Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 8, с. 485 – 490 © 2017 г. 25 октября

Гиперзвуковые волны на поверхности кристаллического CdZnTe: роль ориентации поверхности и рассеяние на границах двойников

А. Ю. Клоков[1)], *В. С. Кривобок, А. И. Шарков, В. А. Цветков, Д. Ф. Аминев*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 сентября 2017 г.

После переработки 18 сентября 2017 г.

Для срезов монокристаллов CdZnTe различной кристаллографической ориентации получены картины распространения поверхностных акустических волн (ПАВ) гигагерцового диапазона. На основе сопоставления расчетных картин распространения ПАВ и картин, полученных экспериментально, продемонстрировано существование по крайней мере двух мод ПАВ, одна из которых является релеевской. Показано, что анизотропия распространения различных мод ПАВ позволяет локально определять кристаллографическую ориентацию поверхности CdZnTe и детектировать локальные нарушения кристаллической структуры. Обнаружено сильное анизотропное рассеяние релеевской волны на когерентной двойниковой границе.

DOI: 10.7868/S0370274X17200048

1. Введение. Последнее время активно развиваются различные методы наннодиагностики, в которых информация о структуре и свойствах нано- или метаматериалов восстанавливается на основе картины распространения в них импульсов когерентных акустических фононов, объемных [1–6] или поверхностных [7–10]. Интерес к таким методам определяется тем, что пространственные изменения тензора упругости и/или плотности, восстановленные по картине распространения фононов, позволяют получить информацию о локальной кристаллической структуре материалов. При этом основной параметр, определяющий пространственное разрешение – характерная длина волны когерентных акустических фононов – может достигать 10 нм, что более чем на порядок превышает обычное оптическое разрешение, ограниченное длиной волны света.

Отдельный интерес представляет использование импульсов акустических фононов для изучения структурных дефектов в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах. Из общих представлений, вытекающих из формализма теории упругости, следует, что когерентное взаимодействие упругого импульса с планарным дефектом должно приводить к изменению картины распространения фононов, которое зависит как от геометрического положения дефекта, так и от его микроскопического строения. Тем не менее, в случае кубических полупроводников заметное рассеяние объемных фононов наблюдалось только для дефектов, содержащих большое количество структурных нарушений, таких как межзеренные границы с заметным углом разориентации кристаллитов [11, 12]. Экспериментальные данные [13] и расчеты [14], указывают на то, что одиночная двойниковая граница, не содержащая большого количества оборванных связей, а приводящая лишь к развороту решетки, слабо влияет на распространение объемных акустических волн. В данной работе на примере кристаллического CdZnTe продемонстрировано, что для поверхностной акустической волны (ПАВ) имеет место качественно иная ситуация: различные моды ПАВ, характеризующиеся заметной анизотропией групповой и фазовой скоростей, сильно взаимодействуют с одиночной (когерентной) двойниковой границей и демонстрируют “оптический” сценарий распространения с выраженными отраженными и преломленными компонентами ПАВ. Обнаруженные особенности распространения ПАВ представляют интерес для развития бесконтактных методов диагностики кристаллических материалов, совместимых с современными конфокальными микроскопами.

2. Экспериментальная часть. Исследования проводились на пластинах $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$, вырезанных из объемного кристалла, содержащего двойниковые границы, выращенного вертикальной направленной кристаллизацией методом Бриджмена. В данной работе будут приведены результаты, касающиеся распространения ПАВ на срезах с кри-

[1)]e-mail: klokov@lebedev.ru

сталлографической ориентацией плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$. Две данные плоскости переходят друг в друга при повороте решетки на 180° вокруг направления $[\bar{1}\bar{1}1]$. Поэтому при наличии двойникования в плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ срез (111) содержит обе кристаллографические плоскости, которые разделяет двойниковая граница (рис. 1). Ориентация срезов дополнительно

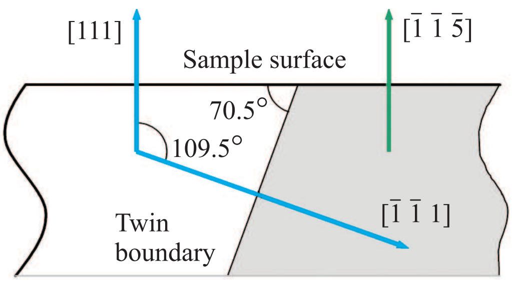

Рис. 1. (Цветной онлайн) Кристаллографическая схема двойниковой границы в исследуемом образце

контролировалась с помощью рентгеноструктурного анализа.

Для более эффективного оптического возбуждения ПАВ на поверхность образцов термически напылялась пленка золота, толщиной 50 нм. В отдельных случаях золотая пленка напылялась на часть поверхности образца, что позволяет регистрировать ПАВ как на металлизированной, так и на свободной поверхностях. Генерация и детектирование ПАВ осуществлялись на основе схемы "накачка-зондирование", основу которой составлял импульсный Ti:Sa лазер, генерирующий последовательность фемтосекундных импульсов длительностью 160 фс с периодом повторения ∼13 нс. Излучение лазера разделялось на два пучка. Первый пучок после удвоения частоты (центральная длина волны 400 нм, энергия импульса <0.15 нДж) фокусировался в пятно размером ∼1.5 мкм и использовался для возбуждения ПАВ. Второй пучок (центральная длина волны 800 нм, энергия импульса <0.05 нДж), использовался для зондирования ПАВ. Малые изменения $(10^{-6} \div 10^{-3})$ фазы зондирующего пучка, вызванные в основном колебанием поверхности в направлении нормали, регистрировались с помощью интерферометра Саньяка [15].

В работе основное внимание уделено анализу так называемых релеевских волн, скорость распространения которых для заданного направления меньше скорости распространения медленных квазипоперечных объемных акустических волн.

3. Распространение ПАВ вдоль срезов (111)**.** Пример измеренной экспериментально картины распределения поля ПАВ вдоль среза (111) иллюстрирует рис. 2. Зарегистрированная картина ПАВ фор-

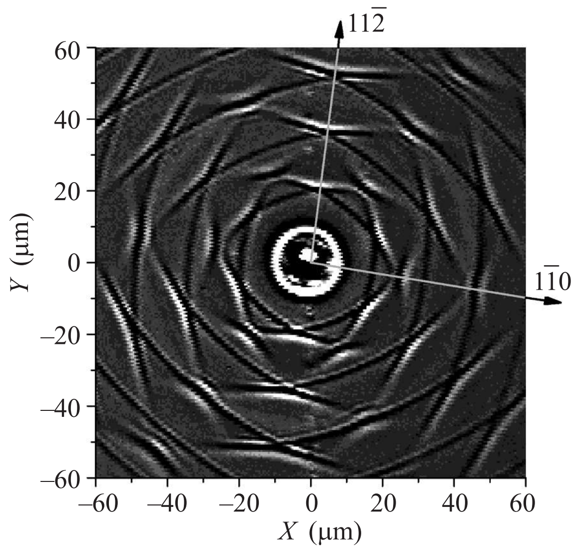

Рис. 2. Экспериментально измеренная картина распространения ПАВ вдоль среза (111)

мируется из повторяющихся примерно через 15 мкм концентрических фигур, соответствующих последовательности возбуждающих импульсов. Темное внутреннее кольцо соответствует скользящей объемной продольной волне, распространяющейся со скоростью ∼3250 м/с. Микронная область в центре пятна, в дополнение к акустическому сигналу, содержит отклик электронной подсистемы длительностью ∼20 пс. Для интерпретации полученной картины распространения ПАВ аналогично [16] проводились расчеты фазовой и групповой (лучевой) скоростей, а также вектора потока энергии (вектора Пойнтинга). В расчетах использовался формализм теории упругости для полубесконечной среды с анизотропным тензором упругости. Как оказалось, при невысокой (∼5 %) концентрации Zn можно использовать тензор упругости CdTe из [17]. При этом рассчитанные значения групповой скорости рэлеевской волны отличались от измеренных не более чем на 5 % (см. рис. 4, 7).

На рис. 3 приведены результаты расчета зависимости групповой (лучевой) скорости рэлеевской волны от направления вектора, определяющего поток энергии (вектора Пойнтинга). Из непосредственного сравнения кривой на рис. 3 и картины ПАВ (рис. 2) следует, что внутренний шестиугольник соответствует рэлеевской волне. Вся структура фронта ПАВ характеризуется поворотной симметрией не ниже тре-

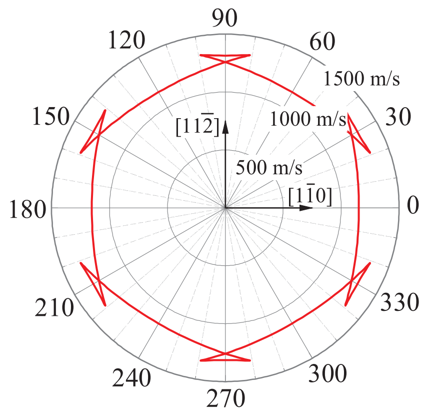

Рис. 3. (Цветной онлайн) Угловая зависимость лучевых скоростей ПАВ, рассчитанная для среза (111) в рамках представлений о полубесконечной среде, описываемой анизотропным тензором упругости

тьего порядка, что согласуется с кристаллографической симметрией среза.

На рис. 4 приведены зависимости скорости распространения ПАВ, измеренные экспериментально

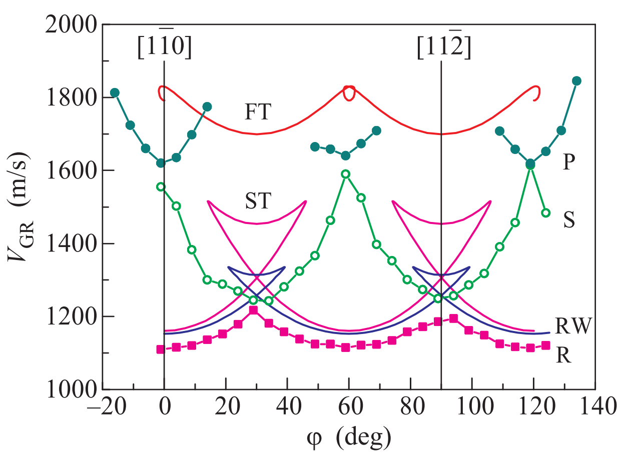

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость лучевой скорости от направления распространения ПАВ для среза (111). Символами ■, ○ и ● отмечены, соответственно, R-, S- и P-ветви, полученные экспериментально. ST- и FT-ветви соответствуют расчетам групповых скоростей объемных медленной и быстрой квазипоперечных волн с волновым вектором, лежащим в плоскости среза. Ветвь RW отображает расчет лучевой скорости рэлеевской волны

на срезе (111). Видно, что в отдельных направлениях регистрируются волны, распространяющиеся с тремя различающимися скоростями, обозначенные как R, P, S. Здесь же приведены расчеты лучевых скоростей рэлеевской (RW), а также медленной (ST) и быстрой (FT) объемных мод волновой вектор которых лежит в плоскости (111). Известно, что групповые и лучевые скорости объемных мод совпадают [18]. Расчеты показывают, что нижняя ветвь R соответствует рэлеевской волне, скорость которой меньше скорости ST-волны, распространяющейся вдоль поверхности. Экспериментально полученное значение скорости рэлеевской волны меньше расчетного на $\sim 4\,\%$, что связано с дисперсией ПАВ, вызванной наличием золотой пленки, которая не учитывалась в расчетах. Верхняя ветвь P, по-видимому, соответствует псевдоповерхностной волне, ее скорость, за исключением областей $|\varphi| > 15^\circ$ (и эквивалентных, с периодом 60°), находится в диапазоне между скоростями ST и FT объемных сдвиговых мод. В области $|\varphi| > 15^\circ$ ее скорость превышает скорость FT-моды, однако амплитуда ПАВ быстро уменьшается с увеличением $|\varphi|$. Ветвь S в диапазоне углов $20^\circ \div 40^\circ$ (и эквивалентных) может быть приписана рэлеевской волне. Вне этого диапазона углов, по-видимому, S соответствует псевдоповерхностной волне.

Наличие металлической пленки может, вообще говоря, изменять свойства псевдоповерхностной волны, в частности, приводить к подавлению ее затухания в отдельных направлениях [19], таким образом трансформируя ее в чисто поверхностную моду. Проведенные нами эксперименты по сравнению картины распространения ПАВ показали, что структура псевдоповерхностных волн практически одинакова на свободных поверхностях CdZnTe и поверхностях покрытых тонкой (50 нм) металлической пленкой. Основное влияние пленки сводилось лишь к появлению дисперсии ПАВ.

4. Распространение ПАВ вдоль срезов $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$. На рис. 5 проиллюстрирована картина распространения ПАВ вдоль среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$. Заметим, что плоскость $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$ отклонена от плоскости $(00\bar{1})$ на 16°, поэтому распределение поля ПАВ близко к таковому на срезах $(00\bar{1})$, имеющему поворотную симметрию 4-го порядка. Тем не менее, понижение порядка поворотной симметрии с 4-го до 2-го хорошо заметно. Результаты расчетов лучевой скорости от направления вектора потока энергии представлены на рис. 6 для рэлеевской волны. Сравнивая кривую рис. 6 с картиной ПАВ (см. рис. 5), можно интерпретировать внутреннюю кольцевую структуру как фронт рэлеевской волны.

На рис. 7 приведены зависимости скорости распространения ПАВ, измеренные экспериментально на срезе $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$. Также как и на срезе (111) видно, что в отдельных направлениях регистрируются волны, распространяющиеся с тремя различающимися скоростями, обозначенные как R (“медленная поверхностная мода”), P1, P2. На этом же рисунке при-

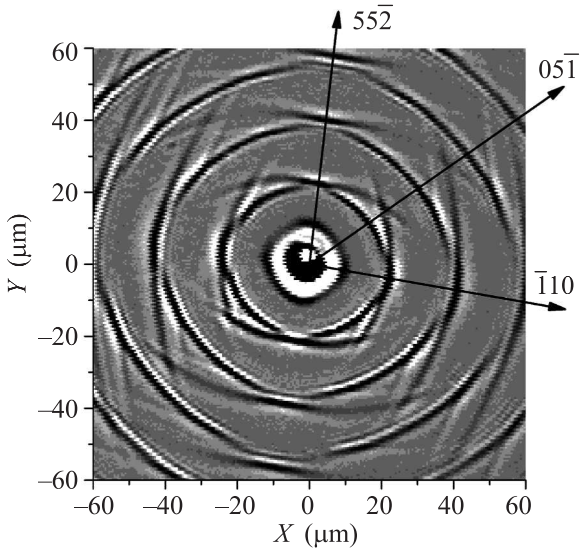

Рис. 5. Экспериментально измеренная картина распространения ПАВ вдоль среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$

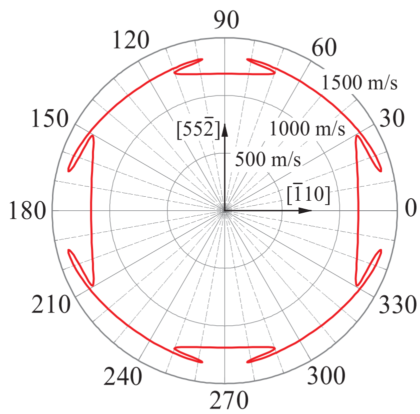

Рис. 6. (Цветной онлайн) Рассчитанная угловая зависимость лучевой скорости рэлеевской волны для среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$

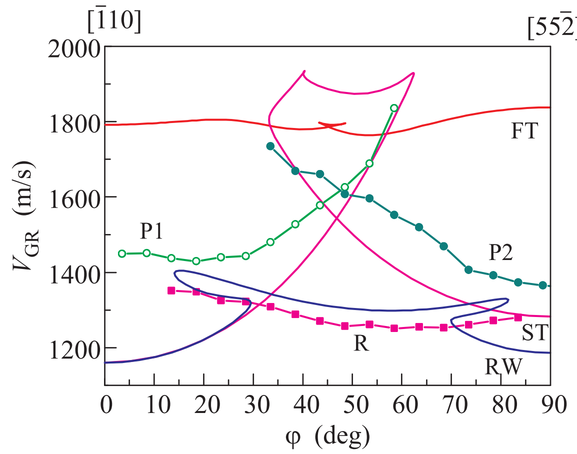

Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость лучевой скорости от направления распространения ПАВ для среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$. Символами ■, ○ и ● отмечены, соответственно, R, P1 и P2-ветви, полученные экспериментально. ST и FT-ветви соответствуют расчетам групповых скоростей скользящих вдоль поверхности объемных медленной и быстрой квазипоперечных волн. Ветвь RW отображает расчет групповой скорости рэлеевской волны

ведены результаты расчетов лучевых скоростей рэлеевской (RW), а также медленной (ST) и быстрой (FT) объемных мод. Нижняя ветвь R соответствует рэлеевской волне. Отличие экспериментально полученного значения от расчета составляет $\sim 4\,\%$, что, как отмечалось выше, связано с наличием на поверхности образца золотой пленки. В диапазоне углов от 0 до 30° рэлеевская волна переходит в объемную ST-волну (см. рис. 7 – ветвь RW сливается с ST) с вектором поляризации, параллельным поверхности. Отсутствие нормальной компоненты вектора поляризации затрудняет регистрацию ST-волны, поэтому в направлениях, примыкающих к $[\bar{1}10]$ фронт волны не регистрируется. Расчеты показывают, что в направлении $\langle 55\bar{2}\rangle$ поляризация "медленной моды" также практически параллельна поверхности образца, поэтому она также как и в направлении $[\bar{1}10]$ не регистрируется. Ветви P1 и P2, по-видимому, соответствуют псевдоповерхностной волне, их скорость выше, чем у ST-волны.

Как следует из экспериментальных и расчетных картин на рис. 2, 5, лучевые скорости распространения ПАВ и поток их энергии сильно анизотропны для всех мод. Эта особенность представляет интерес с точки зрения решения обратной задачи – определения кристаллографической ориентации среза по фронтам ПАВ, распространяющихся вдоль него. Для изучения такой возможности, аналогично работе [20], была проведена отдельная серия расчетных экспериментов, в которых мы добивались наилучшего согласия экспериментальных и расчетных фронтов релеевской волны при постепенном повороте главных осей тензора упругости. Погрешность, с которой таким образом может быть определена кристаллографическая ориентация среза, составила в нашем случае $\pm 2°$. Эта погрешность может быть заметно уменьшена, если располагать более точными данными о тензоре упругости исследуемого кристалла Cd(Zn)Te.

5. Рассеяние ПАВ на границе двойника. Как уже отмечалось, при переходе через границу двойника кристаллографическая ориентация среза меняется с (111) на $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$. Следовательно, аналогичный разворот претерпевает и тензор упругости, что должно неизбежно сказаться на картине распространения ПАВ. Измеренные картины распространения ПАВ вблизи границы двойника приведены на рис. 8.

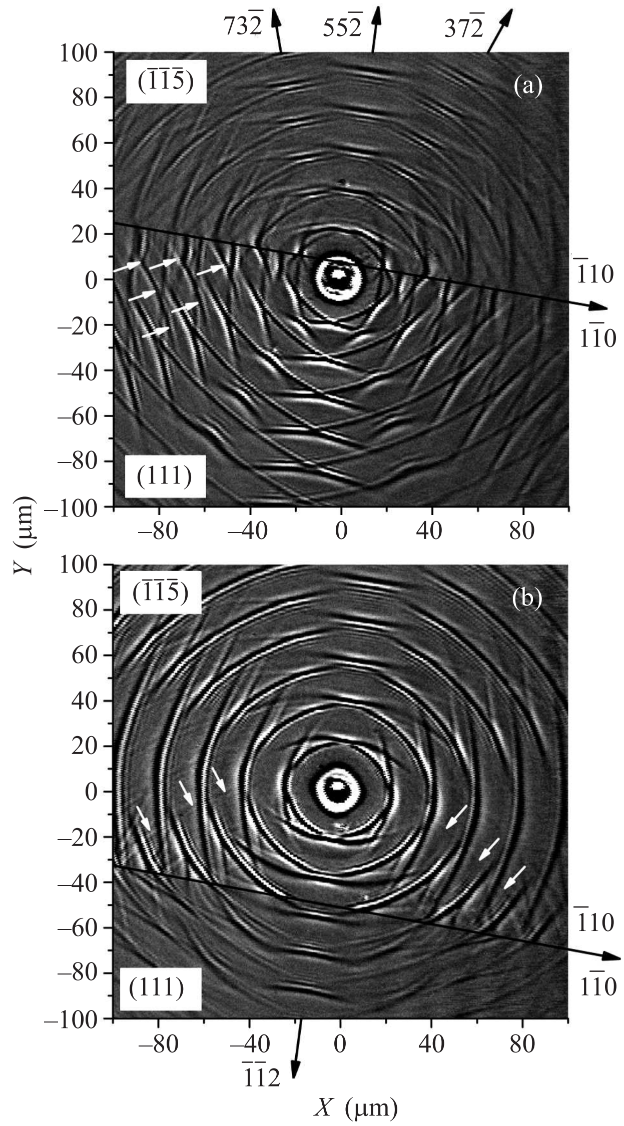

Рис. 8. Экспериментально измеренная картина распространения ПАВ в CdZnTe на границе двойника: (a) – возбуждение на срезе (111); (b) – возбуждение на срезе $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$

Как следует из рис. 8, фронты ПАВ терпят разрывы при переходе через границу, разделяющую кристалл на области с ориентациями (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$. При возбуждении ПАВ вдоль поверхности (111) на расстоянии 10 мкм от выхода плоскости двойникования (рис. 8a) хорошо видна отраженная от границы S- волна (показана стрелками), см. также рис. 4. Амплитуда поля в области $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$ существенно меньше, чем в области (111), однако по нормали к границе и в направлениях под углами $\pm 22^\circ$ к нормали распространяются три интенсивных луча. Аналогичные результаты были получены, когда возбуждающий луч находился на области с ориентацией $(\bar{1}\bar{1}\bar{5})$ на расстоянии 40 мкм от границы (рис. 8b). Здесь еще более отчетливо, чем на рис. 8a видно, что амплитуда ПАВ существенно уменьшается при переходе через границу. Также видна отраженная от границы рэлеевская волна. В целом картина отраженного и прошедшего полей ПАВ в каждом случае напоминает преломление луча света на границе двух прозрачных сред, хотя и заметно осложняется пространственной анизотропией задачи. Роль диэлектрического тензора играет в данном случае тензор упругости. Обнаруженное явление представляет интерес с точки зрения развития новых методов выявления и исследования дефектов выходящих на поверхность кристаллических материалов.

Для надежной интерпретации данных на рис. 8 необходимо проведение моделирования рассеяния ПАВ на плоскости двойникования, так как на границе двойника возможна интенсивная конверсия ПАВ в объемные и, возможно, интерфейсные моды. Расчеты, позволяющие ответить на вопрос о существовании интерфейсной волны вблизи двойника и конверсии в нее поля ПАВ, проводятся в настоящее время.

6. Выводы. Таким образом, с помощью анализа пространственных изменений фазы оптического зондирующего пучка, отраженного от поверхности, восстановлены картины распространения ПАВ по срезам монокристаллов CdZnTe различной кристаллографической ориентации, которые возбуждаются остро сфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами. На основе сопоставления экспериментально измеренных картин распространения ПАВ и картин, рассчитанных в рамках модели полубесконечной линейной среды с анизотропным тензором упругости, продемонстрировано существование по крайней мере двух хорошо разделяемых мод ПАВ, одна из которых является релеевской. Обнаружено сильно анизотропное распределение групповой скорости и потока энергии ПАВ для каждой из мод, которое позволяет определять локальную ориентацию поверхности кристалла, а также визуализировать структурные дефекты, выходящие на поверхность. Продемонстрировано анизотропное рассеяние релеевской волны на когерентной двойниковой границе, которое сопровождается следующими эффектами: (i) ПАВ, прошедшая через дефект, заметно ослабляется, причем ослабление зависит от направления ее распространения; (ii) для направлений распространения, соответствующих высокой плотности потока энергии в падающей волне, наблюдается формирование отраженного и преломленного пучков ПАВ.

Использованный метод оптического детектирования ПАВ в сочетании с обнаруженными особенностями их распространения представляет интерес для бесконтактной оптической диагностики кристаллических материалов, совместимой с современными конфокальными микроскопами.

Авторы благодарны А. А. Силиной и Н. А. Смирновой за предоставленные образцы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант # 15-02-09361, разделы 3, 4) и РНФ (грант # 14-22-00273, раздел 5).

1. M. Kouyate, T. Pezeril, V. Gusev, and O. Matsuda, J. Opt. Soc. Am. B **33**, 2634 (2016).
2. B. C. Daly, N. C. R. Holme, T. Buma, C. Branciard, T. B. Norris, D. M. Tennant, J. A. Taylor, J. E. Bower, and S. Pau, Appl. Phys. Lett. **84**(25), 5180 (2004).
3. P. Ruello, A. Ayouch, G. Vaudel, T. Pezeril, N. Delorme, S. Sato, and K. Kimura, Phys. Rev. B **92**, 174304 (2015).
4. C. Bruggemann, J. Jager, B. A. Glavin, V. I. Belotelov, I. A. Akimov, S. Kasture, A. V. Gopal, A. S. Vengurlekar, D. R. Yakovlev, A. V. Akimov, and M. Bayer, Appl. Phys. Lett. **101**, 243117 (2012).
5. S. Volz, J. Ordonez-Miranda, A. Shchepetov et al. (Collaboration), Eur. Phys. J. B **89**, 15 (2016).
6. C. He, O. Ristow, M. Grossmann, D. Brick, Yu. Guo, M. Schubert, M. Hettich, V. Gusev, and T. Dekorsy, Phys. Rev. B **95**, 184302 (2017).
7. D. Nardi, M. Travagliati, M. E. Siemens, Q. Li, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, G. Ferrini, F. Parmigiani, and F. Banfi, Nano Lett. **11**, 4126 (2011).
8. A. Bettucci, Nanoscience and Nanometrology **1**(1), 15 (2015).
9. O. B. Wright and O. Matsuda, Phil. Trans. R. Soc. A **373** 20140364 (2015).
10. D. H. Hurley, O. B. Wright, O. Matsuda, T. Suzuki, S. Tamura, and Y. Sugawara, Phys. Rev. B **73**, 125403 (2006).
11. В. С. Багаев, Т. И. Галкина, А. И. Шарков, А. Ю. Клоков, В. П. Мартовицкий, В. В. Зайцев, Ю. В. Клевков, ФТТ **45**(11), 1941 (2003).
12. Т. И. Галкина, А. Ю. Клоков, А. И. Шарков, Ю. В. Коростелин, В. В. Зайцев, ФТП **37**(5), 539 (2003).
13. А. И. Шарков, Т. И. Галкина, А. Ю. Клоков, Ю. В. Клевков, ФТТ **45**(1), 156 (2003).
14. В. С. Багаев, Т. И. Галкина, А. Ю. Клоков, Ю. В. Клевков, В. С. Кривобок, В. П. Мартовицкий, Н. Н. Сентюрина, А. И. Шарков, ФТТ **47**(6), 1032 (2005).
15. T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda, Y. Sugawara, D. H. Hurley, and O. B. Wright, Rev. Sci. Instrum. **77**, 043713 (2006).
16. G. W. Farnell and E. L. Adler, in *Physical Acoustics*, ed. by W. P. Mason and R. N. Thurston, Academic, N.Y. (1970), Vol. 6, p. 109.
17. H. J. McShimin and D. G. Thomas, J. Appl. Phys. **33**, 56 (1962).
18. Ф. И. Федоров, *Теория упругих волн в кристаллах*, Наука, М. (1965), 386 с.
19. A. A. Maznev, A. Akthakul, and K. A. Nelson, J. Appl. Phys. **86**, 2818 (1999).
20. R. Smith, S. Sharples, W. Li, M. Clark, and M. Somekh, J. Physics: Conference Series **353**, 012003 (2012).