

13

Фокусировка сходящихся поверхностных акустических волн гиперзвуковых частот на структуре NiCu/алмаз

© А.Ю. Клоков, Н.Ю. Фролов, А.И. Шарков, С.И. Ченцов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
E-mail: klokov@lebedev.ru

Поступило в Редакцию 17 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 17 июня 2025 г.

Принято к публикации 3 августа 2025 г.

Экспериментально исследовано распространение импульсов сходящихся поверхностных акустических волн на поверхности пластины природного алмаза с ориентацией (001), генерируемых в результате кольцевого оптического возбуждения. Показано, что, несмотря на анизотропию алмаза и наличие дисперсии, поле импульсов поверхностных волн в фокусе можно сконцентрировать в область размером $\sim 4 \mu\text{m}$, что близко к дифракционному пределу. Магнитуда волны в фокусе в 15 раз превышает магнитуду волны в области возбуждения. Полученный результат создает предпосылки для реализации метода создания сверхвысоких динамических деформаций в фокусе импульсов сходящейся поверхностной волны при радикально уменьшенных требованиях к лучевой стойкости материала.

Ключевые слова: поверхностные акустические волны, сходящиеся поверхностные волны, алмаз, гиперзвук.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.21.61526.20346

Последнее время активно развиваются методы локального (адресного) воздействия на природные и синтетические алмазы, которые позволяют управлять свойствами содержащихся в них центров окраски [1–6]. Потенциальное применение таких методов связано с разработкой различных фотооптических, фототермических и фотоэлектрических устройств [1–6]. В подавляющем большинстве основу методов составляет воздействие на кристалл импульсным лазерным излучением, которое приводит к перестройке примесей и дефектов в заданной области [1–3]. При этом воздействие оказывается многофакторным и сложно управляемым за счет того, что локальная перестройка структуры центров сопровождается неравновесной релаксацией электронной подсистемы. Возможной альтернативой, позволяющей избежать возбуждения электронной подсистемы, могло бы быть воздействие на алмазную матрицу и находящиеся в ней центры окраски упругими волнами большой амплитуды [4].

Тем не менее ввиду вызванных лучевой стойкостью ограничений в стандартных экспериментах с лазерной генерацией в термоупругом режиме волн гиперзвука, имеющих расходящийся или плоский фронт, даже при оптимальном наборе параметров облучения максимально достижимая величина динамической деформации находится на уровне 10^{-5} – 10^{-3} (см. теоретическую работу [7] и приведенные там ссылки), что недостаточно для перестройки кристаллической структуры материала или дефектов в ней. В настоящей работе впервые продемонстрирована возможность генерации сходящихся импульсов поверхностных акустических волн (ПАВ) гиперзвуковых частот, распространяющихся вдоль поверхности алмаза. Для возбуждения сходящихся волн использовалось кольцевое лазерное возбуждение, при

котором плотность мощности лазерного излучения оказывается более чем на три порядка ниже, чем в стандартных экспериментах с возбуждением расходящихся гиперзвуковых волн. Было установлено, что сходящиеся волны, несмотря на наличие дисперсии и анизотропии групповой скорости, могут быть сфокусированы в область размером несколько микрометров, в которой достигается динамическая деформация большой амплитуды. Использованный метод генерации сходящихся импульсов поверхностных волн гиперзвука представляет интерес для расширения арсенала методов контролируемого воздействия на центры окраски в алмазах.

Исследуемый образец представлял собой пластину природного алмаза типа Ia толщиной $\sim 180 \mu\text{m}$, имеющую ориентацию (001), на поверхность которой была напылена тонкая пленка NiCu толщиной 60 nm [8]. Для генерации и регистрации импульсов ПАВ использовалась установка, реализующая двухцветную методику „накачка–зондирование“. В качестве источника лазерного излучения выступал фемтосекундный Ti:Sa-лазер Mira-900 (длительность импульса 170 fs, частота повторения 76 MHz, длина волны 800 nm). Излучение источника делилось на два луча. Первый луч после удвоения частоты (длина волны 400 nm, энергия в импульсе $< 1 \text{ nJ}$) поглощался в металлической пленке. В результате термоупругого эффекта в структуре NiCu/алмаз возбуждались объемный упругий импульс, распространяющийся в глубь образца, и поверхностная акустическая волна.

Распространяясь, импульс ПАВ вызывал изменения фазы комплексного коэффициента отражения на величину до $\sim 10^{-3} \text{ rad}$. Эти изменения регистрировались по отражению зондирующего лазерного импульса (энергия импульса 0.05 nJ) на длине волны источника излучения

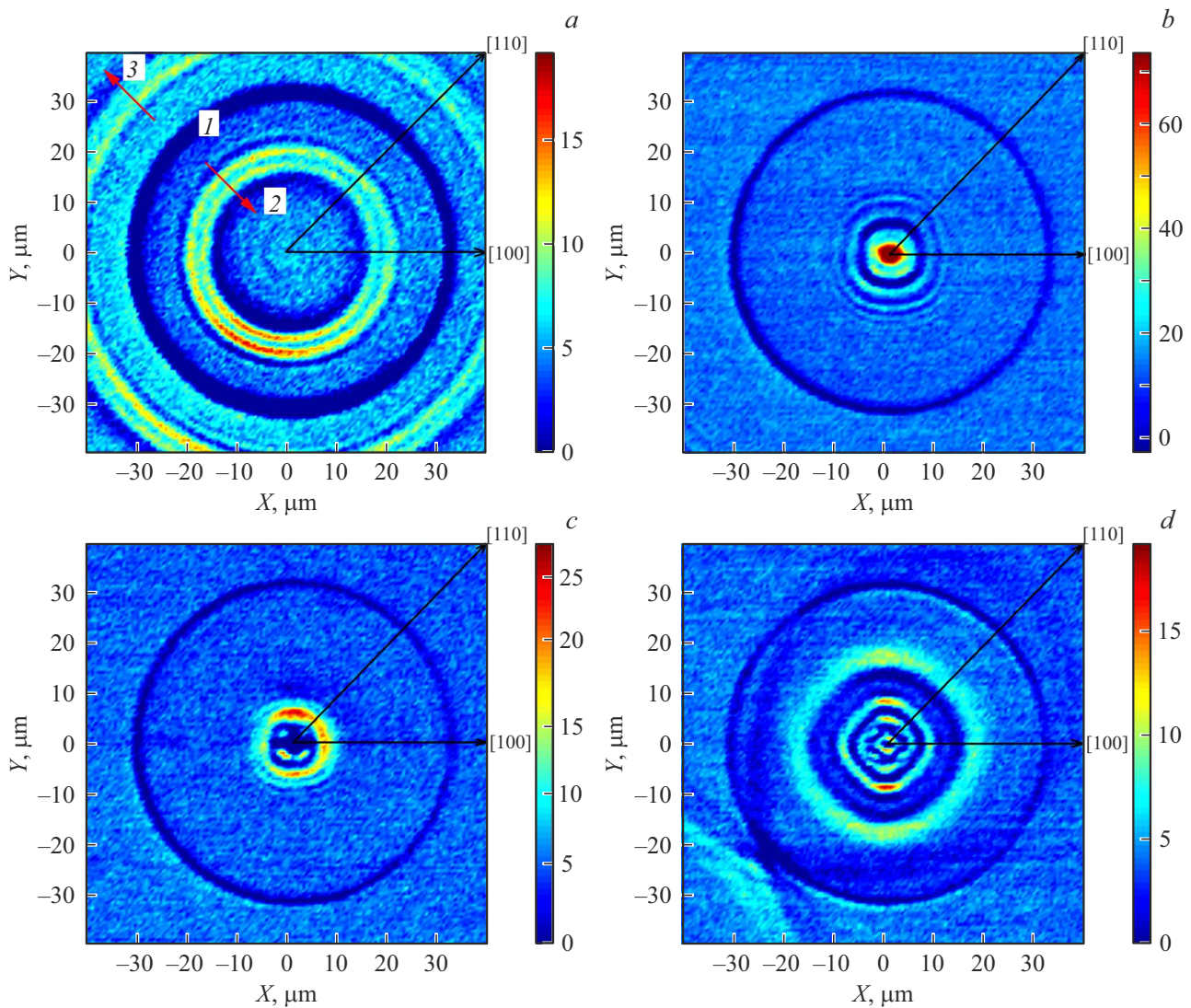


Рис. 1. Поле импульса ПАВ в моменты времени 1616 (а), 3056 (b), 3556 (c) и 4556 ps (d). Цветовая шкала показывает смещение поверхности в пикометрах (кроме кольцевой области возбуждения). На части а темное кольцо 1 — область возбуждения, стрелки 2 и 3 указывают направление движения импульса ПАВ. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

при помощи модифицированного интерферометра Саянника [9]. Для сканирования поверхности зондирующим лучом в схему был введен 4f-сканер. Оптическая линия задержки, установленная в канал регистрации, позволяла наблюдать пространственную картину упругого поля в разные моменты времени относительно импульса возбуждения.

Для генерации сходящегося импульса ПАВ в канал возбуждения могли быть введены аксикон с углом 1.0° и объектив с апертурой 0.65. При такой конфигурации схемы на поверхности образца происходило формирование кольцевого распределения интенсивности света диаметром около $60\text{ }\mu\text{m}$ и шириной $2\text{--}3\text{ }\mu\text{m}$. При этом генерируются импульсы ПАВ рэлеевского типа с длиной волны порядка ширины кольца (ширина спектра порядка 4 GHz, максимум спектра при $\sim 3\text{ GHz}$), а проникновение в глубь структуры составляет $4\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$. Это означает,

что импульс ПАВ в основном локализован в алмазе, а пленка NiCu играет второстепенную роль, хотя и приводит к возникновению дисперсии. Оценки показывают, что в условиях нашего эксперимента групповая скорость рэлеевской ПАВ изменяется в пределах $\sim 20\%$. Высшие типы, например волна Сезава, не возбуждаются, так как волновые векторы ограничены сверху величиной $2\pi/d \approx 2\text{ rad}/\mu\text{m}$ (d — ширина кольца возбуждения), что меньше рассчитанного нами критического значения $\sim 5\text{ rad}/\mu\text{m}$. Энергетическая экспозиция составляла $\sim 7\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$, что в ~ 400 раз меньше порога оптического разрушения образца. Подробно схема установки описана в работе [10].

На рис. 1, а–d представлены картины сходящегося импульса ПАВ в разные моменты времени при кольцевом оптическом возбуждении, а на рис. 2, а–d показаны профили импульса ПАВ вдоль направлений, проходящих

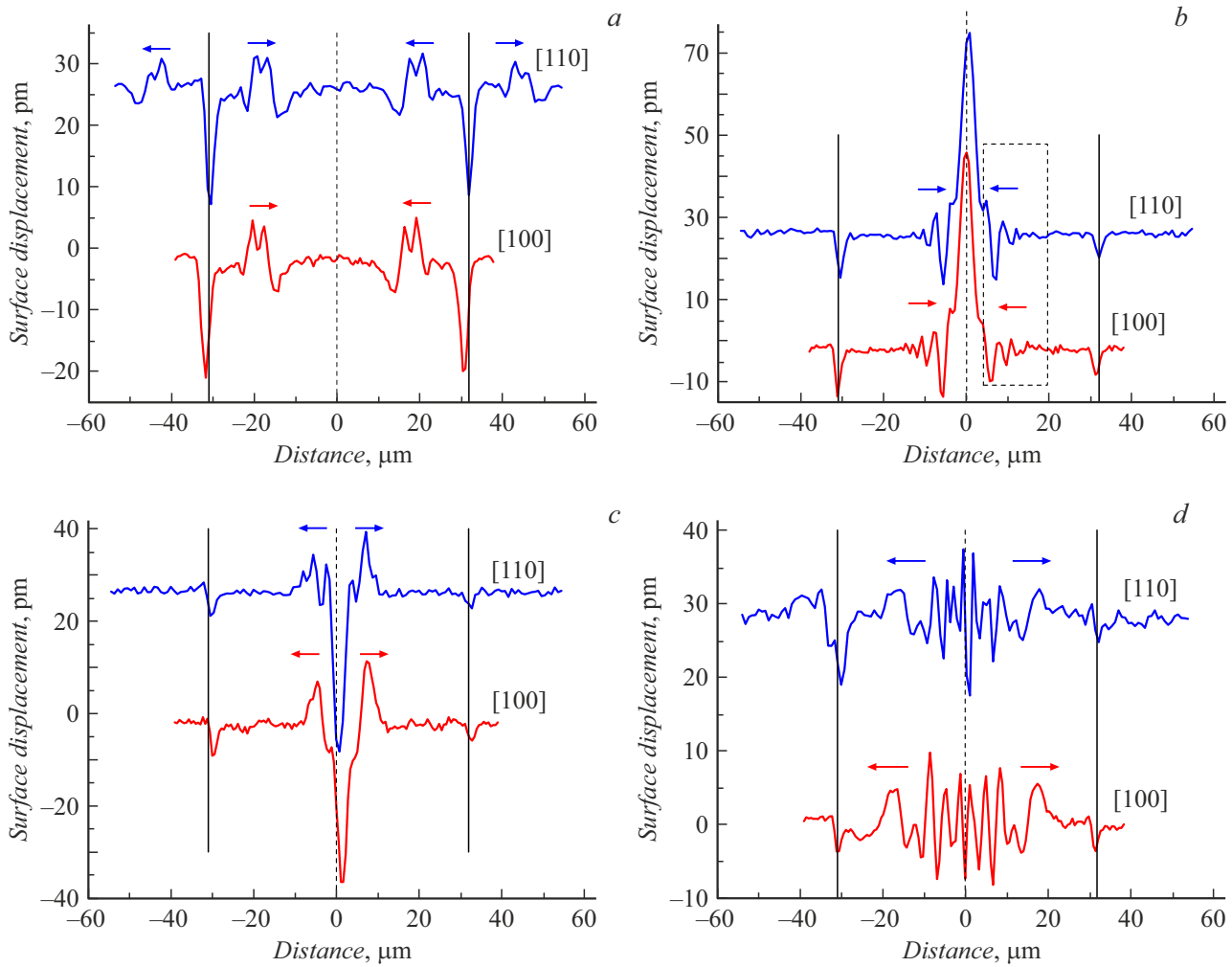


Рис. 2. Профили импульса ПАВ в моменты времени 1616 (а), 3056 (b), 3556 (с) и 4556 ps (d) вдоль направлений, эквивалентных {100} и {110}, показанных на рис. 1. Тонкие сплошные вертикальные линии обозначают область возбуждения, пунктирная вертикальная линия — примерное место фокуса. Стрелки указывают направление движения импульса ПАВ.

через точку фокусировки импульса ПАВ, эквивалентных {100} и {110}, для тех же моментов времени, что и на рис. 1, а–d соответственно.

К изменению фазы коэффициента отражения вследствие термооптического эффекта приводит также нагрев поверхности образца, поэтому на всех рисунках нагретая лазерным импульсом область показана в виде темного кольца (обозначена цифрой 1 на рис. 1, а). Радиус кольца равен $32\text{ }\mu\text{m}$, что меньше, чем расстояние, которое проходит ПАВ за один период повторения лазерного импульса ($\sim 140\text{ }\mu\text{m}$), поэтому к каждому следующему импульсу возбуждения волны, возбужденные предыдущим импульсом, успевают разойтись (см. также рис. 2, а). На рис. 1, а, снятом при задержке 1616 ps, видно, что от области возбуждения расходятся два фронта рэлеевской ПАВ: внутрь кольца возбуждения (обозначен стрелкой с цифрой 2) и наружу (обозначен стрелкой с цифрой 3). Так как скорость импульса ПАВ на срезе (001) алмаза слабо зависит от направления распространения,

а пройденное расстояние небольшое ($\sim 18\text{ }\mu\text{m}$), форма фронтов мало отличается от кольца. На основе анализа рис. 2, а можно оценить скорость распространения сходящихся импульсов ПАВ, которая равна $\sim 10.8\text{ }\mu\text{m/ns}$. На рис. 1, b, снятом при задержке 3056 ps (момент фокусировки импульса ПАВ, т.е. „схлопывание“ переднего фронта), начинает проявляться анизотропия скорости распространения. При этом фронты имеют вид скругленного квадрата, характерного для симметрии четвертого порядка, что соответствует пластине алмаза с ориентацией (001). Кроме того, заметно несколько следующих друг за другом фронтов, вызванных частотной дисперсией импульсов ПАВ, которая возникает из-за нагрузки поверхности алмаза пленкой NiCu. На рис. 2, b в области, выделенной пунктирным прямоугольником, можно видеть, что более высокочастотные компоненты импульсов ПАВ заметно отстают от сравнительно низкочастотных, формирующих передний фронт. Тем не менее на профилях, показанных на рис. 2, b (3056 ps,

время максимальной фокусировки), видно, что большая часть энергии импульса ПАВ по всем направлениям фокусируется в пятно размером $\sim 4\ \mu\text{m}$ (FWHM), что близко к ширине кольца возбуждения ($3\ \mu\text{m}$), а также к длине волны импульса ПАВ, соответствующей максимуму спектра $\sim 3.6\ \mu\text{m}$.

На рис. 1, с, снятом при задержке 3556 ps, показана картина поля после прохождения импульса ПАВ через фокус, сопровождающаяся изменением полярности отклика (рис. 2, с). При дальнейшем распространении (рис. 1, d, 4556 ps) фронт волны тоже имеет вид скругленного квадрата, но „повернутого“ на 45° относительно картины фронта до фокусировки. Такой „поворот“ можно объяснить тем, что волны, распространяющиеся вдоль более „быстрого“ направления (т.е. {001}), скорее проходят точку фокуса и уходят от него.

Сравнение профилей сходящегося импульса ПАВ на рис. 2, а и b показывает возрастание амплитуды отклика в 12 раз (а в сравнении с амплитудой в области возбуждения — в 15 раз), что означает соответствующее возрастание деформации материала образца. Оценки деформации в фокусе дают значение $2 \cdot 10^{-5}$. Длительность импульса в фокусе можно оценить по времени прохождения упругого импульса через фокальную область, которое составляет ~ 400 ps. В настоящей работе при генерации мы ограничены максимальной энергией лазерного импульса. Тем не менее наш запас по лучевой стойкости, как указывалось ранее, составляет ~ 400 раз. Поэтому можно ожидать, что при описанной геометрии доступны деформации на уровне $8 \cdot 10^{-3}$. Эту величину можно увеличить, используя для возбуждения импульса ПАВ кольцо большего диаметра. Кроме того, как было показано в работе [10], изменяя форму области возбуждения (например, затеняя часть кольца), можно управлять распределением и структурой поля импульсов ПАВ в фокусе, что может быть интересно при изучении локальной морфологии и/или электронных свойств различных систем дефектов.

Таким образом, в настоящей работе исследовано возбуждение и распространение сходящихся импульсов ПАВ на поверхности алмаза с ориентацией (001). Было установлено, что импульс ПАВ фокусируется в пятно с размером $\sim 4\ \mu\text{m}$, что близко к дифракционному пределу. Показано, что использование кругового оптического возбуждения позволяет уменьшить требования к радиационной стойкости образца, что актуально для достижения экстремальных уровней деформации (10^{-2}) вплоть до акустического пробоя, сопровождающегося модификацией материала.

Благодарности

Авторы признательны С.А. Евлашину и Р.А. Хмельницкому за предоставленные образцы алмаза с пленками NiCu, С.Н. Николаеву за полезное обсуждение.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-72-00132).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Z. Ju, J. Lin, S. Shen, B. Wu, E. Wu, Adv. Phys. X, **6** (1), 1858721 (2021). DOI: 10.1080/23746149.2020.1858721
- [2] X. Wang, H. Fang, F. Sun, H. Sun, Laser Photon. Rev., **16** (1), 2100029 (2021). DOI: 10.1002/lpor.202100029
- [3] S.I. Kudryashov, V.G. Vins, P.A. Danilov, E.V. Kuzmin, A.V. Muratov, G.Yu. Kriulina, J. Chen, A.N. Kirichenko, Y.S. Gulina, S.A. Ostrikov, P.P. Paholchuk, M.S. Kovalev, N.B. Rodionov, A.O. Levchenko, Carbon, **201**, 399 (2023). DOI: 10.1016/j.carbon.2022.09.040
- [4] D.A. Golter, T. Oo, M. Amezcua, I. Lekavicius, K.A. Stewart, H. Wang, Phys. Rev. X, **6**, 041060 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevX.6.041060
- [5] А.М. Горбачев, М.А. Лобаев, Д.Б. Радищев, А.Л. Вихарев, С.А. Богданов, С.В. Большедворский, А.И. Зеленева, В.В. Сошенко, А.В. Акимов, М.Н. Дроздов, В.А. Исаев, Письма в ЖТФ, **46** (13), 19 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.13.49585.18299 [A.M. Gorbachev, M.A. Lobachev, D.B. Radishchev, A.L. Vikharev, S.A. Bogdanov, S.V. Bol'shedvorskiy, A.I. Zeleneva, V.V. Soshenko, A.V. Akimov, M.N. Drozdov, V.A. Isaev, Tech. Phys. Lett., **46** (7), 641 (2020). DOI: 10.1134/S063785020070093]
- [6] Р.А. Бабунас, А.С. Гурин, А.П. Бундакова, М.В. Музафарова, А.Н. Анисимов, П.Г. Баранов, Письма в ЖТФ, **49** (1), 43 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.01.54058.19391 [R.A. Babunts, A.S. Gurin, A.P. Bundakova, M.V. Muzafarova, A.N. Anisimov, P.G. Baranov, Tech. Phys. Lett., **49** (1), 40 (2023). DOI: 10.21883/TPL.2023.01.55346.19391]
- [7] M.V. Shugaev, L.V. Zhigilei, J. Appl. Phys., **130**, 185108 (2021). DOI: 10.1063/5.0071170
- [8] С.А. Евлашин, В.П. Мартовицкий, Р.А. Хмельницкий, А.С. Степанов, Н.В. Суетин, П.В. Пашенко, Письма в ЖТФ, **38** (9), 44 (2012). [S.A. Evlashin, V.P. Martovitskii, R.A. Khmel'nitskii, A.S. Stepanov, N.V. Suetin, P.V. Pashchenko, Tech. Phys. Lett., **38** (5), 418 (2012). DOI: 10.1134/S1063785012050057]
- [9] T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda, Y. Sugawara, D. Hurley, O. Wright, Rev. Sci. Instrum., **77**, 043713 (2006). DOI: 10.1063/1.2194518
- [10] A.Yu. Klovov, V.S. Krivobok, A.I. Sharkov, N.Yu. Frolov, Sensors, **22**, 870 (2022). DOI: 10.3390/s22030870