Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 11, с. 732 – 738 © 2018 г. 10 июня

Локальная кристаллизация резонансной наночастицы из аморфного кремния для реализации оптической нанотермометрии

Г. П. Зограф[+], *Й. Ф. Ю*[* 1)], *К. В. Барышникова*[+], *А. И. Кузнецов*[*], *С. В. Макаров*[+ 2)]

[+]*Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия*

[*]*Data Storage Institute, A*STAR (Agency for Science, Technology and Research), 138634 Singapore*

Поступила в редакцию 19 апреля 2018 г.

Локальный оптический нагрев и рамановская нанотермометрия на основе резонансных кремниевых частиц являются новой перспективной платформой для ряда ключевых приложений нанофотоники, связанных с термо-индуцированными процессами на нано- и микромасштабе. В настоящей работе мы исследуем кристаллизацию аморфных кремниевых нанодисков с оптическими резонансами, вызванную локальным оптическим нагревом. Процесс кристаллизации контролируется методом рамановской микро-спектроскопии. Установлена температура кристаллизации одиночного нанодиска около 900 К при воздействии непрерывного остро сфокусированного лазера. В результате, отожженная резонансная кремниевая наночастица позволила достичь контролируемого и обратимого нагрева в диапазоне температур 300–1000 К с возможностью картирования области нагрева с субмикронным пространственным разрешением.

DOI: 10.7868/S0370274X18110085

1. Введение. В последние годы новая область нанофотоники, связанная с оптическими резонансами в диэлектрических частицах с высоким показателем преломления [1], успешно применяется для задач управления светом на наномаштабе [2–4], сверхбыстрой модуляции оптического сигнала [5–7], генерации оптических гармоник [8, 9], а также для создания ультратонких оптических голограмм [10] и многих других приложений [11–13]. Действительно, наличие магнитного отклика в кремниевых частицах простой формы (например, в сферических) [14, 15], низких диссипативных потерь в инфракрасном диапазоне, а также возможности широкой перестройки всех возбуждаемых резонансов имеет ряд преимуществ по сравнению с аналогами на основе резонансных металлических наноструктур [16]. Другой примечательной особенностью кремния является наличие низких, но плавно нарастающих оптических потерь в видимом диапазоне, что позволяет, с одной стороны, возбуждать высокодобротные Ми резонансы [17, 18], а с другой – обеспечивать эффективное поглощение света за счет согласования радиационных и нерадиационных потерь в наночастице [19]. Это позволяет проводить эффективный оптический нагрев кремниевых наночастиц с возможностью одновременного измерения локальной температуры за счет термочувствительных фононных мод [20]. Данная концепция использования кристаллических кремниевых наночастиц в качестве наноразмерного источника тепла, обеспечивающего возможность прямой нанотермометрии, была успешно применена для локальной диагностики термоиндуцированных процессов [21], а также для прецизионной лазерной нанофабрикации [22].

Основным условием нанотермометрии на основе термочувствительного рамановского отклика кремниевых наночастиц является необходимость использования кристаллической фазы, т.к. аморфная обладает крайне слабовыраженным и непригодным для термометрии фононным спектром. Это накладывает серьезные ограничения на методы создания таких наноструктур, т.к. стандартная и относительно недорогая методика создания аморфных наноструктур из гидрогенезированного кремния (α-Si:H) становится непригодной, а изготовление кристаллических наночастиц на основе платформы “*silicon-on-insulator*” приводит к нежелательному фоновому рамановскому сигналу от кремниевой подложки. Создание кристаллических наночастиц на сапфире (технология “*silicon-on-sapphire*”) также имеет ряд недостатков – высокая стоимость; относительно высокий показатель преломления сапфира ($n = 1.77$), ухудшающий добротность мод кремниевой наночастицы; высокая

1) Ye Feng Yu

2) e-mail: s.makarov@metalab.ifmo.ru

теплопроводность сапфира по сравнению со стеклом (в 40 раз), затрудняющая локализацию оптического нагрева.

В настоящей работе разработан новый подход, позволяющий осуществлять оптическую нанотермометрию на основе резонансных кремниевых наночастиц в кристаллической фазе на кварцевой подложке. Данный подход основан на методе сильного локального оптического нагрева до температуры фазового перехода, которая контролируется в реальном времени при помощи рамановской микроспектроскопии. Данная концепция схематично представлена на рис. 1.

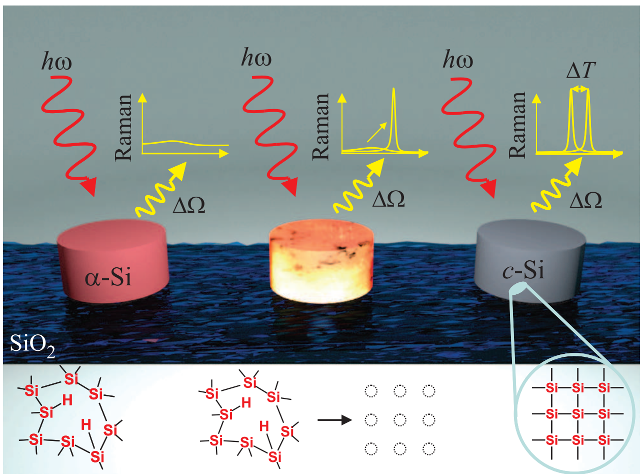

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение контролируемого отжига аморфного диска под действием интенсивного света при помощи установки конфокальной рамановской (комбинационного рассеяния) спектроскопии (слева направо). Вставленные спектры схематично показывают: рамановский спектр начального аморфного нанодиска (слева), спектры "до" и "после" отжига нанодиска (в центре), обратимый сдвиг рамановского спектра отожженного нанодиска (справа) при его оптическом нагреве

2. Результаты и обсуждения. В качестве объекта исследований выбраны нанодиски из α-Si:H на кварцевой подложке. Создание аморфных нанодисков диаметрами $D = 300{-}450$ нм и высотой $h = 165$ нм проходило при помощи нанолитографических методик, применяемых и ранее [23] (подробное описание см. в разделе "Методы"). На рисунке 2c (вставка) и 4c справа показаны изображения полученных одиночных нанодисков из аморфного кремния, расположенных на кварцевой подложке. Изображения получены при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ, Carl Zeiss, Neon 40).

Выбор материала и размеров нанодисков обусловлен необходимостью возбуждения резонансных оптических мод в видимой области спектра для достижения наиболее эффективного оптического нагрева и термометрии. На рисунке 2a приведен численный расчет сечений экстинкции, рассеяния и поглощения для одиночного аморфного кремниевого нанодиска (с дисперсией диэлектрической проницаемости аморфного кремния, полученной в экспериментах эллипсометрии [23, 24]) высотой 165 нм и диаметром 330 нм на стеклянной подложке (см. раздел "Методы"). Как видно из графика 2c, данный диск демонстрирует резонансное поглощение на длине волны вблизи 632.8 нм, соответствующей длине волны HeNe лазера накачки в установке рамановской термометрии. Рисунок 2b позволяет оценить вклады от каждой оптической моды в полное сечение рассеяния [25]. В результате резонансное состояние на длине волны 632.8 нм соответствует интерференции двух вкладов – электрического дипольного (ЭД) и магнитного дипольного (МД). Это подтверждается и распределениями электрического и магнитного полей, изображенных на рис. 2d. Стоит отметить, что вместе с резонансном в поглощении возможен и интенсивный нагрев диска. Действительно, как показано в работе [26], рост температуры наночастицы прямо пропорционален поглощенной в ней мощности:

$$P_{abs} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\int_V \mathbf{J}^*(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})dV, \tag{1}$$

где $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ – плотность тока, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – электрическое поле внутри материала, а интегрирование проводится по объему наночастицы V. Из этого выражения следует, что чем выше электромагнитное поле в структуре, тем больше поглощается энергии. Сам нагрев обусловлен омическими потерями, которые определяются электрической проводимостью σ, т.к. $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$. Мнимая часть диэлектрической проницаемости определяет проводимость, как $\sigma = \epsilon_0\omega\mathrm{Im}(\epsilon)$, где ϵ_0 и ω – диэлектрическая проницаемость вакуума и частота падающего света.

На рисунке 3a показан экспериментально зарегистрированный процесс кристаллизации кремниевого нанодиска размером 330 нм при воздействии HeNe лазера с рабочей длиной волны 632.8 нм. Сперва в аморфном диске при относительно малых мощностях накачки (0.06 МВт/см^2) возбуждалось комбинационное (рамановское) рассеяние в т.н. "холодном" режиме, при котором температура нанодиска оставалась практически неизменной. Красная кривая соответствует невыраженному комбинационному рассеянию аморфного кремния с максимумом на

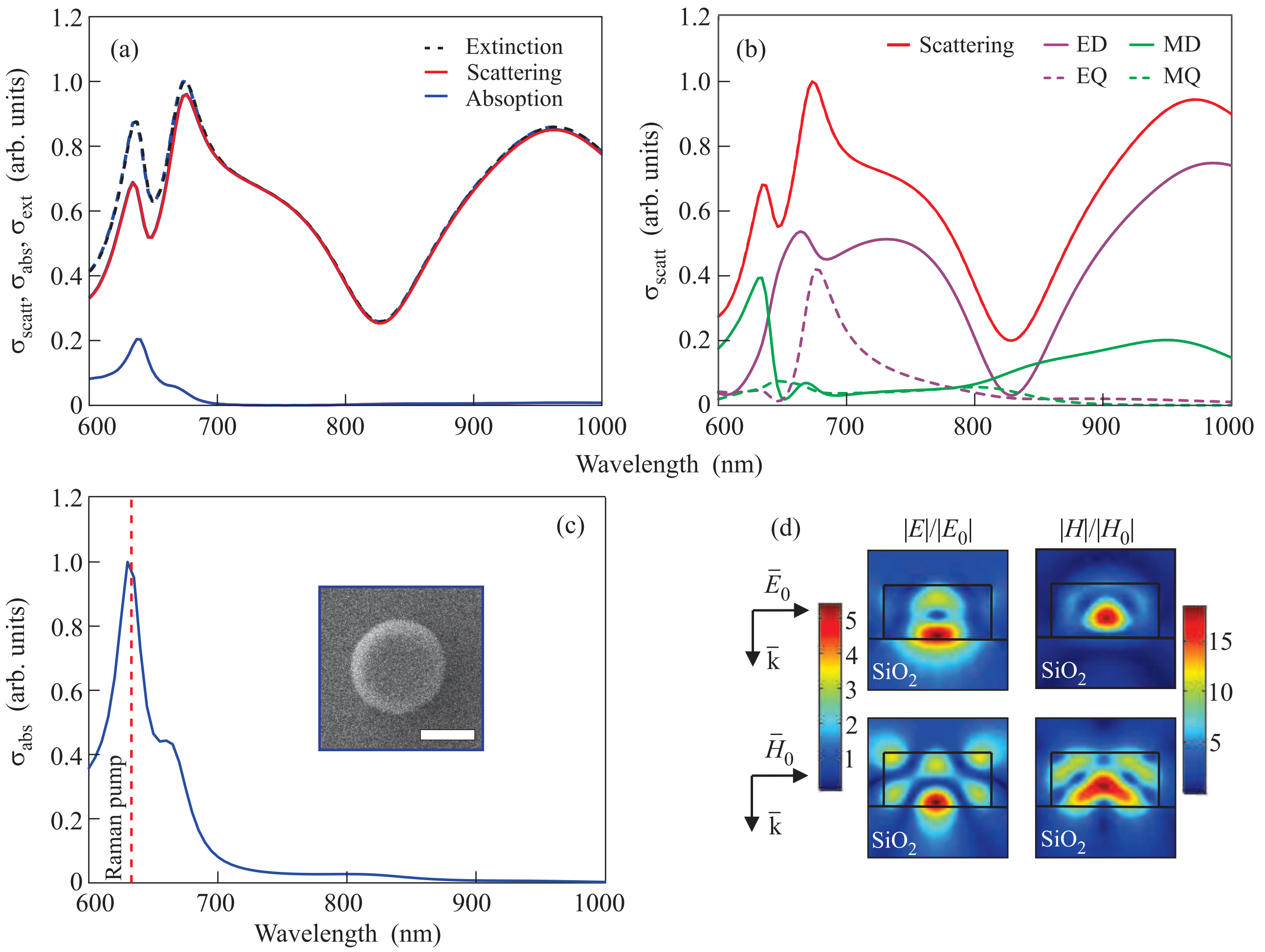

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Расчет сечений экстинкции (черная штриховая линия), рассеяния (красная) и поглощения (синяя) одиночного кремниевого аморфного нанодиска высотой 165 нм и диаметром 330 нм (см. раздел “Методы”). (b) – Декомпозиция возбуждаемых оптических резонансных мод в сечении рассеяния в одиночном нанодиске [25]. (c) – Численно рассчитанный спектр сечения поглощения одиночного аморфного диска диаметром 330 нм на кварцевой подложке при нормальном падении излучения возбуждающей волны в коммерческом программном пакете COMSOL Multiphysics (см. раздел “Методы”). Вставка: СЭМ изображение одиночного диска на кварцевой подложке размером 330 нм (размерная шкала соответствует 200 нм). (d) – Расчетные распределения нормированных электрических и магнитных полей на резонансе поглощения, соответствующем длине волны HeNe лазера накачки 632.8 нм

$480\,\text{см}^{-1}$, которое хорошо описано в литературе [27]. Затем одиночный диск подвергался более интенсивному воздействию HeNe лазера ($0.39\ \text{МВт}/\text{см}^2$), который инициировал начало процесса кристаллизации. Экспериментально наблюдалось, что спектральное положение комбинационного рассеяния одиночного нанодиска, претерпевшего фазовое превращение, соответствовало температуре около 600–800 °C. Такие значения температур укладываются в современное представление о процессе кристаллизации аморфного кремния [28], а также являются сопоставимыми с ранее достигнутыми при схожих мощностях накачки, но для сферических наночастиц [19]. Важно отметить, что полученная отожженная резонансная наночастица начинает демонстрировать выраженную термочувствительную зависимость фононной моды на $520\,\text{см}^{-1}$, которая описывается следующим выражением:

$$\Omega(T) = \Omega_0 + A\left(1 + \frac{2}{e^x - 1}\right) + \\ + B\left(1 + \frac{3}{e^y - 1} + \frac{3}{(e^y - 1)^2}\right), \qquad (2)$$

где $\Omega_0 = 528\,\text{см}^{-1}$, $A = -2.96\,\text{см}^{-1}$, $B = -0.174\,\text{см}^{-1}$, $x = \hbar\Omega_0/2kT$, $y = \hbar\Omega_0/3kT$ для кристаллического кремния [20].

На рисунке 3b изображена зависимость спектрального положения сигнала комбинационного рассеяния от температуры для кремния, полученная из

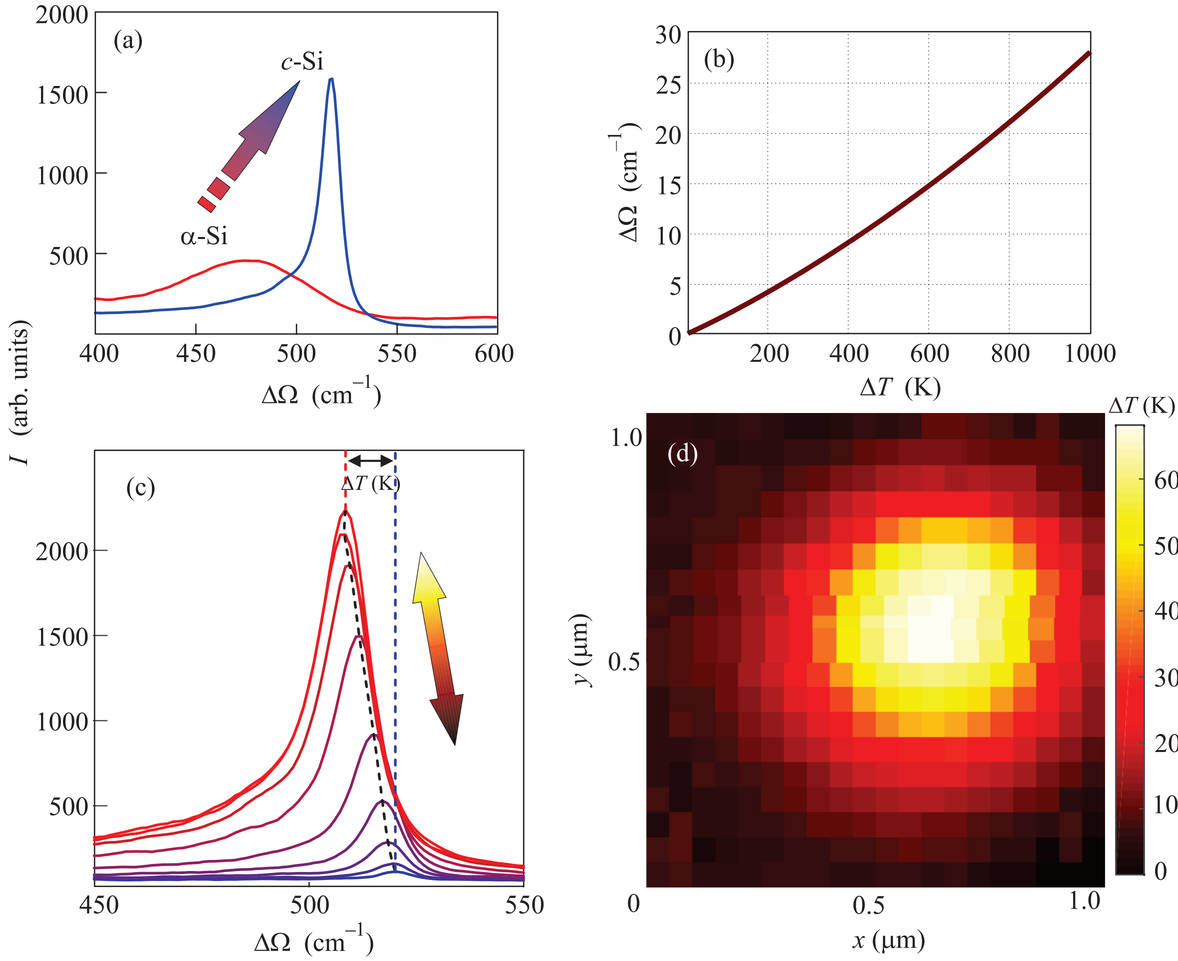

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Измеренные рамановские спектры аморфного кремниевого нанодиска до и после лазерного отжига. (b) – Теоретическая зависимость сдвига спектральной линии, соответствующей оптическому фонону кристаллического кремния, от температуры материала (см. формулу (2)). (c) – Экспериментальные рамановские спектры, измеренные от отожженного кремниевого нанодиска при различных интенсивностях падающего света. (d) – Экспериментально полученное картирование оптического нагрева отожженного кремниевого нанодиска диаметром 330 нм при интенсивности излучения HeNe лазера 0.24 МВт/см^2

выражения (2) и позволяющая напрямую связать сдвиг рамановской линии с температурой материала. Экспериментальная зависимость сигнала комбинационного рассеяния для одиночного нанодиска при различных значениях интенсивности накачки показана на рис. 3c. Полученные спектры имеют следующие особенности, характерные для структур поликристаллического кремния [28]: во-первых, асимметричную форму, которая заметно проявляется при более высоких температурах нагрева диска; во-вторых, характерные спектральные ширины рамановских пиков на полувысоте превышают 10 см$^{-1}$ даже при низких интенсивностях, в то время как для монокристаллического кремния данное значение не превышает 5 см$^{-1}$.

На рисунке 3d изображена двумерная карта рамановской термометрии и оптического нагрева одиночного отожженного нанодиска размером 330 нм (подробности эксперимента см. в разделе "Методы"). Полученные спектры для каждого положения описываются одиночным лоренцовским контуром. В результате, данная аппроксимация позволяет проводить прямое картирование распределения локальной температуры в области кремниевой наночастицы с высоким пространственным разрешением, а точность измерения температуры определяется лишь шириной линии лазера накачки и решеткой спектрометра – в нашем случае это около единиц градусов Цельсия в диапазоне температур вплоть до температуры плавления.

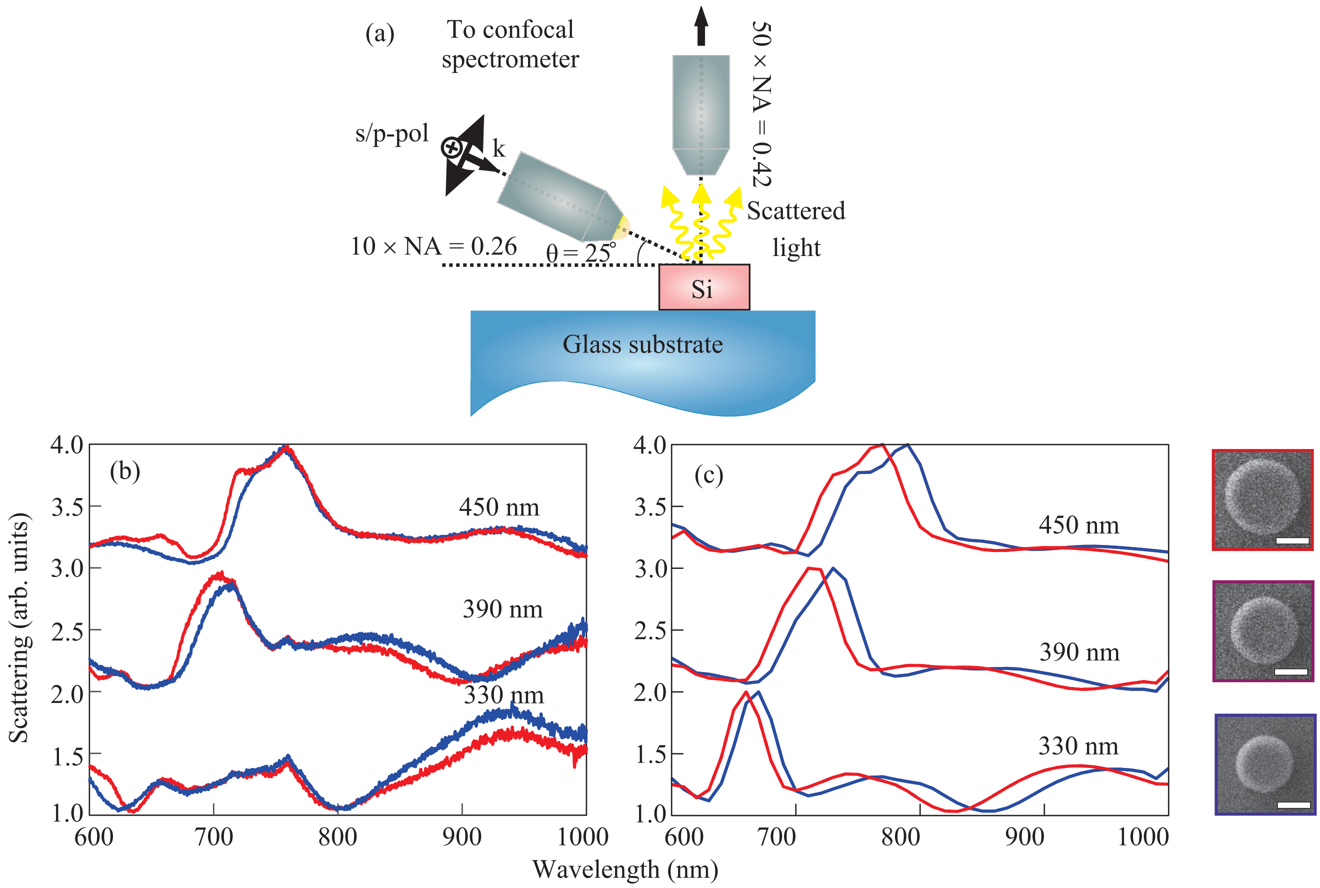

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение геометрии эксперимента по темнопольной оптической спектроскопии (подробное описание см. раздел "Методы"). Экспериментально измеренные (b) и численно посчитанные (c) сечения рассеяния одиночных аморфных (синих) и кристаллических (красных) нанодисков с соответствующими диаметрами, подписанными возле каждой пары кривых. Вставки справа (c) соответствуют изображениям СЭМ одиночных дисков соответствующих размеров после оптического отжига

Примечательно, что предложенный подход кристаллизации наночастиц существенно отличается от изученного ранее в работе [29], где в качестве наночастиц в начальной аморфной фазе использовались наночастицы, напечатанные лазером. В таком состоянии кремний имеет высокую концентрацию дефектов в виде оборванных связей. В связи с этим его оптические свойства существенно отличаются от свойств монокристаллического кремния, так с дефектами возникают высокие потери в видимой части спектра. Напротив, в гидрогенезированном кремнии атомы водорода замыкают оборванные связи, образуя относительно "чистую" от примесных уровней оптическую щель с шириной около 2 эВ, уменьшая потери в области длин волн $>$ 600 нм до уровня кристаллического кремния. В подтверждение этому в экспериментах по темнопольной микро-спектроскопии наблюдается практически полное сохранение формы спектров рассеяния, как показано на рис. 4b, c (см. подробности в разделе "Методы"). Данные результаты подтверждаются и теоретическими расчетами в программе COMSOL Multiphysics (см. подробности в разделе "Методы"). После отжига диски также сохраняют и свою геометрическую форму, что подтверждается и СЭМ изображениями во вставке к рис. 4c.

3. Методы. *Фабрикация наночастиц.* Для изготовления цилиндрических наночастиц, исследуемых в данной работе, сперва аморфную пленку кремния толщиной 165 нм наносят на кварцевую подложку, используя метод химического осаждения из газовой фазы (Plasmalab System 380, Oxford Instruments). Электронно-лучевую литографию (Elionix, 100 кВ) проводят с использованием в качестве резиста силикавоксана водорода (HSQ, Dow Corning, XR-1541-006). Необлученную часть HSQ удаляют с помощью гидроксида тетраметиламмония (TMAH, 25 %). Затем образец подвергают травлению (Plasmalab System 100, Oxford) для создания массивов кремниевых нанодисков на кварцевой подложке.

Темнопольная спектроскопия. Для проведения измерений спектров рассеяния мы применяем схему темного поля, где один объектив (10x, NA = 0.26, Mitutoyo Plan Apo NIR) используется для освещения образца с помощью белого источника света (галогенная лампа HL-2000) под углом 65–67° к нормали поверхности (см. рис. 4a). Второй объектив (50x, NA = 0.42 Mitutoyo Plan Apo NIR), помещенный перпендикулярно поверхности образца, применяется для сбора сигнала рассеяния. Рассеянный сигнал анализируется конфокальной системой со спектрометром (HORIBA LabRam HR) и камерой с зарядовой связью (CCD) (Andor DU 420A-OE 325), оборудованной дифракционной решеткой 150 ш/мм. Положение наночастиц контролируется дополнительной CCD-камерой (Cannon 400 D).

Рамановская спектроскопия. Измерения спектров комбинационного рассеяния проводятся с использованием той же системы регистрации (HORIBA LabRam HR) с дифракционной решеткой 600 ш/мм и лазером HeNe на 632.8 нм в качестве источника оптического нагрева, сфокусированного в пятно размером около 1 мкм по уровню $1/e$ через объектив микроскопа (100x, NA = 0.9 Mitutoyo Plan Apo HR) на поверхности образца. Объектив используется для возбуждения и сбора сигнала комбинационного рассеяния. Образец с наночастицами помещают на пьезо-столик (AISTNT), обеспечивая точность позиционирования 10 нм во время двумерного картирования и измерения спектров наночастиц. Лазер HeNe выбирается для рамановской термометрии из-за его высокой стабильности и узкой спектральной ширины, что дает высокую точность измерений температуры [19]. Диапазон мощности лазера варьировался при помощи нейтральных фильтров в диапазоне 0.1–8 мВт.

Теоретическая модель. Теоретическое описание спектров рассения наночастиц кремния на кварцевой подложке, а также оценка величин оптического нагрева, проводилось в коммерческом программном пакете COMSOL Multiphysics. Созданные модели воспроизводили геометрии экспериментальных исследований. В частности, для исследования темнопольных спектров рассеяния, возбуждение производилось под скользящих углом (65–67° к нормали), а сбор рассеянного сигнала так же, как и в эксперименте, происходил в численную апертуру NA = 0.42. Дисперсии диэлектрических проницаемостей для аморфного [23, 24] и кристаллического [30] кремния были взяты из литературы. Нижняя полусфера играет роль стеклянной подложки, а верхняя выступает в качестве воздушной среды.

Декомпозиция оптических резонансных мод в одиночных нанодисках рассчитывалась при помощи метода, описанного в литературе [25].

4. Заключение. Таким образом, предложенный подход позволяет проводить локальную контролируемую кристаллизацию резонансных кремниевых наночастиц, улучшая их термометрические характеристики без существенного изменения их диэлектрической проницаемости. Полученные результаты позволяют локально менять фазу кремниевых нанорезонаторов, что не только улучшает фононный спектр, но и кардинально меняет ряд оптических свойств данного материала, связанных с кристаллической фазой материала, что важно для задач генерации второй гармоники [9] и широкополосной фотолюминесценции [31]. Это открывает новые возможности для записи оптической информации. Также реализованная нанотермометрия и контролируемый локальный нагрев могут найти применение в областях фотокатализа, гипертермии раковых клеток, адресной доставки лекарств и нанофабрикации.

Экспериментальные исследования и изготовление наноструктур выполнены при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты # 16-02-00684, 16-29-05317) и A*STAR SERC Pharos program (грант # 1527300025, Сингапур). Теоретическое описание выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 17-72-10230). Авторы выражают благодарность Филиппу Комиссаренко за помощь в работе на сканирующем электронном микроскопе и Рамону Паниагуа-Домингесу за разработку метода декомпозиции оптических мод.

1. A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, M. L. Brongersma, Y. S. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, Science **354**(6314), 846 (2016).
2. Y. H. Fu, A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, Y. F. Yu, and B. Luk'yanchuk, Nat. Commun. **4**, 1527 (2013).
3. I. S. Sinev, A. A. Bogdanov, F. E. Komissarenko, K. S. Frizyuk, M. I. Petrov, I. S. Mukhin, S. V. Makarov, A. K. Samusev, A. V. Lavrinenko, and I. V. Iorsh, Laser & Photonics Rev. **11**(5), 1700168 (2017).
4. A. B. Evlyukhin and S. I. Bozhevolnyi, JETP Lett. **83**(12), 653 (2006).
5. S. V. Makarov, S. I. Kudryashov, I. S. Mukhin, A. Mozharov, V. A. Milichko, A. E. Krasnok, and P. E. Belov, Nano Lett. **15**(9), 6187 (2015).
6. M. R. Shcherbakov, P. P. Vabishchevich, A. S. Shorokhov, K. E. Chong, D. Choi, I. Staude,

A. E. Miroshnichenko, D. Neshev, A. A. Fedyanin, and Y. S. Kivshar, Nano Lett. **15**(10), 6985 (2015).

7. S. V. Makarov, A. S. Zalogina, M. Tajik, D. A. Zuev, M. V. Rybin, A. A. Kuchmizhak, S. Juodkazis, and Y. S. Kivshar, Laser & Photonics Rev. **11**(5), 1700108 (2017).
8. M. R. Shcherbakov, D. N. Neshev, B. Hopkins, A. S. Shorokhov, I. Staude, E. V. Melik-Gaykazyan, M. Decker, A. A. Ezhov, A. E. Miroshnichenko, I. Brener, A. A. Fedyanin, and Y. S. Kivshar, Nano Lett. **14**(11), 6488 (2014).
9. S. V. Makarov, M. I. Petrov, U. Zywietz, V. A. Milichko, D. A. Zuev, N. Lopanitsyna, A. Kuksin, I. A. Mukhin, G. P. Zograf, E. Ubyivovk, D. Smirnova, S. Starikov, B. N. Chichkov, and Y. S. Kivshar, Nano Lett. **17**(5), 3047 (2017).
10. L. Wang, S. Kruk, H. Tang, T. Li, I. Kravchenko, D. N. Neshev, and Y. S. Kivshar, Optica **3**(12), 1504 (2016).
11. M. I. Tribelsky, J. Geffrin, A. Litman, C. Eyraud, and F. Moreno, Sci. Rep. **5**, 12288 (2015).
12. J. Proust, F. Bedu, B. Gallas, I. Ozerov, and N. Bonod, ACS Nano **10**(8), 7761 (2016).
13. O. Yavas, M. Svedendahl, P. Dobosz, V. Sanz, and R. Quidant, Nano Lett. **17**(7), 4421 (2017).
14. A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, A. Seidel, B. S. Luk'yanchuk, and B. N. Chichkov, Phys. Rev. B **82**, 045404 (2010).
15. A. García-Etxarri, R. Gómez-Medina, L. S. Froufe-Pérez, C. López, L. Chantada, F. Scheffold, J. Aizpurua, M. Nieto-Vesperinas, and J. J. Sáenz, Optics Express **19**(6), 4815 (2011).
16. S. A. Maier, *Plasmonics: fundamentals and applications*, Springer Science & Business Media, N.Y. (2007), c. 224.
17. A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, Y. H. Fu, J. Zhang, and B. Luk'yanchuk, Sci. Rep. **2**, 492 (2012).
18. A. B. Evlyukhin, S. M. Novikov, U. Zywietz, R. L. Eriksen, C. Reinhardt, S. I. Bozhevolnyi, and B. N. Chichkov, Nano Lett. **12**(7), 3749 (2012).
19. G. P. Zograf, M. I. Petrov, D. A. Zuev, P. A. Dmitriev, V. A. Milichko, S. V. Makarov, and P. A. Belov, Nano Lett. **17**(5), 2945 (2017).
20. M. Balkanski, R. F. Wallis, and E. Haro, Phys. Rev. B **28**(4), 1928 (1983).
21. V. A. Milichko, D. A. Zuev, D. G. Baranov, G. P. Zograf, K. Volodina, A. A. Krasilin, I. S. Mukhin, P. A. Dmitriev, V. V. Vinogradov, S. V. Makarov, and P. A. Belov, Laser & Photonics Rev. **12**(1), (2018).
22. M. Aouassa, E. Mitsai, S. Syubaev, D. Pavlov, A. Zhizhchenko, I. Jadli, L. Hassayoun, G. Zograf, S. Makarov, and A. Kuchmizhak, Appl. Phys. Lett. **111**(24), 243103 (2017).
23. A. P. Slobozhanyuk, A. N. Poddubny, I. S. Sinev, A. K. Samusev, Y. F. Yu, A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, and Y. S. Kivshar, Laser & Photonics Rev. **10**(4), 656 (2016).
24. R. M. Bakker, D. Permyakov, Y. F. Yu, D. Markovich, R. Paniagua-Domínguez, L. Gonzaga, A. K. Samusev, Y. S. Kivshar, B. S. Luk'yanchuk, and A. I. Kuznetsov, Nano Lett. **15**(3), 2137 (2015).
25. R. Paniagua-Domínguez, Y. F. Yu, A. E. Miroshnichenko, L. A. Krivitsky, Y. H. Fu, V. Valuckas, L. Gonzaga, Y. T. Toh, A. Y. S. Kay, B. Luk'yanchuk, and A. I. Kuznetsov, Nat. Comm. **7**, 10362 (2016).
26. G. Baffou and R. Quidant, Laser & Photonics Rev. **7**(2), 171 (2013).
27. Z. Iqbal and S. Veprek, J. Physics C: Solid State Physics **15**(2), 377 (1982).
28. M. K. Hatalis and D. W. Greve, J. Applied Phys. **63**(7), 2260 (1988).
29. U. Zywietz, A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, and B. N. Chichkov, Nat. Comm. **5**, 3402 (2014).
30. D. E. Aspnes and A. A. Studna, Phys. Rev. B **27**(2), 985 (1983).
31. S. V. Makarov, I. S. Sinev, V. A. Milichko, F. E. Komissarenko, D. A. Zuev, E. V. Ushakova, I. S. Mukhin, Y. F. Yu, A. I. Kuznetsov, P. A. Belov, I. V. Iorsh, A. N. Poddubny, A. K. Samusev, and Yu. S. Kivshar, Nano Lett. **18**(1), 535 (2018).