

Фонон-поляритонные волны на поверхности кристалла SiC

Д. В. Казанцев¹⁾

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 марта 2006 г.

Исследовано возбуждение и распространение бегущих фонон-поляритонных волн на поверхности карбида кремния (SiC), облучаемой светом на частоте, близкой к решеточному резонансу, которые возбуждаются в присутствии границы, нанесенной на поверхность кристалла металлической маски. Показано, что в данных экспериментальных условиях использование функции Грина дает хорошее количественное согласие с наблюдаемым распределением амплитуды и фазы поля на поверхности. Показано, что одно лишь рассмотрение границы маски как протяженного источника бегущих поверхностных волн, нарушающего запрет генерации волн по несовпадению волнового вектора, не дает возможности количественного описания явления. Пространственное разрешение использованного SNOM не хуже 150 нм на длине волны 10 мкм.

PACS: 07.79.Fc, 68.37.Uv, 71.36.+c, 73.20.Mf, 78.20.Ci

Сканирующий микроскоп ближнего оптического поля рассеяния иглы (sSNOM) является перспективной методикой [1] количественного измерения локальных электромагнитных свойств поверхности с разрешающей способностью, по мнению создателей методики, до 1 нм [2]. Игла AFM [3], облучаемая электромагнитным полем с амплитудой E_0 , рассеивает в присутствии поверхности падающее на нее излучение. Амплитуда рассеянного поля описывается выражением [4]

$$E_{sc} \sim \alpha_t(\epsilon_s, z_{ts}) \cdot E_0, \quad (1)$$

где поляризуемость иглы $\alpha_t(\epsilon_s, z_{ts})$ – нелинейная функция от расстояния между иглой и поверхностью, зависящая от локальной диэлектрической проницаемости образца в области порядка радиуса закругления иглы. Детектирование сигнала фотоприемника на высших гармониках частоты вертикальных колебаний иглы позволяет выделить именно ближнепольную компоненту рассеянного излучения. Как показано в [5, 6], метод позволяет измерять одновременно распределение амплитуды и фазы рассеяния. Таким образом, при условии однородности значения диэлектрической функции на поверхности образца (и неизменности диэлектрической проницаемости иглы), сигнал, собираемый sSNOM, пропорционален комплексной амплитуде надповерхностного поля на высоте порядка амплитуды нормальных колебаний иглы.

В кристаллах, сорта атомов в решетке которых имеют различный заряд, колебания решетки могут быть возбуждены внешним электромагнитным по-

лем, а они, в свою очередь, могут возбуждать электромагнитное поле за счет поляризации объема кристалла, возникающей при колебаниях решетки. Распространение такой комбинации сильно связанных электромагнитных и решеточных колебаний (фонон-поляритона) описывается [7, 8] совместным решением уравнений Максвелла для поля и уравнений механических колебаний для атомов. Одним из решений системы этих уравнений на бесконечной поверхности является поверхностная фонон-поляритонная волна – состояние, характеризуемое в прямоугольной системе координат x, y (в плоскости поверхности) и z (нормаль к поверхности) выражением

$$E_n = E_{0n} \cdot e^{-\sigma_z(\omega)z} \cdot e^{ik_x(\omega)x} \cdot e^{ik_y(\omega)y}, \quad (2)$$

где $n \in \{x, y, z\}$ – индекс компоненты вектора \mathbf{E} , а частотная зависимость коэффициента затухания по нормали $\sigma_z(\omega)$ и волнового вектора в плоскости поверхности $k_{x,y}(\omega)$ описывается как

$$k_{x,y}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_v \epsilon_{lat}(\omega)}{\epsilon_v + \epsilon_{lat}(\omega)}}, \quad \epsilon_v \equiv 1, \quad (3)$$

$$\sigma_{z(\text{above})}(\omega) = \frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_v}{\sqrt{\epsilon_v + \epsilon_{lat}(\omega)}}, \quad (4)$$

$$\sigma_{z(\text{beneath})}(\omega) = \frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_{lat}(\omega)}{\sqrt{\epsilon_v + \epsilon_{lat}(\omega)}} \quad (5)$$

с частотной зависимостью проницаемости решетки

$$\epsilon_{lat}(\omega) = \epsilon_{lat}(\infty) \left(1 + \frac{\omega_L^2 + \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} \right), \quad (6)$$

вычисляемой по измеряемым экспериментально частотам продольной и поперечной мод объемных фо-

¹⁾e-mail: kaza@itep.ru

нонных колебаний ω_L^2 и ω_T^2 . Как видно из приведенных выражений, проекция на поверхность волнового вектора электромагнитной волны в вакууме никогда не совпадает с волновым вектором поверхностной фонон-поляритонной волны. Между тем, это несоответствие не является абсолютным запретом, а лишь означает, что на бесконечной поверхности кристалла при бесконечном размере светового пятна эффективность преобразования падающего света в поверхностные поляритоны мала. Нарушение симметрии задачи предоставляет очевидную возможность генерации бегущей поверхностной поляритонной волны резким краем металлической маски в присутствии облучающего света и рассеяние ввне части поляритонного поля иглой sSNOM в точке ее расположения.

Конфигурация эксперимента изображена на рис.1. Луч перестраиваемого $^{13}\text{C}^{16}\text{O}_2$ -лазера на длине вол-

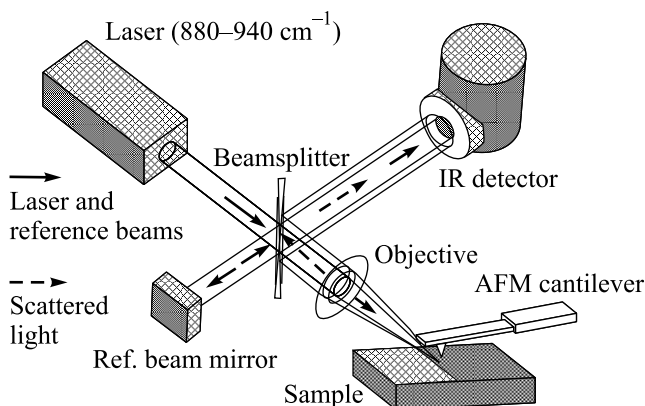


Рис.1. Схема эксперимента по возбуждению/наблюдению поверхностных фонон-поляритонных волн

ны 10.7–11.4 мкм освещал область образца размером несколько сотен мкм. В центре фокального пятна находилась игла, и рассеянное ею излучение собиралось затем обратно в интерферометр Майкельсона. Эксперимент по возбуждению внешним электромагнитным полем поляритонной волны, бегущей от края металлической маски, и измерению распределения амплитуды и фазы волны над поверхностью по мере удаления от края пленки (см. рис.2) описаны нами в [9]. Было продемонстрировано, что с учетом слабости поляризуемости иглы по сравнению с резонансным SiC, а также малости амплитуды ее вертикальных колебаний по сравнению с (4) игла SNOM в данном эксперименте практически не искажает ожидаемую конфигурацию надповерхностного поля, а детектируемый сигнал определяется в этом случае выражением

$$E_{sc} \sim \tilde{\alpha}_t \cdot (E_{las} + E'_{spp}), \quad (7)$$

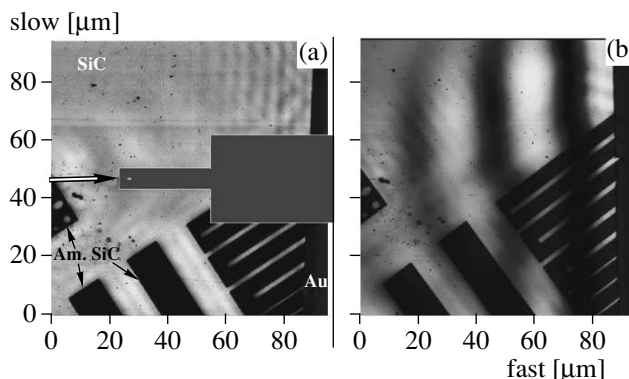


Рис.2. Распределение амплитуды надповерхностного поля бегущей поляритонной волны. Свет падает слева (a), или справа (b). Металлическая маска – темная полоса справа экрана. Длина волны 10.73 мкм, размер раstra 95 × 95 мкм

где E_{las} – амплитуда поля в падающем из лазера луче, а E'_{spp} – амплитуда надповерхностного поля бегущей поляритонной волны. Было показано, что параметры бегущей волны (период и затухание) описываются формулами (2), (3), (6) с подстановкой справочных значений параметров SiC. Для краткости описания явления мы использовали выражение “бегущая волна возбуждена краем маски”, однако этот образ способен отразить только факт запуска и направление бегущих от края волн. Амплитуда возбуждаемых волн остается при этом за рамками количественного описания. Как видно из рис.2, амплитуда поверхностной волны зависит от направления падающего излучения. При совпадении направления распространения накачки и возбуждаемой бегущей фонон-поляритонной волны амплитуда этой волны равна амплитуде отклика свободной поверхности на наведенные накачкой в игле колебания (определяемой диэлектрической проницаемостью поверхности и иглы) или превышает ее. При встречном распространении накачки и поляритонной волны амплитуда бегущей волны значительно меньше амплитуды отклика бесконечной открытой поверхности (которая, очевидно, не зависит от ориентации образца). Малые острова металлической маски на поверхности кристалла (рис.3) не генерируют поверхностную волну заметной интенсивности, несмотря на то, что их граница физически ничем не отличается от границы широких металлических структур. В нижней части изображений рис.2 видна структура из аморфного SiC, сформированная под воздействием сфокусированного ионного пучка, которая в рамках рассматриваемой задачи является просто тонким нерезонансным диэлектриком [10]. Как видно из изображения, амплитуда поля над щелями в такой структуре соот-

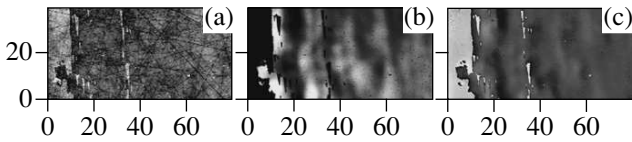


Рис.3. Топографическое изображение металлической маски (а), амплитуда (b) и фаза (с) поверхностной фонон-поляритонной волны, возбуждаемой вблизи края полубесконечной металлической маски в присутствии металлических островков, размер которых менее длины поляритонной волны. Размер раstra 80×40 мкм

ветствует амплитуде поля над открытыми участками SiC на таком же удалении от края металлической маски. В то же время, амплитуда поля над поверхностью SiC в малых отверстиях металлической маски превосходит амплитуду поля над свободной поверхностью кристалла в несколько раз (до 15 раз, по нашим измерениям).

Суммируя наблюдения, отметим, что:

—амплитуда фонон-поляритонной компоненты поля над полубесконечной открытой поверхностью SiC описывается затухающей синусоидальной волной, бегущей от края маски. Параметры волны соответствуют расчетам $k(\omega)$ по известной зависимости $\epsilon(\omega)$ с учетом ориентации образца;

—амплитуда возбуждаемой поляритонной волны велика при попутном распространении поверхностной волны и внешнего излучения и мала в противоположном случае;

—область перехода от нулевой амплитуды (в непосредственной близости от маски) к синусоидальной, затухающей по мере удаления от края, большой амплитуде над резонансным диэлектриком составляет 100–200 нм;

—амплитуда фонон-поляритонного поля, рассеянного малыми (менее 5 мкм) островками металла на SiC очень мала по сравнению с рассеянием на краю большого “острова” или “материка”;

—над щелями в (непрозрачном) металлическом покрытии амплитуда поля значительно больше значений для открытой поверхности SiC, над щелями в (прозрачном) диэлектрике – примерно равна ей.

В ситуациях, когда геометрия исследуемых объектов на поверхности не описывается простым аналитическим выражением, задачу описания распространения поляритонных волн решают путем численного интегрирования функции Грина (см., например, [11–13]). Объем вычислений существенно сокращается, когда поляризацию элементарных источников можно считать заданной. В рамках этого подхода каждый участок открытой поверхности SiC рассматривает-

ся нами как источник концентрически расходящейся поверхностной волны, амплитуда и фаза которой определяются амплитудой и фазой волны накачки в точке расположения элементарного источника. В таком случае собираемый детектором интерферометра сигнал при расположении иглы над точкой поверхности с координатами (x, y) описывается в комплексных числах выражением

$$I(x, y) = E_{las}^*(x, y)(\tilde{\alpha} \cdot E_{las}(x, y) + \zeta \int_{XY} E_{las}(x', y') G(x - x', y - y') dx' dy'), \quad (8)$$

где $E_{las}(x, y) = E_0 \exp(i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$ описывает поле накачки в точке поверхности (x, y) , а комплексная константа ζ отражает пересчет локальной подповерхностной поляризации бегущей поляритонной волны в надповерхностное поле, возбуждающее поляризацию иглы sSNOM. В качестве функции Грина была использована комплексная функция Ханкеля $H_0(\Delta R_{xy} k_{xy}(\omega))$. С учетом линейности волнового уравнения, при использовании в качестве функции Грина собственных функций однородного уравнения, результат их интегрирования (суммирования) должен быть тоже решением.

Использование предлагаемого подхода опирается на следующие предположения:

—задача была объявлена двумерной, то есть допускающей разделение нормальной и латеральной частей собственной функции. Для бегущей по бесконечной открытой поверхности кристалла фонон-поляритонной волны это совершенно закономерно (и подтверждается отличным согласием наблюдаемой амплитуды/фазы волны, запущенной от края полубесконечной золотой маски, с комплексным выражением $\exp(ikx)$ при подстановке реальных параметров). Для распределения полей и смещений под краем металлической пленки это, без сомнения, спорно;

—возбуждаемая внешним полем неоднородная часть поляризации участка поверхности в точке (x', y') была объявлена пропорциональной надповерхностному полю лазерного луча. Для бегущей синусоидальной волны $\exp(ik_x x) \exp(-\sigma_z z)$ – собственной функции уравнений колебаний/уравнений Максвелла – это безусловно закономерно. Для произвольного фонон-поляритонного поля – нет;

—никак не учтены отражения бегущей волны от границ металлических структур. Сделанное предположение основано на отсутствии отраженных от границы металлической пленки волн заметной амплитуды, наблюдаемых в эксперименте;

—направление вектора \mathbf{E} поверхностного поля не рассмотрено вовсе. Величина поля, воздействующего на иглу, описана только числом (амплитудой и фазой). Остается открытым вопрос, какая именно поляризация существует в области иглы и какую из компонент с какой эффективностью игла рассеивает. Впрочем, линейность отклика поверхности, интерферометра и детектора обеспечивает то, что разные компоненты поля просто войдут в ответ с разными весами;

—использованная в качестве функции Грина изотропная функция Ханкеля $H_0(\Delta R_{xy} k_{xy}(\omega))$ не отражает диаграмму направленности излучения поверхностной волны элементарным диполем поверхности, которая должна присутствовать в хорошей модели согласно нашим представлениям. Впрочем, с учетом скользящего падения лазерного луча отклонение направления вектора \mathbf{E}_{las} от нормали не так и велико.

Результаты расчетов по указанной методике для реальной конфигурации металлической маски приведены на рис.4. К нашему удивлению, даже в рамках slow [μm]

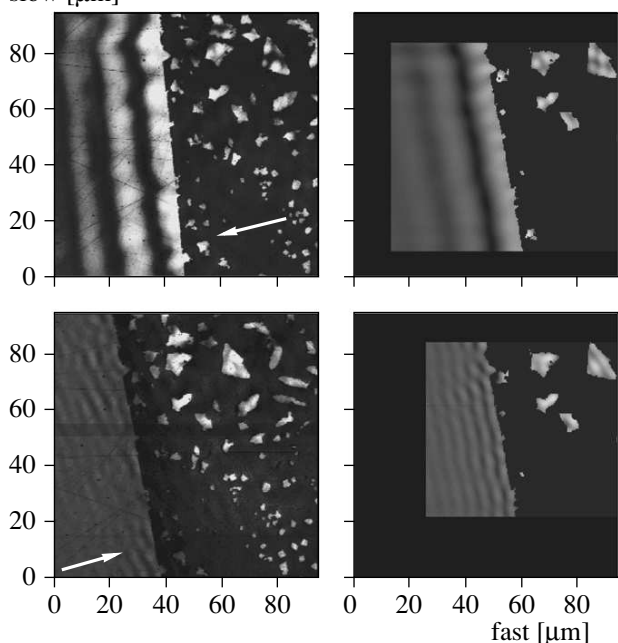


Рис.4. Наблюдаемая (слева) и вычисленная (справа) амплитуды поля над поверхностью SiC в присутствии металлической маски. Направление возбуждающего света показано на рисунках стрелкой. Размер поля сканирования 95×95 мкм

столь грубых упрощений модель отлично описывает зависимость амплитуды и периода возбуждаемой поверхностной волны от ориентации образца, и даже удовлетворительно предсказывает распределение поляритонного поля над отверстиями сложной формы в маске при всех ориентациях. Аналогичная задача бы-

ла решена ранее в одномерном случае [11, 14] применительно к плазмон-поляритону на поверхности металла, и эти расчеты также предсказывают различную амплитуду возбуждаемой поляритонной волны при попутном/встречном распространении накачки и поверхностного поляритона в отсутствие синхронизма.

В рамках принятого нами подхода нетрудно объяснить отсутствие волн заметной амплитуды, возбуждаемых малыми островами металлической маски: количество элементов поверхности, исключаемых маской из числа источников элементарных волн, в этом случае мало. Неудивительным, в рамках модели, является также и тот факт, что в щелях диэлектрического покрытия наблюдаемая амплитуда поля над SiC практически не отличается от ожидаемой для свободной поверхности, в то время как над малыми щелями в металлической маске измеренная амплитуда превышает значение для открытой поверхности в несколько раз. Диэлектрик прозрачен для излучения накачки, и атомы решетки в областях, покрытых диэлектриком, приводятся внешним излучением в движение не хуже, чем на открытой поверхности. Излучаемые ими затем волны (возможно) отличаются слегка амплитудой и законом дисперсии под тонким диэлектрическим слоем, но безусловно имеют возможность влиять на поляризацию соседних (открытых) областей. Металлическая же маска (непрозрачная для накачки) полностью блокирует возбуждение поляритонной волны на участках поверхности под собой. Для малых отверстий в маске это ведет к увеличению локальной поляризуемости, поскольку вклад соседей, доставляемый в точку в виде поверхностной поляритонной волны с задержкой по фазе, преимущественно деструктивный.

Таким образом, описание “каждый участок поверхности испускает под действием падающей волны расходящиеся волны”, будучи законным при ровно тех же допущениях и условиях, что и “граница маски генерирует бегущую волну”, позволяет к тому же количественно описывать амплитуду и конфигурацию поляритонной волны, возбуждаемой внешней электромагнитной волной в присутствии металлической маски любой формы.

Автор не включил в рассмотрение форму иглы (в том числе тень от кантилевера), направление вектора \mathbf{E} надповерхностного поля, анизотропию диэлектрической функции кристалла и высшие порядки разложения функции Грина по бесселевым функциям, поскольку целью статьи является демонстрация *минимального* набора инструментов, который уже позволяет описывать наблюдаемое.

Автор пользуется случаем отметить вклад теоретиков Н. Гиппиуса и А. Рубцова, благословивших использование функций Грина в расчетах поверхностной фонон-поляритонной волны, а также доброжелательную поддержку и меткую критику со стороны экспериментаторов Ф. Кайлманна, Р. Хилленбранда и Н. Оцелича в ходе выполнения работы.

-
1. F. Zenhausern, M. P. O'Boyle, and H. K. Wickramasinghe, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1623 (1994).
 2. F. Zehnhäusern, Y. Martin, and K. Wickramasinghe, *Science* **269**, 1083 (1995).
 3. G. Binnig, C. F. Quate, and C. Gerber, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 930 (1986).
 4. F. Keilmann and R. Hillenbrand, *Phil. Trans. R. Soc. London A* **362**, 787 (2004).
 5. R. Hillenbrand and F. Keilmann, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3029 (2000).
 6. M. Brehm, H. G. Frey, R. Guckenberger et al., *Proc. 8th International Conf. on Near-field Nano-Optics (NFO-8)*, Sept. 5–9, 2004, *J. Korean Physical Soc.* **47**, S80 (2005).
 7. R. Ruppin and R. Engman, *Rep. Prog. Phys.* **33**, 149 (1970).
 8. D. L. Mills and E. Burstein, *Rep. Prog. Phys.* **37**, 817 (1974).
 9. A. Huber, N. Ocelic, D. Kazantsev, and R. Hillenbrand, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 081103 (2005).
 10. N. Ocelic and R. Hillenbrand, *Nature Materials*, 1. September 2004; published online 1 August 2004, <http://dx.doi.org/10.1038/nmat1194>.
 11. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, *Physics Reports* **408**, 131 (2005).
 12. J. R. Krenn, A. Dereux, J. C. Weeber et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2590 (1999).
 13. C. Girard and A. Dereux, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 657 (1996).
 14. L. Salomon, G. Bassou, H. Aourag et al., *Phys. Rev. B* **65**, 125409 (2002).