэди, *Пьезоэлектричество и его практические применения*, ИЛ, Москва (1949).
16. *Акустические кристаллы*, М.П. Шаскольская (ред.), «Наука», Москва (1982).
17. Т.Н. Гайдамак, Г.А. Звягина, К.Р. Жеков, И.В. Билыч, В.А. Десненко, Н.Ф. Харченко, В.Д. Филь, *ФНТ* **40**, 676 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 524 (2014)].

#### Elastic and piezoelectric moduli of Nd and Sm ferroborates

T.N. Gaydamak, I.A. Gudim, G.A. Zvyagina, I.V. Bilych, N.G. Burma, K.R. Zhekov, and V.D. Fil'

Absolute sound velocities were measured in  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  and  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Elastic and piezoelectric moduli were calculated. The studied compounds are characterized by an elevated hardness in the basal plane relative to stress-strain deformation and a sufficiently strong piezoelectric effect.

PACS; 62.20.Dc Elasticity, elastic constants;  
**77.65.-j** Piezoelectricity and electromechanical effects.

Keywords: sound velocities, moduli of elasticity, piezoelectric moduli.