

Отсутствие отражения фонон-поляритона от края металлической маски на поверхности SiC

© В.С. Ивченко,¹ В.А. Иевлева,¹ Д.А. Матиенко,¹ Е.А. Казанцева,² Д.В. Казанцев,^{3,1} А.Ю. Кунцевич¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия

² Российский технологический университет РТУ МИРЭА,
119454 Москва, Россия

³ Факультет физики НИУ Высшая школа экономики,
101000 Москва, Россия
e-mail: kaza@itep.ru

Поступило в Редакцию 14 мая 2026 г.

В окончательной редакции 14 мая 2026 г.

Принято к публикации 14 мая 2026 г.

Задача о возбуждении бегущих фонон-поляритонных волн на поверхности полярного кристалла падающей извне световой волной (с частотой, близкой к частоте решеточных колебаний) решена теоретически только для бесконечной открытой поверхности кристалла. В случаях, когда часть поверхности покрыта металлической маской, препятствующей проникновению возбуждающего излучения к атомам среды, и эта маска имеет произвольную форму, общепризнанного решения неоднородной задачи нет. Распределение электромагнитных полей над бегущими по поверхности поляритонными волнами можно визуализировать при помощи сканирующего микроскопа ближнего оптического поля, который обеспечивает пространственное разрешение 10–30 nm даже на длине волны 10.6 μm (CO₂-лазер). В некоторых случаях отличного согласия рассчитанных карт распределения локальных значений амплитуды и фазы в возбуждаемой волне с наблюдаемой экспериментально картиной позволяет достичь численное интегрирование функции Грина, при котором каждая точка кристалла, не покрытая маской, рассматривается как источник расходящейся волны, с фазой, соответствующей фазе накачки в точке-источнике. Такой простой расчет был бы невозможен, если бы поверхностные волны, добежав до границы металлической маски, отражались от нее по законам геометрической оптики. Основной целью исследования было экспериментальное доказательство того факта, что поверхностные фонон-поляритонные волны, достигающие края металлической маски, напыленной на часть этой поверхности, не отражаются от этого края, а бесследно уходят под него, что в присутствии маски сложной формы обеспечит нам возможность использования интеграла от функции Грина по всем не покрытым маской участкам поверхности. Интерпретация полученных данных требует определенных пояснений по физике используемого прибора — безапертурного сканирующего микроскопа ближнего оптического поля (ASNOM), работающего в режиме упругого рассеяния света (sSNOM), что также приведено в работе.

Ключевые слова: SiC, поверхностный фонон-поляритон, sSNOM, ASNOM.

DOI: 10.61011/JTF.2026.09.63492.160-26

Введение

Поверхностные фонон-поляритоны в полярных кристаллах, в частности в карбиде кремния (SiC), привлекают внимание исследователей благодаря возможности управления электромагнитными полями на субволновом масштабе. Для практического применения таких волн необходимо понимание их взаимодействия с металлическими масками, которые используются для пространственной модуляции возбуждения. В литературе широко обсуждаются различные подходы к моделированию поляритонных волн, однако вопрос об отражении от края металлической маски остается открытым. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию этого явления с помощью сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (sSNOM). В настоящей работе показывается, что фонон-поляритоны не демонстрируют

отражения от границ металлических покрытий, что позволяет предложить упрощенный метод расчета волновых полей с использованием функции Грина.

1. Цель исследования

Основной целью проделанного исследования было экспериментальное доказательство того факта, что поверхностные фонон-поляритонные волны, достигающие края металлической маски, напыленной на часть этой поверхности, не отражаются от этого края, а бесследно уходят под него. Это в моделировании конфигурации поверхностных волн, возбуждаемых внешним светом в присутствии маски сложной формы, обеспечит нам возможность использования простого метода расчета, а именно вычисления интеграла от функции Грина по всем не покрытым маской участкам поверхности.

Мы при написании статьи воспользовались возможностью детально в подробностях рассмотреть также физику исследуемых явлений и физику используемого прибора — безапертурного сканирующего микроскопа ближнего оптического поля (ASNOM), работающего в режиме упругого рассеяния света (sSNOM).

2. Фонон-поляритоны в полярном кристалле SiC

На поверхности полярного кристалла могут существовать фонон-поляритонные волны [1,2] — сильно связанные между собой электромагнитные поля и колебания атомов кристаллической решетки. В случае совпадения частоты электромагнитного поля и частоты колебаний заряженных центров в кристаллической решетке их взаимодействие оказывается исключительно сильным. Электромагнитное поле вызывает поляризацию среды, что быстро приводит к экранированию исходного поля, а колебания заряженных атомов решетки немедленно порождают сильное электромагнитное поле в среде. Таким образом, задача описания распространения электромагнитного поля в полярном кристалле может быть решена путем совместного решения уравнений Ньютона для атомов решетки

$$\begin{cases} \ddot{\mathbf{w}} = b_{11}\mathbf{w} + b_{12}\mathbf{E}, \\ \mathbf{P} = b_{21}\mathbf{w} + b_{22}\mathbf{E}, \end{cases} \quad (1)$$

и уравнений электродинамики для поля в среде

$$\begin{cases} \operatorname{div} \mathbf{D} = \operatorname{div}(\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) = 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{H}}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} (\dot{\mathbf{E}} + 4\pi\dot{\mathbf{P}}), \\ \operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Соответствующие волны синхронно распространяющихся колебаний электромагнитного поля и заряженных частиц в среде, называются поляритонными. Однородная задача была успешно решена в работах [3,4]. В уравнении (1) использованы обозначения из [4]. Векторная переменная $\mathbf{w}$ обозначает смещение положительных атомов относительно отрицательных в процессе решеточных колебаний, векторные переменные $\mathbf{E}$ и $\mathbf{P}$ обозначают напряженность поля и поляризацию среды, а параметры b_{11} , b_{12} и $b_{12} = b_{21}$ описывают приведенную массу центров решетки и кривизну упругого потенциала для атомов. Подстановка

$$\mathbf{E}_{SPP}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_0 e^{Ax} e^{By} e^{Cz} e^{i\omega t}, \quad (3)$$

где $\{x, y, z\}$ — пространственные координаты, $\{t\}$ — время, а $\{A, B, C\}$ — искомые собственные значения задачи, позволяет найти структуру и закон дисперсии

фонон-поляритонов. Параметр $\{\omega\}$ обозначает в этой записи частоту света и колебаний решетки. Аналогичным образом записываются отклонения атомов решетки от их положения равновесия. Поскольку дифференцирование экспоненты сводится в этом случае к умножению на собственное значение функции

$$\frac{\partial}{\partial t} (e^{Dt}) = D e^{Dt}$$

(в этом примере буквой D обозначен подэкспоненциальный множитель, для времени, равный $i\omega$), решение дифференциального уравнения сводится к решению алгебраической задачи.

Совместное решение уравнений механики и электродинамики приводит [5] к характеристическому уравнению

$$\omega^2(k) = \frac{1}{2} \left(\frac{c^2 k^2}{\varepsilon(\infty)} + \omega_T^2 + \Omega_P^2 \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{c^2 k^2}{\varepsilon(\infty)} - \omega_T^2 - \Omega_P^2 \right)^2 + \frac{4c^2 k^2}{\varepsilon(\infty)} \Omega_P^2}, \quad (4)$$

где

$$\Omega_P = \frac{4\pi n e^2}{m}. \quad (5)$$

Здесь e^2 обозначает [приведенный] заряд электрона, характеризующий заряд колеблющихся атомов решетки, параметр n соответствует числу атомов в единице объема кристалла, и m обозначает приведенную массу колеблющихся атомов в решетке.

Решение этого характеристического уравнения позволяет выписать выражение для диэлектрической проницаемости среды:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon(\infty) + \frac{\omega_P^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}. \quad (6)$$

Буквой $\varepsilon(\infty)$ в вышеприведенных выражениях обозначена диэлектрическая проницаемость кристалла, не связанная с колебаниями заряженных центров кристаллической решетки. В основном эта величина обусловлена электронной системой кристалла. На частотах, много больших, чем частота упругих колебаний атомов, лоренцева дробь стремится к нулю, и тогда $\varepsilon(\infty)$ определяет поляризуемость материала. Частота ω_T здесь обозначает частоту колебаний атомов в решетке, соответствующую чисто упругим свойствам решетки. Индекс T (transversal) здесь использован потому, что в поперечной волне влияние поля на колебания атомов мало. Аналогичное выражение для диэлектрической проницаемости получено [6,7] и в плазмоне (с использованием для плазмы свободных электронов модели Друде [8]), только частота механического резонанса упругого закрепления на определенной позиции для свободных электронов отсутствует. Параметр затухания Γ в лоренцевом выражении выражается для SiC в единицах частоты (обратной длины волны света в вакууме) как $\Gamma = 6 \text{ cm}^{-1}$.

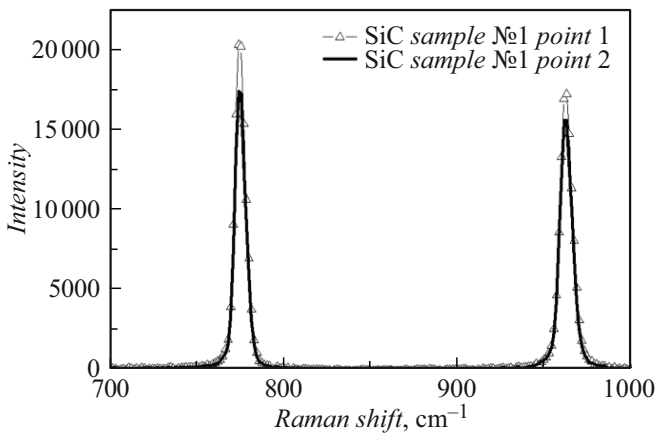


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния пластины SiC, используемой в наших экспериментах по возбуждению фонов-поляритонных волн. Частоты наблюдаемых пиков равны $\omega_T = 774 \text{ cm}^{-1}$ и $\omega_L = 961 \text{ cm}^{-1}$.

Выражение (6) можно переписать [9] через экспериментально наблюдаемые частоты „поперечного“ и „продольного“ фоновных колебаний ω_T и ω_L :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon(\infty) \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} \right). \quad (7)$$

Спектры комбинационного рассеяния (КР) пластины SiC, использованной нами для формирования поляритон-активных структур, показаны на рис. 1.

Эти спектры КР позволяют определить величины параметров ω_T , ω_L и Γ , которые мы в дальнейшем используем в вычислениях, описывающих формирование бегущих и стоячих фонов-поляритонных волн на поверхности кристаллического образца SiC.

Как видно из выражения (6), существует область частот, в которой значение $\varepsilon(\omega)$ отрицательно. Это означает, что незатухающего решения волновых уравнений для объемного кристалла нет, поскольку коэффициент преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$, и в этой области он становится мнимым, так что в глубину кристалла поле распространяется лишь на долю длины волны света. Между тем, незатухающее (слабо затухающее) решение однородного уравнения существует [1,3,5] в виде

$$E_{SPP,j} = E_{0,j} e^{-\sigma_z(\omega)z} e^{i(k_x(\omega)x + k_y(\omega)y)}. \quad (8)$$

Здесь j — индекс поляризации (направления вектора $\mathbf{E}$ в световом поле), а собственные значения для описания зависимости амплитуды электромагнитного поля от координаты, привязанной к поверхности образца, записываются [1,3,5] как

$$\sigma_{z(ab)} = i \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_{ab}}{\sqrt{\varepsilon_{bn}(\omega) + \varepsilon_{ab}}}$$

и

$$\sigma_{z(beneath)} = i \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_{bn}(\omega)}{\sqrt{\varepsilon_{bn}(\omega) + \varepsilon_{ab}}} \quad (9)$$

для описания экспоненциального затухания амплитуды поля в направлении, нормальном к поверхности образца и

$$k_{pxy}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_{ab}\varepsilon_{bn}(\omega)}{\varepsilon_{bn}(\omega) + \varepsilon_{ab}}}, \quad (10)$$

для описания [в основном волнового] распространения фонов-поляритонной волны вдоль поверхности. Значения ε_{ab} и ε_{bn} соответствуют среде над (ab) поверхностью поляритон-активной среды и в глубине среды под (beneath) поверхностью раздела сред. Обычно в качестве среды над поверхностью раздела рассматривают вакуум, поэтому $\varepsilon_{ab} = 1$. Диэлектрическая проницаемость среды под границей раздела $\varepsilon_{bn}(\omega)$ описывается для фонов-поляритонной среды выражением (6).

Особый интерес представляют те частоты, для которых знаменатель в выражениях (9) и (10) обращается в нуль или близок к нулю. В этом случае величина конечного выражения для глубины проникновения $\sigma_{z(ab,bn)}$ и модуля волнового вектора $k_{pxy}(\omega)$ устремляется к бесконечности. Эти частоты, на которых диэлектрическая проницаемость полярного кристалла $\varepsilon_{bn}(\omega)$ становится равна диэлектрической проницаемости среды ε_{ab} над ним (как правило, вакуума, с $\varepsilon_{ab} \equiv \{1, 0\}$), соответствуют значениям ω_T , ω_L . В бесконечность выражения (9) и (10) на частотах ω_T , ω_L все же никогда не обращаются, поскольку у диэлектрической проницаемости полярного кристалла (6), (7) всегда есть мнимая часть, обусловленная ненулевым значением параметра затухания Γ в знаменателе.

Обратите внимание: в выражении (8) собственные функции однородной задачи были в декартовых координатах найдены как комплексные синусоиды $e^{i(k_x(\omega)x + k_y(\omega)y)}$. Это означает, что в полярных координатах следует использовать родственные им цилиндрические функции $H_i(k_{xy}(\omega)R) \cos(i\varphi)$.

3. Неоднородная задача о фонов-поляритонных волнах

В отличие от однородной задачи, рассматривающей форму бегущих по поверхности фонов-поляритонных волн, решение которой найдено и считается общепринятым [5,6], неоднородная задача (как фонов-поляритонные волны возбуждаются на поверхности внешним электромагнитным полем) еще не имеет общепринятого решения.

Физическая картина состоит в следующем. Падающий на поверхность кристалла свет в случае близости его частоты к частоте механических колебаний заряженных атомов в кристаллической решетке вызывает колебания этих атомов с большой амплитудой. Одновременное воздействие световых колебаний на отдельные точки поверхности (с фазой вынуждающего воздействия, в каждой точке определяемой проекцией волнового вектора падающего света на плоскость раздела среда–вакуум)

приводит к возбуждению бегущих и стоячих поверхностных волн. В глубину кристалла эти коллективные возбуждения проникнуть далеко не могут, поскольку возникающая благодаря движению заряженных центров решетки поляризация в целом препятствует распространению поля. Несовпадение фазовой скорости падающей из вакуума световой волны и бегущей по поверхности кристалла фонон-поляритонной волны делает невозможной полную перекачку энергии из падающего света в бегущую поверхностную волну. Постепенно фазы возбуждающего света и решеточных колебаний расходятся по мере распространения поляритонной волны вдоль поверхности, и воздействие света из конструктивного (прибавляющего энергию волне) делается деструктивным (внешний свет своим воздействием уменьшает амплитуду поверхностной волны). Аналогичным образом возбуждение поверхностных волн происходит и в плазмоне.

В линейном приближении естественно представить амплитуду $A(\omega, \mathbf{k})$ возбуждаемой на бесконечной поверхности поляритонной волны как скалярное произведение амплитуды падающей на поверхность световой волны и амплитуды собственных функций однородной задачи:

$$A(\omega, \mathbf{k}_{\text{Pxy}}) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\mathbf{k}_{\text{Pxy}}(\omega)\mathbf{R}_{\text{xy}}) \exp(i\mathbf{k}_{\text{Lxy}}\mathbf{R}_{\text{xy}}) d^2\mathbf{R}_{\text{xy}}. \quad (11)$$

Падающую на поверхность волну накачки можно в таком подходе описать в виде закона световых колебаний в пространстве $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{R})$ для плоской волны с волновым вектором $\mathbf{k}$ (его проекция на плоскость границы раздела сред представима тогда как $\mathbf{k}_{\text{Lxy}}$) и во времени $\exp(i\omega t)$. При рассмотрении бесконечной поверхности поляритон-активной среды в качестве выражения для возбуждаемой поляритонной волны используют тогда собственные значения однородной задачи, для которых выписаны выражения (8), (9), (10). Этот интеграл имеет в среднем ненулевую величину только в случае полного совпадения величин волновых векторов в функциях-сомножителях „скалярного произведения“ (11). В геометрии Кречманна [10] волну падающего света, возбуждающего плазмонную волну в металле, специально задерживают в среде с заметным коэффициентом преломления, так что фазовые скорости плазмонной и световой волн начинают при некотором угле падения совпадать. Во всех остальных случаях (при чисто действительных значениях $k_{\text{Pxy}}(\omega)$ и k_{Lxy}) этот интеграл по всему пространству стремится к нулю.

Если для упрощения понимания математики воспользоваться только действительной частью для величины $k_{\text{xy}}(\omega)$ в выражении (10), то волновой вектор в точке максимума действительной части $k_{\text{Pxy}}(\omega)$ никогда не совпадает с проекцией волнового света в вакууме $k_{\text{Lxt}} = \frac{\omega}{c} \cos \theta$, что приводит к ошибочному выводу о нулевой эффективности возбуждения поляритонной волны.

Между тем даже для однородной бесконечной поверхности полярного кристалла данное упрощенное заявление не верно. Фаза возбуждаемой поверхностной волны не обязательно должна быть равна фазе возбуждающей световой волны. Как известно, в полосе остаточных лучей (приблизительно между частотами ω_T и ω_L) полярный кристалл почти идеально отражает падающее на него излучение. Аналогично этому, плазмон-активная среда (металл) почти идеально отражает излучение тоже. Единственным материальным источником электромагнитных волн, испускаемых поверхностью в направлении геометрического отражения, является движение заряженных частиц в приповерхностном слое. Следовательно, амплитуда поля над поверхностью (поля бегущей по поверхности поляритонной волны) должна быть практически точно равна амплитуде поля падающей волны.

На основании упрощенного взгляда на теорию волн возможен другой подход. Приняв изложенную выше гипотезу „на бесконечной поверхности возбуждение бегущей фонон-поляритонной волны невозможно“, исследователи объявляют источником поляритонной волны любую неоднородность на поверхности, например, край напыленной на нее металлической маски. С точки зрения интегрирования в бесконечных пределах такое нарушение трансляционной симметрии задачи представляется привлекательным. На этом языке было дано объяснение фонон-поляритонной волне запускаемой от прямого края золотой маски на поверхности SiC [11]. В статье было показано, что закон дисперсии $k(\omega)$ в наблюдаемой волне хорошо соответствует значениям, ожидаемым из выражений (9) и (10). Аналогично цепочка источников поляритонной волны, расположенная на границе маски (фаза излучаемых точками этой цепочки волны соответствует фазе падающей на эти точки волны возбуждающего лазерного света), была использована для полуаналитического моделирования формы поляритонной волны, испускаемой подковообразным краем маски [12].

Между тем подход „граница маски является источником бегущей поляритонной волны“, не содержит в себе знания, позволяющего автоматически предсказать зависимость амплитуды возбуждаемой краем маски волны от направления возбуждающего света по отношению к этому краю. Кроме того, можно сформировать на поверхности полярного кристалла узкие острова металлической маски (шириной меньше длины поляритонной волны) и обнаружить, что амплитуда поляритонной волны, запускаемой от таких островов, весьма мала, т.е. граница маски есть, а источника волны почти нет.

4. Функция Грина

Упомянутое выше описание явления „падающая на полярный кристалл резонансная световая волна раскачивает решеточные колебания во всех точках поверхности,

на которые попадает свет, и эти колебания затем расходятся вдоль поверхности от каждой такой точки в виде поляритонных волн“ может вполне быть пересказано на математическом языке интегрирования функции Грина.

Мы предложили [13] использовать в качестве функции Грина собственную функцию однородной задачи, а именно функцию Ханкеля:

$$G(R_{xy}) = H_0(k_{Pxy}(\omega) \cdot R_{xy}). \quad (12)$$

Здесь под R_{xy} имеется в виду расстояние по прямой от точки-источника (имеющей координаты $\{x', y'\}$) до точки наблюдения с координатами $\{x, y\}$, величина $k_{Pxy}(\omega)$ — это собственное значение однородной задачи, полученное в (10). Да, возможно, использование функции H_0 нулевого порядка с философской стороны не вполне адекватно дипольному характеру возбуждаемых решеточных колебаний и скользящему падению возбуждающего света. Тем не менее даже такое простое приближение позволяет нам достичь весьма правдоподобных симуляций формы возбуждаемых на поверхности волн.

Для поверхности образца полярного кристалла SiC, частично покрытого металлической (золотой) маской произвольной формы, мы для амплитуды локального поля возбуждаемых фонон-поляритонных волн $E_{loc}(x, y)$ получаем выражение:

$$E_{SP}(x, y) = \xi \int_{OpenSiC} E_{las}(x', y') G(R_{xy}) dx' dy'. \quad (13)$$

Здесь $E_{SP}(x, y)$ — комплексная амплитуда надповерхностной составляющей поля фонон-поляритонной волны (игла sSNOM в первую очередь чувствительна к нормальной компоненте поля). Множитель временной зависимости $\exp(i\omega t)$ на частоте излучения возбуждающего лазера тут опущен для простоты записи. Член $E_{las}(x', y')$ обозначает амплитуду поля лазерного луча в точке-источнике элементарных волн, имеющей координату (x', y') . В качестве функции Грина $G(R_{xy})$ использована (12) функция Ханкеля. Параметр ξ берется из стыковки падающего и возбуждаемого электромагнитных полей по формулам Френеля в точке-источнике. Вывод его идеологически очевиден, но математически сложен, мы не стали его тут приводить. Подынтегральный индекс *OpenSiC* означает, что интегрирование вкладов ведется только для тех точек поверхности, которые не покрыты металлической маской. К точкам под маской электромагнитное поле лазерной волны не может пробиться, поскольку металл маски эффективно поглощает (отражает) свет на частоте лазерной волны. Форму открытых участков поверхности мы берем из топографического изображения поверхности, предоставляемого AFM, входящим в состав сканирующей системы sSNOM.

Исходно интегрирование функции Грина для описания возбуждения фонон-поляритонных волн на поверхности SiC было предложено в работе [13]. Первой целью численного интегрирования функции Грина (описывающей

элементарные волны, запускаемые в освещаемых светом точках поверхности) было объяснить зависимость амплитуды запускаемой от края металлической маски поверхностной поляритонной волны от направления возбуждающего волну внешнего света. Эта задача была успешно решена. В частности, из данного интегрирования следует, что, когда облучающий под скользящим углом образец свет направлен от экранирующей маски к открытой полуплоскости SiC, амплитуда возбуждаемой фонон-поляритонной волны велика, а при обратном направлении падающего света (от открытой поверхности SiC в сторону металлической маски) амплитуда волн оказывается заметно меньше. В плазмонике использование функции Грина было успешно проделано с аналогичными целями [7,14].

Для решения задачи необходимо также поставить граничные условия. Допустим, мы решили дифференциальное уравнение на двумерной области непокрытого маской полярного кристалла. Отражение поляритонной волны от границ такой области должно породить в ней процессы, аналогичные звуковым в резонаторе Гельмгольца. Если затухание поверхностных волн невелико, колебания продолжатся и долгое время после выключения возбуждающего поля, а амплитуда за счет накопления переотраженных от границ волн окажется весьма велика. В любом случае, одного только интегрирования функции Грина будет явно недостаточно.

5. ASNOM

Конструкция безапертурного ASNOM упругого рассеяния света (sSNOM) показана на рис. 2. Когерентный луч лазера, частично прошедший через пластину светоделителя в схеме Майкельсона, сфокусирован на зондирующую иглу и область образца вокруг нее. Поле лазерного света возбуждает в зондирующей игле дипольные колебания. Игла имеет форму, заметно вытянутую в направлении, перпендикулярном поверхности, поэтому в ней преимущественно возбуждаются электромагнитные

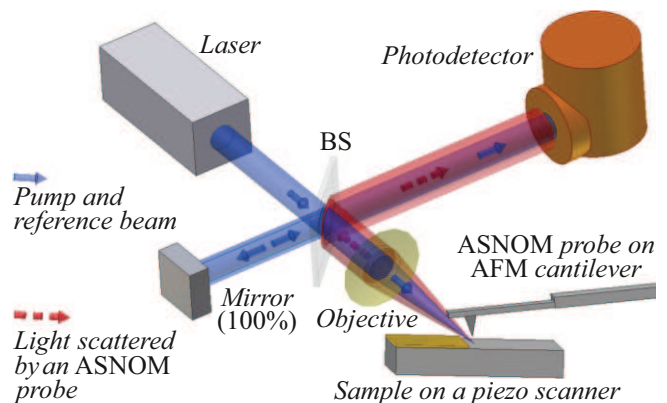


Рис. 2. Схема установки sSNOM с гомодинным детектированием света, рассеиваемого зондирующей иглой в присутствии образца.

колебания в направлении, нормальном к плоскости образца. Эти колебания дипольного момента на световой частоте приводят к излучению световых волн иглой в окружающее пространство, согласно электродинамике электромагнитного диполя в присутствии [проводящей] поверхности.

Игла, выращенная на кремниевом кантилере атомно-силового микроскопа (АСМ, АФМ), находится по отношению к образцу в состоянии колебательных движений „ближе–дальше“, соответствующих изгибным колебаниям кантилера на частоте его механического резонанса ($f_{tip} = 30–300$ kHz). Этот режим широко используется в системах АСМ для контроля степени касания иглой исследуемой поверхности (вблизи поверхности изменяется амплитуда и фаза механических колебаний кантилера с иглой). В момент „касания“ емкость между острием иглы и материалом поверхности резко возрастает, и это приводит к изменению амплитуды и фазы дипольных колебаний в игле. Для увеличения электромагнитной поляризуемости зондирующая игла покрыта платиной. Излучаемый иглой свет, обусловленный дипольными колебаниями в игле, объектив собирает в параллельный пучок и направляет обратно в интерферометр, откуда этот свет попадает на фотодетектор.

Другая, опорная часть лазерного пучка, частично отразившегося от пластинки светоделителя во второе плечо схемы Майкельсона с подвижным зеркалом, тоже попадает на фотодетектор. Фототок детектора определяется „квадратом“ комплексной амплитуды электромагнитного поля на светочувствительном элементе $E_{det}E_{det}^*$, полученном в ходе интерференции двух этих лучей. В моменты „касания“ иглой поверхности образца в ходе ее колебаний в сигнале фототока появляются хорошо различимые импульсы. Длина опорного плеча в ходе эксперимента периодически изменяется с частотой $F_{mod} = 100–300$ Hz с помощью пьезостеков, на которые электроника подает соответствующий пилообразный сигнал. Таким образом фаза света, прилетающего из опорного плеча на фотодетектор, претерпевает регулярные изменения в диапазоне как минимум 360° .

Осциллограмма фототока, записанная за время равномерного хода зеркала опорного плеча, показана на рис. 3. В момент емкостного контакта острия иглы с поверхностью происходит резкое изменение напряжения сигнала фотодетектора. В соответствии с законом интерференции света в интерферометре Майкельсона амплитуда этого „импульса касания“, выделенная на рисунке (нижний график) как вторая гармоника частоты механических колебаний иглы, зависит от положения зеркала (фазы гомодинирующего сигнала) синусоидальным образом.

Таким образом, алгоритм выделения ближнепольной компоненты в сигнале фототока состоит из двух последовательных „скалярных умножений“ входного сигнала на „комплексный синус“ (на $\exp(i\omega t)$ и затем на $\exp(2ikz)$). В пределах одного периода колебаний иглы (вставки на верхней части рис. 3) программа

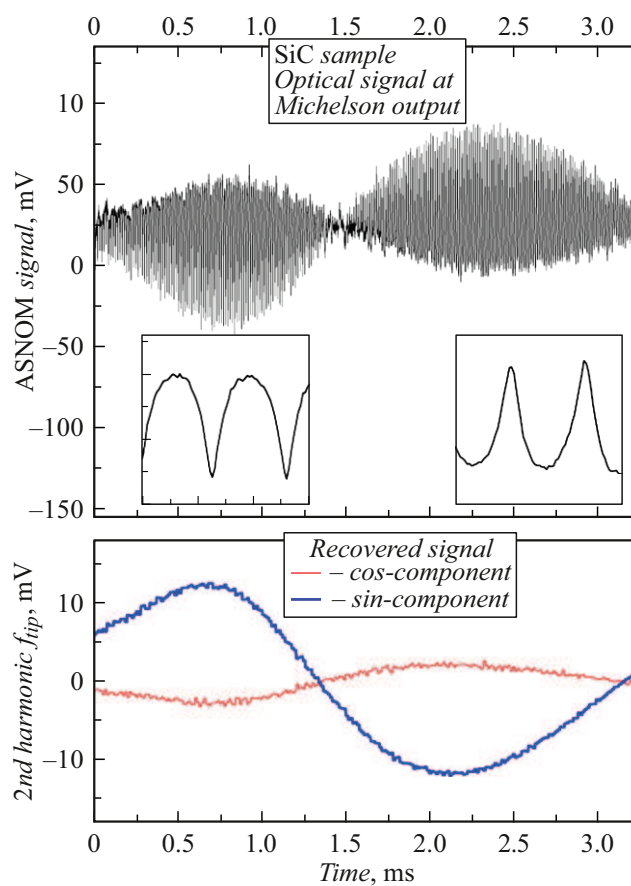


Рис. 3. Вверху: сигнал с фотодетектора на выходе интерферометра Майкельсона. Оптическая фаза опорного луча меняется за кадр на 360° по пилообразному закону. На вставках показаны увеличенные осциллограммы сигнала, с острым „импульсом касания“ в момент прикосновения острия иглы к образцу SiC. Внизу: выделенная за каждый период колебаний иглы ($f_{tip} \approx 75$ kHz) вторая гармоника частоты колебаний в фототоке. Лазерная линия 935 см^{-1} , материал образца — кристаллический карбид кремния.

выделяет высшую гармонику частоты колебаний, и это число описывает долю ближнепольного сигнала при данном положении модулирующей фазы зеркала. Массив этих значений, последовательно записанный при пилообразном изменении фазы опорного плеча (кривые в нижней части рис. 3), перемножается затем на комплексный множитель, соответствующий синусоидальной зависимости фазы опорного луча от положения зеркала.

Спектр приведенного на рис. 3 фрейма данных (последовательности отсчетов, полученных непрерывной серией срабатываний АЦП с частотой оцифровки, кратной частоте колебаний иглы f_{tip}), показан на рис. 4. Как видно на увеличенных фрагментах спектра на второй и третьей гармониках частоты колебаний кантилера, на самих частотах гармоник выделяемая спектральная компонента равна нулю. Ненулевые значения имеют ровно соседние точки спектра, что соответствует синусоидальной модуляции сигнала в течение именно

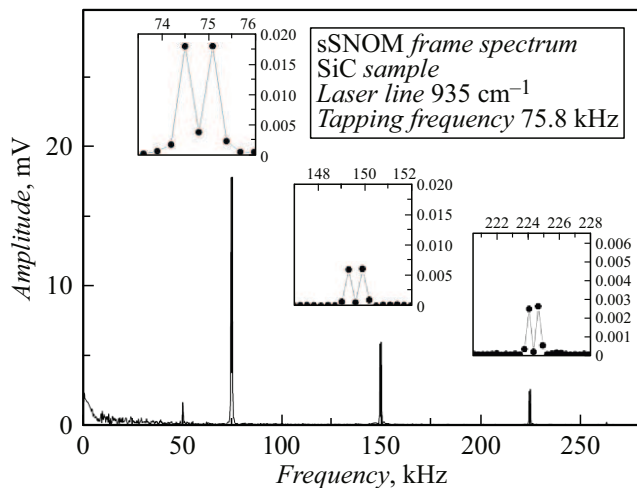


Рис. 4. Спектр полной записи (фрейма) сигнала sSNOM с детектора на выходе интерферометра Майкельсона, соответствующий данным на рис. 3. На вставках показаны увеличенные фрагменты спектра в области первой, второй и третьей гармоник частоты колебаний кантилевера.

одного периода синусоиды. Это позволяет утверждать, что на высших гармониках выделенный путем синхронного детектирования за каждый период колебаний иглы сигнал соответствует исключительно ближнепольному взаимодействию острой иглы с образцом. Между тем в спектре вокруг первой гармоники центральная точка (соответствующая самой первой гармонике) содержит не совсем нулевое значение. Это свидетельствует о том, что компоненту первой гармоники в измерениях sSNOM использовать нежелательно. Этот факт неоднократно отмечался в первых работах по использованию sSNOM [15,16,17].

6. Экспериментальные параметры

В качестве среды-носителя фонон-поляритонных волн мы использовали изолирующий нелегированный кристаллический карбид кремния (4H), поскольку свободные носители приводят к появлению в диэлектрической функции материала дополнительного нежелательного мнимого друкерского члена. В частотной области полосы остаточных лучей, интересной нам для возбуждения поляритонов, эта мнимая компонента искажает поведение поверхностных волн и увеличивает затухание бегущей волны в области ЛО-края. В качестве металлической маски, блокирующей возбуждение поверхностных волн в точках образца, покрытых маской, мы наносили на SiC с помощью оптической лазерной взрывной литографии (прибор Heidelberg muPG101 с разрешением 1 μm , резист ФП 2506) и последующего термического напыления слоя золота толщиной 40 nm.

Для возбуждения поверхностных волн мы использовали перестраиваемый CO₂-лазер Merit-G (Laser Access, USA), набор линий которого (935–982 cm^{-1}) позво-

ляет работать как в полосе остаточных лучей SiC (774–961 cm^{-1} на рис. 1), так при необходимости и вне ее. В качестве SPM-контроллера (SPM — микроскопия сканирующего зонда) мы использовали прибор производства НТ-МДТ, включающий в комплект сканирующую головку FISH (far infrared scanning head), специально разработанную для измерений в режиме ASNOМ. Объектив, фокусирующий на зондирующую иглу луч сигнального плеча и затем собирающий рассеянный иглой свет обратно в схему Майкельсона, допускает ручную и электрическую подстройку положения, позволяющую установить фокус точно на иглу. Поставляемый НТ-МДТ прибор включает в себя интерферометр Майкельсона с пьезостолком для регулярного перемещения зеркала в опорном плече, обеспечивающего модуляцию фазы гомодинирующего луча в пределах шире чем 360°. Рабочая поляризация в наших экспериментах направлена перпендикулярно поверхности исследуемого образца.

В качестве зондирующих игл использовались кантилеверы MFG-01Pt. Для увеличения поляризуемости на оптической длине волны эти иглы были покрыты платиной. Резонансная частота составляет у этих моделей 50–70 kHz. Для выделения в оптическом сигнале импульсов касания (рис. 3) мы использовали микропроцессорную плату аналогового ввода–вывода P25M (Innovative Inc, USA) с 4 АЦП и 4 ЦАПами, работающими с частотой оцифровки до 25 MSPS. Программу, выделяющую ASNOМ компоненту в сигнале фотодетектора (высшую гармонику частоты колебаний зондирующей иглы, продетектированную с учетом переменной фазы опорного луча (рис. 3, 4), мы написали сами [18].

7. Амплитуда детектируемого оптического поля

Как показано выше, электрический сигнал на выходе фотодетектора определяется вариациями амплитуды светового поля, облучающего светочувствительную площадку. Амплитуда поля опорного луча постоянна (только фаза опорного луча меняется согласно закону используемой модуляции фазы). В сигнальном плече схемы Майкельсона амплитуда светового поля E_∞ , рассеиваемого в пространство иглой (и собираемого объективом на фотоприемник), определяется произведением

$$E_\infty \sim E_{loc}(\mathbf{r}_{tip}) \cdot \alpha(h_{tip}, \epsilon_{tip}, \epsilon_{sample}). \quad (14)$$

Здесь значок бесконечности при амплитуде попавшего на фотодетектор электромагнитного поля означает, что в волновом смысле детектор находится бесконечно далеко от иглы. Член $E_{loc}(\mathbf{r}_{tip})$ описывает комплексную амплитуду электромагнитного поля в точке расположения иглы (параметр $\mathbf{r}_{tip}$ обозначает ее координату). Поляризуемость $\alpha(\dots)$ соответствует пропорциональности осциллирующего дипольного момента, возникающего в игле, локальному полю, действующему на нее. Эта поляризуемость в основном зависит от диэлектрических

параметров иглы и образца (ϵ_{tip} , ϵ_{sample}), а также от расстояния h_{tip} между острием иглы и поверхностью.

Существует множество моделей, описывающих поляризуемость иглы и формирование интерференционного сигнала „импульса касания“ на фотодетекторе. Эти модели отличаются друг от друга грубостью, сложностью, числом принимаемых в учет факторов. Тем не менее в целом между ними царит полное согласие при записи выражения (14): амплитуда рассеиваемого иглой электромагнитного поля пропорциональна произведению локального поля возле иглы на ее эффективную поляризуемость.

Локальным полем, действующим на иглу в нашей геометрии эксперимента, является комплексная сумма амплитуды светового поля $E_{las}(\mathbf{r}_{tip})$, прилетевшего к игле по воздуху непосредственно из лазера, и амплитуды $E_{SPP}(\mathbf{r}_{tip})$ поля бегущей вдоль поверхности фонон-поляритонной волны:

$$E_{loc}(\mathbf{r}_{tip}) = E_{las}(\mathbf{r}_{tip}) + E_{SPP}(\mathbf{r}_{tip}). \quad (15)$$

Это локальное электромагнитное поле на частоте лазерного света ω приводит в колебания дипольный момент удлинённой перпендикулярно к поверхности зондирующей иглы, который и является причиной излучения иглой волн в пространство. Эти расходящиеся волны, в итоге попадающие на фотодетектор, упомянуты в выражении (14) выше.

Иногда амплитуды упомянутых в (15) колебаний поля складываются (когда эти колебания синфазны), иногда, наоборот, вычитаются (когда их колебания противофазны), иногда (при произвольной разности фаз) их сумма имеет какое-то другое промежуточное значение.

Применительно к исследованию фонон-поляритонных волн над SiC следует отметить следующее положительное обстоятельство. Согласно выражению (9), амплитуда локального поля в пространстве над поверхностью экспоненциально убывает с высотой. К счастью исследователей, необходимая для формирования заметной разницы между состояниями „электромагнитного касания“ и „электромагнитной свободы“ острия амплитуда колебаний высоты иглы определяется радиусом иглы 10–20 nm и, таким образом, необходимый размах механических колебаний кантилевера с иглой составляет 100–150 nm. Между тем характерная высота экспоненциального затухания амплитуды поля над поверхностью (9) составляет почти микрон (на некоторых частотах бывает и заметно больше), так что локальное поле, действующее на зондирующую иглу, можно считать неизменным за весь период ее механического колебания. Поляризуемость $\alpha(h_{tip}, \epsilon_{tip}, \epsilon_{sample})$ системы игла–образец, существенным образом зависящую от диэлектрической проницаемости материала образца ϵ_{sample} , мы тоже можем принимать в эксперименте неизменной, поскольку во всех точках поверхности материал образца один и тот же — SiC.

Нами было показано ранее [19], что sSNOM-сигнал при изображении фонон-поляритонных волн, бегущих

вдоль поверхности поляритонного кристалла, представляет собой комплексную амплитуду (амплитуду и фазу в действительных числах) нормальной компоненты электрического поля в волне. Подчеркнем, что не корень, не логарифм и не экспоненту от величины локального поля, а именно саму амплитуду поля бегущей поляритонной волны.

Поверхность SiC представляет собой удобный объект для исследований и в другом отношении. Присутствие зондирующей иглы практически не искажает форму поляритонных волн, карту которых исследователь получает с помощью sSNOM. Причина этого в том, что глубина фонон-поляритонной волны, описываемая множителем $\sigma_z(bn)$ в выражении (9), составляет до нескольких микрон. Количество заряженных атомов, участвующих в формировании отклика поляризации среды, соответствует этой толщине, при этом отклик носит в соответствии с выражением (6) резонансный характер. Между тем сама зондирующая игла является пирамидой с размером основания 1–2 μm , и высотой пирамиды 10–15 μm , и поверхность ее для увеличения поляризуемости иглы покрыта 10–15 nm платины. Количество электронов, участвующих в формировании отклика иглы, таким образом оказывается заметно меньше, чем число заряженных атомов в образце, к тому же плазменная поляризуемость платины не носит на рабочих частотах света резонансного характера.

На тонких образцах (графен [20], MoS₂ [21], нитрид бора [22], тонкие пленки SiC с толщиной в сотню nm [23]) игла оказывается, наоборот, весьма „тяжелым“ объектом, так что исследователям приходится использовать совершенно другую модель явления, в которой основным источником электрических колебаний на световой частоте ω оказывается сама игла. Через острие в точке контакта эти поля передаются на поляритон-активную пленку, распространяются по этой пленке, отражаются от ее края и частично возвращаются снова на иглу, которая испускает наведенные поля в интерферометр Майкельсона, предназначенный для детектирования отклика иглы. Мы должны тут специально отметить, что исследуемые нами фонон-поляритонные волны на поверхности объемного кристалла описываются совершенно другой моделью.

8. Искажения изображений и артефакты sSNOM

Растровые изображения поверхности получаются в нашем приборе sSNOM путем двумерного сканирования исследуемым образцом. Зондирующая игла должна находиться в фокусе объектива, собирающего лазерный луч на область образца вокруг иглы, и направляющего затем свет, рассеиваемый иглой, обратно в интерферометр Майкельсона. В силу этого, особенности растрового изображения поверхности, связанные с фазой детектируемого сигнала, могут иметь вид, необычный по сравнению с интуитивными ожиданиями. На рис. 5

приводится изображение амплитуды и фазы сигнала, собираемого в окрестности круглого островка непрозрачной металлической маски (Au), напыленного на поверхность кристаллического SiC. Казалось бы, следует ожидать, что поляритонные волны, расходящиеся по поверхности изотропного кристалла, будут иметь круглую форму. Между тем кольца равной амплитуды и фазы на изображении рис. 5 имеют скорее вид серии заметно вытянутых эллипсов, имеющих общий фокус.

Данная эллиптичность связана с перемещением источника поверхностных поляритонных волн (круглого островка маски) в процессе сканирования. Когда зондирующая игла находится в точке, соответствующей левому верхнему углу изображения образца на рис. 5, лазерный свет облучает островок маски раньше, чем иглу, и фаза поляритонной волны в момент прихода на зондирующую иглу имеет некоторое запаздывание по сравнению со светом, непосредственно облучающим иглу. С учетом того что распространение возбужденной на поверхности поляритонной волны и возбуждающего света происходит в одном направлении, их фазовые скорости вычитаются друг из друга, так что разница фаз на протяжении даже дальнего пути оказывается невелика. Наоборот, в момент записи иглой сигнала, соответствующего правому нижнему углу на рис. 5, возбуждающий свет попадает на иглу непосредственно из лазера. Та же часть лазерной волны, которая должна воздействовать на область, покрытую круглой маской, должна потратить время, чтобы долететь до островка, а затем поляритонная волна от островка маски должна еще добраться до иглы вдоль поверхности. В результате этого фаза детектируемой иглой поверхностной волны меняется в этом случае весьма быстро при смене положения иглы относительно образца.

Волновой вектор наблюдаемой с помощью иглы периодической картины должен в этом случае состоять из суммы волнового вектора накачки (в проекции на плоскость образца, что описывается косинусом угла падения θ) и волнового вектора фонon-поляритонной волны:

$$\mathbf{k}_{s\text{SNOM}} = \mathbf{k}_L(\omega) \cos \theta + \mathbf{k}_{P,xy}(\omega). \quad (16)$$

Таким образом, на двумерной карте волновых векторов, полученной быстрым фурье-преобразованием

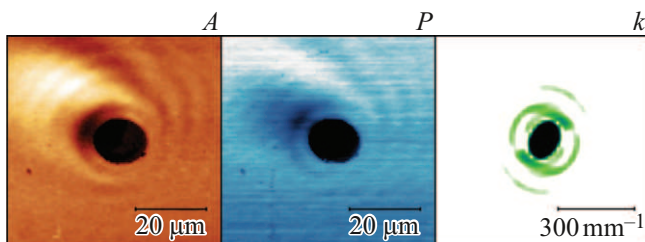


Рис. 5. Амплитуда (A , слева) и фаза (P , в середине) сигнала sSNOM, собираемого над круглым островком Au-маски на поверхности кристаллического SiC. Линия лазера 935 см^{-1} . Справа (k): БПФ-спектр изображения амплитуды сигнала sSNOM. Лазерный свет падает на образец справа-снизу.

(БПФ) от карты комплексного детектируемого сигнала sSNOM (с его амплитудой и фазой), геометрическое место точек суммы этих волновых векторов должно представлять собой окружность радиусом $k_{P,xy}(\omega)$, смещенную относительно нулевой точки на вектор $\mathbf{k}_L(\omega) \cos \theta$. Переменная ω тут означает частоту света, на которой ведутся измерения, и следует принимать в расчет зависимость модуля $k_{P,xy}(\omega)$ от частоты, выведенную в (10).

С помощью программы Gwyddion мы построили БПФ-образ изображения амплитуды локального поля, собираемой прибором sSNOM. Эта фурье-карта приведена на правой части рис. 5. К сожалению, мы не умеем применить эту программу для вычисления действительно комплексных данных, предоставляемых нашим прибором sSNOM, поэтому рисунок фурье-образа требует дополнительных объяснений. Во-первых, значительную часть рисунка образуют симметричные кольца. Они образовались как фурье-образ темного кружка в центре изображения (соответствующего слабой поляризуемости золота на частоте света 935 см^{-1}) и яркой периферии изображения амплитуды (соответствующие высокой поляризуемости SiC). К счастью, их амплитуда относительно невелика. Мы настроили палитру так, чтобы эти концентрические кольца не бросались в глаза. Во-вторых, фурье-образ от чисто действительных данных (нами в качестве входных данных для БПФ было использовано изображение амплитуды) неотвратимо должен быть симметричным в фурье-пространстве. Тем не менее на рисунке видна компонента, образующая восьмерку. Именно эта компонента соответствует ожидаемой нами окружности радиусом $k_{P,xy}(\omega)$, сдвинутой относительно центра $\{0, 0\}$ на величину $k_L(\omega) \cos \theta$.

Также с учетом того, что в sSNOM-системе растровое сканирование осуществляется образцом, поляритонные волны, запускаемые прямым краем маски, в изображении биений регистрируемой амплитуды сигнала всегда получают параллельными линии этого края.

9. Волновые явления на поверхности SiC, изображаемые с помощью sSNOM

В первых экспериментах на образцах SiC, покрытых непрозрачными металлическими масками, нам удалось наблюдать волны биений амплитуды полей лазерного луча и бегущей поверхностной фонon-поляритонной волны. Закон дисперсии этих волн (с коррекцией наблюдаемого периода биений на направление падающего света по отношению к ориентации границы маски, упомянутой выше), то есть длина волны и длина затухания хорошо соответствуют выражениям (6), (7) и (10) выше. Была обнаружена [13] зависимость амплитуды поляритонного поля от направления падающей на образец световой волны. Расчеты с применением функции Грина показали отличное согласие с экспериментом.

К нашему изумлению, расчеты с помощью интегрирования функции Грина дали отличное согласие с экспе-

риментом и в предсказании конфигурации поля стоячих волн, возбуждаемых над небольшими „озерами“ поверхности SiC, не покрытыми экранирующей маской [13].

Расчеты не только правильно предсказали амплитуду волн, возбуждаемых над полубесконечной открытой поверхностью SiC лазерным лучом, падающим на поверхность под скользящим углом (примерно 30° к „горизонту“), но позволили правдоподобно описать форму стоячих волн, возбуждаемых падающим когерентным светом в „озерах“ поверхности размером порядка длины волны, свободных от покрывающей поверхность металлической маски. Аналогичным образом расчет, основанный на интегрировании функции Грина, правильно описал наблюдаемую конфигурацию поляритонного поля над небольшим „озером“ открытой поверхности и значительное увеличение этой амплитуды по сравнению с бесконечной открытой поверхностью SiC [24].

Расчеты поля фонов-поляритонной волны, возбуждаемой серией параллельных полос золотой маски позволили нам разработать и сформировать маску, от которой поляритонная волна запускалась вдоль поверхности SiC в избранном нами определенном направлении благодаря выполнению условия брегговского рассеяния света на отдельных полосках маски [25].

Все эти результаты свидетельствуют о том, что расчеты конфигурации поляритонного поля, основанные на интегрировании функции Грина на образцах SiC, покрытых металлическими масками, работают гораздо лучше, чем можно было ожидать. Это указывает на то, что граничные условия задачи для бегущей поверхностной фонов-поляритонной волны на краю металлической маски, состоят в том, что отражений нет.

10. Экспериментальная демонстрация отсутствия отражения бегущих волн от края маски

Чтобы убедительно проверить представленную выше гипотезу, мы изготовили образец SiC, на котором металлическая маска имеет форму острого угла (рис. 6). Поскольку прямой край маски запускает по открытой поверхности SiC достаточно сильную фонов-поляритонную волну, мы направили возбуждаемую таким краем поверхностную волну на другой край золотой маски и убедились в полном отсутствии отражаемой волны.

Направление полос, соответствующих отраженной волне, не должно совпадать ни с одним из краев открытого клина SiC, а должно описываться суммарным углом ориентации края-источника и края-зеркала, согласно законам геометрической оптики.

Хотя отсутствие поверхностной поляритонной волны, отраженной от края металлической маски, и можно считать экспериментально установленным фактом, мы считаем необходимым привести некоторые теоретические рассуждения в его пользу. Общепринято, что отражение волны происходит на резком (по отношению

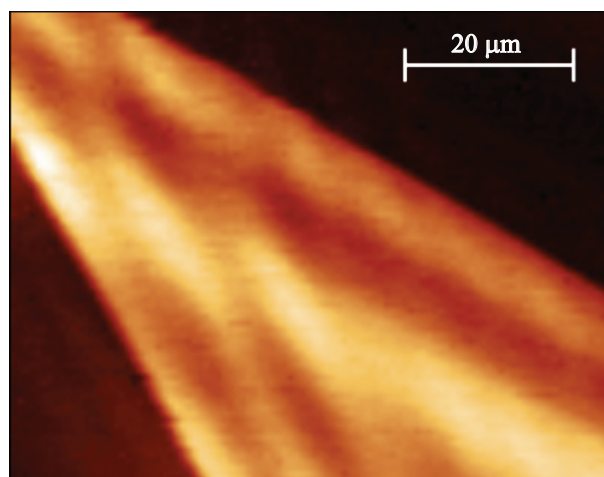


Рис. 6. Амплитуда сигнала sSNOM (вторая гармоника частоты колебаний иглы в фототоке) собираемого над клиновидной областью открытого SiC. Световая волна из лазера накачки приходит справа снизу.

к длине волны) скачке волновых свойств среды: коэффициента преломления в оптике, волнового сопротивления или потерь в радиоэлектронном кабеле, акустического сопротивления или потерь в акустическом звуковом проводе. В этих случаях отражение легко рассчитать по формулам Френеля в оптике и аналогичным формулам в других областях волновой физики. В случае же медленного (часто называемого адиабатическим) изменения волновых свойств среды, никакого отражения падающей на границу волны может и не происходить.

Фонов-поляритонная волна, бегущая по поверхности полярного кристалла SiC, имеет глубину в зависимости от частоты света ω от сотни нанометров до нескольких микрон. Когда эта волна вбегает под металлическую пленку, наличие металла над границей раздела сред становится для волны „заметно“ совсем не сразу по мере ее распространения. Таким образом, волна продолжает распространяться под металлом. Ожидаемые длины волн и длины распространения фонов-поляритонных волн, для традиционной геометрии „снизу SiC, сверху вакуум“ вычисленные по формуле (10) в комплексных числах, мы привели на рис. 7. На этом же рисунке мы привели графики дисперсии и затухания волны для геометрии „сверху золото, снизу SiC“, воспользовавшись той же формулой (10). Хотя эти графики и построены для совершенно нетрадиционного случая „золото над SiC“, они позволяют утверждать, что длина распространения поляритонного возмущения под золотом достаточно велика по сравнению с длиной поляритонной волны над открытым кристаллом SiC, и что таким образом не следует ожидать резкого скачка диэлектрических свойств среды-носителя, от которого могло бы происходить эффективное отражение подбегающей к золотому краю фонов-поляритонной волны.

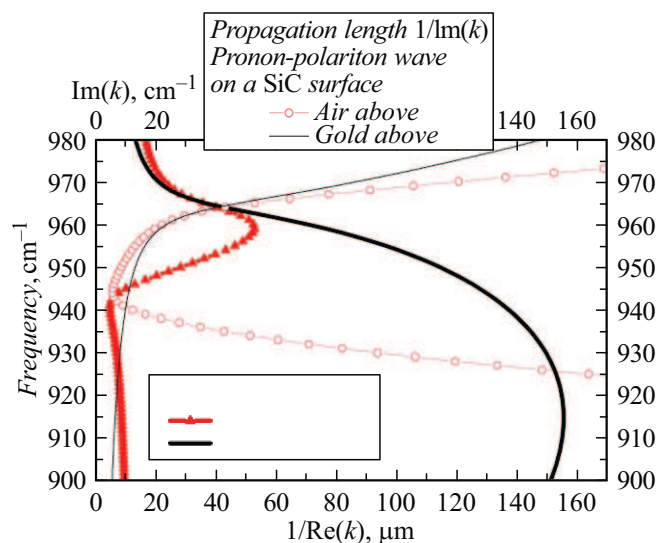


Рис. 7. Длина волны (жирные линии) и длина затухания фонон-поляритонной волны, распространяющейся по поверхности SiC под воздухом/вакуумом (красные линии с метками) и под слоем золота (черные линии). Видно, что даже под золотом длина волны и длина затухания составляют несколько микрон, так что граница маски не является в волновом смысле резкой.

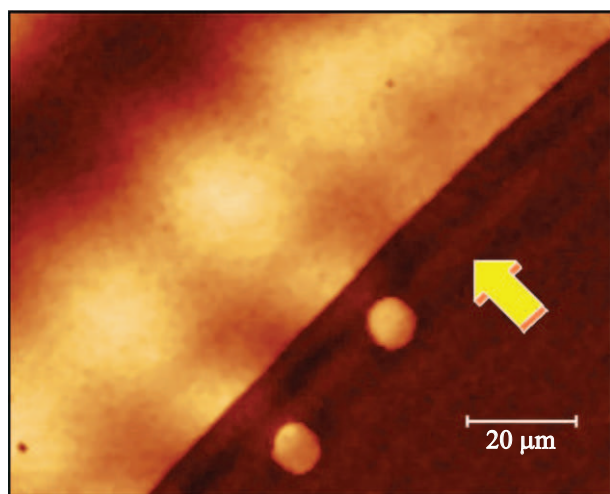


Рис. 8. Прохождение фонон-поляритонной волны, возбужденной в отверстиях, сформированных в металлической маске на расстоянии 10–15 μm от края этой маски. Вопреки ожиданиям, что под слоем золота распространение поверхностного поляритона невозможно, поляритонные возбуждения вполне заметным образом распространяются до открытой половины поверхности кристалла, что видно по искажениям формы поляритонной волны, запускаемой от края маски. Направление возбуждающего света показано стрелкой. Линия лазера 932 см⁻¹.

Принципиальную возможность распространения фонон-поляритонных возбуждений под слоем металлической (Au) пленки по поверхности кристаллического SiC демонстрирует рис. 8. Решеточные колебания, возбуж-

денные почти резонансным светом в открытых „люках“, сформированных в маске, проникают под золотом на расстояния порядка 10–15 μm и вносят заметные искажения в форму поляритонной волны, „запускаемой“ прямым краем маски на открытой области SiC.

11. Обсуждение

Нами была построена двумерная карта волновых векторов изображения амплитуды фонон-поляритонной волны, получаемого над „монеткой“ металлической маски диаметром 12 μm. Причиной искажения изображения формы расходящейся волны по сравнению с ожидаемой круглой формой является геометрия эксперимента (собираемый сигнал пропорционален сумме комплексных амплитуд лазерной волны, непосредственно падающей на иглу, и волны поверхностного поляритона, приходящего к игле из других облучаемых точек поверхности). Пространственный спектр изображения представляет собой окружность, радиус которой соответствует собственному значению волнового уравнения (10) и центр которой смещен на величину проекции волнового вектора накачки на плоскость образца. Таким образом, при интерпретации ASNOМ-изображений необходимо помнить и о вкладе падающей на образец и зонд лазерной волны.

Путем выбора специальной геометрии маски нами было экспериментально доказано отсутствие заметного отражения поверхностной фонон-поляритонной волны от края металлической маски на поверхности поляритонного кристалла. Этим случай поляритонной поверхностной оптики SiC радикально отличается от случая плазмонных волн над металлическими структурами, плазмонных волн над графеновыми объектами и от случая фонон-поляритонов, распространяющихся по тонким пленкам поляритонного кристалла (в том числе SiC). Это происходит в нашем случае потому, что граница поляритон-активной области не наступает для всей бегущей поляритонной волны на всю ее глубину одновременно.

Выводы

Отсутствие отражений от границ металлической маски, формирующих структуры поверхностной поляритонной оптики на поляритонном кристалле SiC и аналогичных средах, позволяет вычислять конфигурацию возбуждаемых когерентным внешним светом бегущих и стоячих фонон-поляритонных волн, не учитывая границ металлических масок, формирующих такие структуры и не рассматривая резонансов Гельмгольца, обусловленных многократным отражением таких волн от границ структуры.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.L. Mills, E. Burstein. Reports Progr. Phys., **37** (7), 817 (1974). DOI: 10.1088/0034-4885/37/7/001
- [2] M. Born, K. Huang. *Dynamical Theory of Crystal Lattices* (Clarendon Press, Oxford, 1954)
- [3] R.H. Lyddane, R.G. Sachs, E. Teller. Phys. Rev., **59** (8), 673 (1941). DOI: 10.1103/PhysRev.59.673
- [4] T.H.K. Barron. Phys. Rev., **123** (6), 1995 (1961). DOI: 10.1103/PhysRev.123.1995
- [5] R. Ruppin, R. Englman. Rep. Prog. Phys., **33**, 149 (1970). DOI: 10.1088/0034-4885/33/1/304
- [6] A.A. Maradudin, D.L. Mills. Phys. Rev. B, **11**, 1392 (1975). DOI: 10.1103/PhysRevB.11.1392
- [7] A.V. Zayats, I.I. Smolyaninov, A.A. Maradudin. Phys. Reports, **408** (3–4), 131 (2005). DOI: 10.1016/j.physrep.2004.11.001
- [8] P. Drude. Annalen der Physik, **306**, 566 (1900). DOI: 10.1002/andp.19003060312
- [9] Y. Sasaki, Y. Nishina, M. Sato, K. Okamura. Phys. Rev. B, **40**, 1762 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevB.40.1762
- [10] E. Kretschmann, H. Raether. Zeitschrift f. Naturforschung A, **23** (12), 1247 (1968). DOI: 10.1515/zna-1968-124
- [11] A. Huber, N. Ocelic, D. Kazantsev, R. Hillenbrand. Appl. Phys. Lett., **87** (8), 081103 (2005). DOI: 10.1063/1.2032595
- [12] A.J. Huber, B. Deutsch, L. Novotny, R. Hillenbrand. Appl. Phys. Lett., **92** (20), 203104 (2008). DOI: 10.1063/1.2930681
- [13] Д.В. Казанцев. Письма в ЖЭТФ, **83** (8), 380 (2006). DOI: 10.1134/S0021364006080054
- [14] L. Salomon, G. Bassou, H. Aourag, J.P. Dufour, F. de Fornel, F. Carcenac, A.V. Zayats. Phys. Rev. B, **65**, 125409 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.65.125409
- [15] M. Labardi, S. Patané, M. Allegrini. Appl. Phys. Lett., **77** (5), 621 (2000). DOI: 10.1063/1.127064
- [16] N. Maghelli, M. Labardi, S. Patané, F. Irrera, M. Allegrini. J. Microscopy, **202** (1), 84 (2001). DOI: 10.1046/j.1365-2818.2001.00882.x
- [17] F. Keilmann, R. Hillenbrand. Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. The Royal Society, **362** (1817), 787 (2004).
- [18] Д.В. Казанцев, Е.А. Казанцева. Приборы и техника эксперимента, **2**, 79 (2022). DOI: 10.31857/S0032816222020148
- [19] D. Kazantsev, H. Ryssel. Appl. Phys. A. Mater. Sci. Process., **113** (1), 27 (2013). DOI: 10.1007/s00339-013-7869-y
- [20] J.A. Gerber, S. Berweger, B.T. O'Callahan, M.B. Raschke. Phys. Rev. Lett., **113**, 055502 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.055502
- [21] D. Hu, C. Luo, L. Kang, M. Liu, Q. Dai. Appl. Phys. Lett., **120** (16), 161101 (2022). DOI: 10.1063/5.0081203
- [22] P. Li, I. Dolado, F.J. Alfaro-Mozaz, F. Casanova, L.E. Hueso, S. Liu, J.H. Edgar, A.Y. Nikitin, S. Vélez, R. Hillenbrand. Science, **359**, 892 (2018). DOI: 10.1126/science.aag1704
- [23] A. Mancini, L. Nan, F. Wendisch, R. Berté, H. Ren, E. Cortés, S. Maier. ACS Photonics, **9**, 3696 (2022). DOI: 10.1021/acsphotonics.2c01270
- [24] Д.В. Казанцев, Е.А. Казанцева. Письма в ЖЭТФ, **107** (8), 532 (2018). DOI: 10.7868/S0370274X1808012X
- [25] V.S. Ivchenko, D.V. Kazantsev, V.A. Ievleva, E.A. Kazantseva, A.Y. Kuntsevich. Appl. Phys. Lett., **125** (17), 171601 (2024). DOI: 10.1063/5.0229574