Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 11, с. 730 – 735 © 2020 г. 10 декабря

Эффективная интеграция однофотонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами

А. Д. Гартман, М. К. Кройчук, А. С. Шорохов, А. А. Федянин[1)]

Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 сентября 2020 г.
После переработки 26 октября 2020 г.
Принята к публикации 28 октября 2020 г.

Предложена концепция оптимального дизайна кремниевого волновода на основе оптически связанных Ми-резонансных наноантенн для эффективного заведения света точечных излучателей, относящихся к экситонам, локализованным на дефектах в тонкой пленке InSe. Получены численные результаты, демонстрирующие повышение эффективности связи между дипольным излучателем и резонансным кремниевым волноводом на четыре порядка по сравнению со случаем стандартного полоскового волновода.

DOI: 10.31857/S1234567820230032

Среди различных платформ для реализации квантовых вычислений интегральная фотоника занимает особое место благодаря широким возможностям масштабирования, доступным проработанным технологиям изготовления и перспективам использования уже существующих производственных мощностей для создания подобных устройств [1]. Реализация новых эффективных однофотонных источников света на интегральном чипе является одной из приоритетных задач для дальнейшего развития этой области [2]. Критериями применимости таких источников зачастую является их совместимость с современными полупроводниковыми технологиями, а также высокая эффективность, которая определяется яркостью и неразличимостью отдельных фотонов.

На сегодняшний день существует множество твердотельных однофотонных излучателей [3]. К наиболее распространенным относят: центры окраски в кристаллах – флуоресцентные точечные дефекты, наиболее изученными из которых являются дефекты азот-вакансия (NV-центры) и кремний-вакансия (SiV-центры) в алмазе [4, 5], углеродные нанотрубки, квантовые точки на основе полупроводников A3-B5 типа, такие как GaAs/InAs [6, 7]. В последнее время популярность приобретают также однофотонные источники на основе 2D материалов [8] – такие как дихалькогениды (S, Se и Te) переходных металлов (Mo или W) и нитрид бора [9]. Слоистые халькогениды III-VI группы, такие как селенид галлия (GaSe) и индия (InSe), были хорошо изучены еще 40 лет назад в работах [10, 11], где были подробно описаны оптические правила отбора и возможность существования так называемых серых экситонных переходов, дипольный момент которых может иметь ярко выраженные анизотропные свойства. Недавно [12] также было продемонстрировано существование серых экситоных переходов в ультра-тонких пленках халькогенидов с количеством слоев от 1 до 10. Ориентация точечного дипольного излучателя в таком случае будет определяться электронными свойствами и правилами отбора основного полупроводника [13]. Вследствие квантоворазмерных эффектов, изменяя количество слоев пленок халькогенидов от многослойной структуры к монослою, становится возможно контролируемо изменять ширину запрещенной зоны в таких соединениях от ИК до УФ [14], что делает тонкие пленки халькогенидов привлекательным объектом для их дальнейших исследований и реализации на их базе однофотонных излучателей для квантовой интегральной оптики [15, 16]. Стоит отметить, что традиционные твердотельные излучатели, как правило, внедрены внутрь объемных материалов с высоким показателем преломления, что ограничивает эффективность излучения фотонов и возможность интеграции. В противовес двумерная геометрия тонких пленок позволяет упростить их интеграцию с фотонными цепями и значительно повысить выход полезного сигнала [17].

Как правило, эффективность интегрального излучателя может быть усилена двумя способами: 1) увеличением квантового выхода за счет эффекта Парселла [18], 2) увеличением эффективности свя-

[1)]e-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

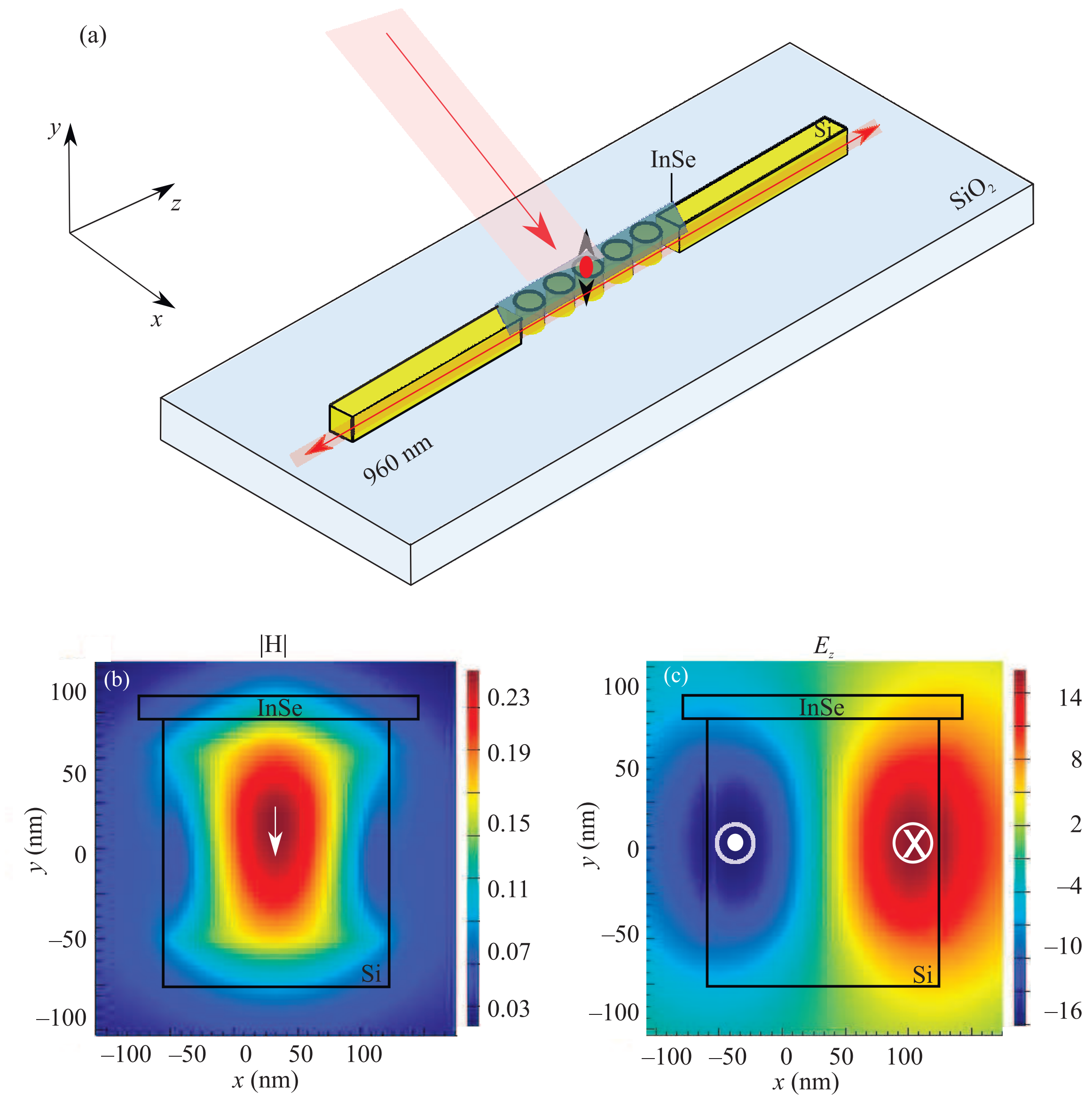

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение системы кремниевого волновода на подложке, центральная часть которого представляет собой кремниевые нанорезанаторы, покрытые 10 нм пленкой селенида индия InSe. (b), (c) – Распределения магнитного и электрического полей в сечении центрального кремниевого диска диаметром 260 нм, отвечающие магнитному дипольному Ми-резонансу при возбуждении точечным излучателем, расположенным в пленке InSe

зи излученного света с волноводной структурой на чипе. Высокий квантовый выход может быть достигнут при использовании плазмонных резонаторов за счет перехода к малым модовым объемам, или диэлектрических резонаторов, которые могут быть спроектированы с очень большим коэффициентом добротности [19]. Однако в плазмонных структурах эффект Парселла существенно зависит от положения излучателя, а высокий коэффициент поглощения в металлах приводит к большим потерям. Это делает диэлектрические резонаторы более привлекательными, кроме того, они чаще сделаны из материалов, совместимых с современными КМОП-технологиями (комплиментарная структура металл-оксид-полупроводник). Реализация эффективного заведения излучения однофотонного источника непосредственно на интегральную микросхему подразумевает существование сильной оптической связи между излучателем и волноводной системой на чипе. Этого можно добиться, в частности, в резонансной волноводной системе, состоящей из наноантенн из материала с высоким показателем преломления [20]. В таких наноантеннах возможно возбуждение как электрических, так и магнитных дипольных резонансов Ми [21], что позволяет эффективно управлять как линейным, так и нелинейным оптическим откликом подобных структур [22, 23]. Было показано [24], что, объединяя такие наноантенны в одномерные цепочки, можно добиться эффективного распространения излучения за счет ближнепольной оптической связи между ними при возбуждении магнитного дипольного Ми-резонанса в отдельных частицах. Стоит отметить, что такие волноводные системы обладают рядом преимуществ, что открывает возможность для разработки новых функциональных устройств на их основе на оптическом чипе [25].

В данной работе предложена идея эффективной интеграции однофотонных излучателей в тонких пленках InSe с аналогичными резонансными волноводами на основе кремниевых наночастиц. Как было отмечено выше, InSe был выбран в связи с тем, что он обладает серыми экситонами, возбуждающимися вне плоскости, что важно для эффективной связи с резонансной волноводной структурой. Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на рис. 1a. Точечный дипольный излучатель в InSe связан с локализованным экситонным состоянием, образованным за счет дефекта в тонкой пленке InSe [26]. Стоит отметить, что такой излучатель может быть возбужден как оптически, так и электрически [27]. Представленные результаты не берут в расчет эффект Парселла и подразумевают существование дипольного излучателя с заданной интенсивностью непосредственно в тонкой пленке InSe при фиксированной длине волны света. Согласно [12], в спектре поглощения тонкой (порядка 10 нм) пленки InSe при температуре 10 K наблюдается экситонный переход, соответствующий примерно 1.29 эВ, что в пересчете на длину волны составляет 960 нм. В силу того, что в данном спектральном диапазоне поглощение кремния минимально, использование данных пленок является принципиально обоснованным. Дальнейшие исследования проводились для случаев дипольных излучателей на данной длине волны и при толщине пленки InSe 10 нм. Подобное упрощение позволяет сконцентрировать внимание на исследовании эффективности связи дипольного излучателя с магнитной оптической модой в кремниевых Ми-резонансных нанодисках.

С помощью метода конечных разностей по временной области было проведено численное моделирование в программном пакете Lumerical FDTD системы полоскового кремниевого волновода высотой 160 нм и шириной 140 нм, центральная часть которого представляет собой нанорезонаторы в виде дисков с высотой $h = 160$ нм и периодом $s = 50$ нм, покрытых сверху 10 нм пленкой селенида индия InSe с точечным дипольным источником внутри нее на длине волны 960 нм. Численно полученное распределение магнитного и электрического полей в сечении центрального кремниевого диска диаметром 260 нм (см. рис. 1b, c) демонстрирует образование магнитного дипольного Ми-резонанса в наноантеннах при возбуждении точечным излучателем, расположенным в пленке InSe. Схематическое изображение с характерными параметрами для дальнейшего описания структуры представлено на рис. 2a. Система была помещена в изотропную среду с показателем преломления $n = 1.45$. На рисунке 2b представлен график зависимости коэффициента пропускания резонансной системы от диаметра кремниевых нанодисков в случае с тонкой пленкой InSe сверху (черная кривая) или без нее (красная кривая). Под коэффициентом пропускания в данном случае подразумевается отношение интенсивности излучения на входе в волноводную систему к интенсивности на выходе из нее: $T = I_{\mathrm{in}}/I_{\mathrm{out}}$. В обоих случаях максимальное пропускание достигается при диаметре резонаторов 140 нм и составляет $T = 0.96$ и $T = 0.93$ соответственно. Аналогичные зависимости были получены для случая волноводной системы, помещенной на полубесконечную подложку из SiO_2 (рис. 2c). Максимальное пропускание в случае с тонкой пленкой $T = 0.98$ достигается при диаметре кремниевых нанодисков $d = 250$ нм и в случае без нее $T = 0.76$ при диаметре $d = 260$ нм. Высокое значение коэффициента пропускания в обоих случаях (в случае расположения резонансной волноводной системы в однородной среде и на подложке SiO_2) свидетельствует об эффективной оптической связи между наноантеннами резонансной волноводной системы при возбуждении магнитного дипольного резонанса в них, что обусловлено оптимально подобранной геометрией структуры.

Исследование эффективности заведения излучения дипольных источников – локализованных экситонных состояний, связанных с дефектами в тонкой пленке селенида индия – проводилось при сопоставлении интенсивности света на выходе из структуры для случая резонансной волноводной системы (I_{res}) и случая сплошного полоскового кремниевого волновода (I_{ref}) с аналогичными размерами (высота и ширина волновода). В дальнейшем введем обозначение

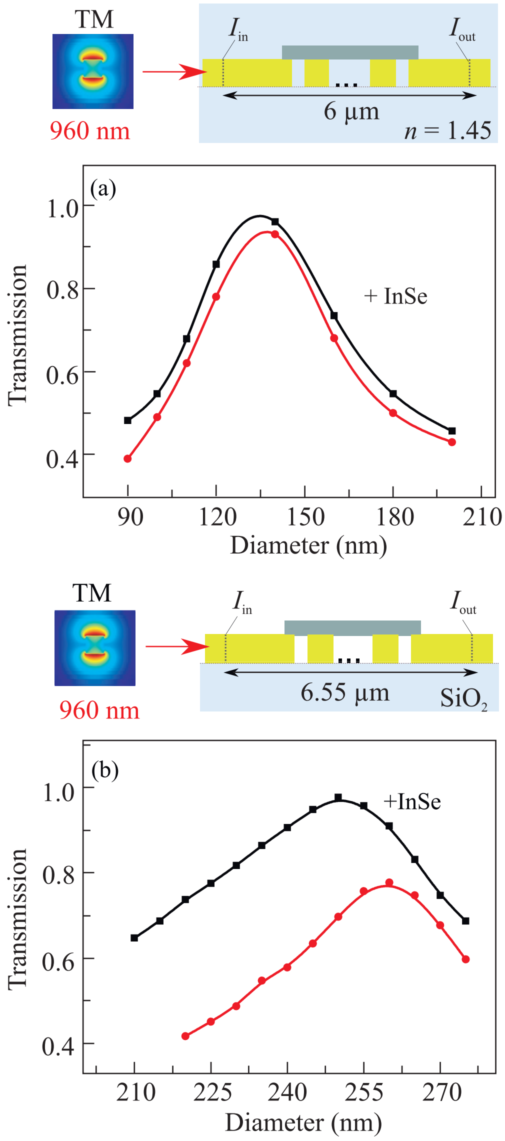

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a), (b) – Графики зависимости коэффициента пропускания резонансной волноводной системы от диаметра кремниевых нанодисков для случая изотропного окружения с показателем преломления $n = 1.45$ и структуры на подложке из SiO_2 с 10 нм пленкой InSe (черная кривая) и без нее (красная кривая). Схематическое изображение исследуемых структур представлено над каждым из графиков

$A_{\rm eff} = I_{\rm res}/I_{\rm ref}$. Были рассмотрены различные схемы реализации образцов, принципиальное отличие между которыми заключается в расположении дипольного излучателя в тонкой пленке относительно волноводной системы (в серии образцов Q точечный дипольный излучатель находится в центре волноводной системы, в образцах E – в краевых областях), а также в уровне заполнения пространства между кремниевыми нанодисками диэлектрическим материалом (аналогичным материалу подложки), как показано схематично на рис. 3a: Q_1, E_1 – пространство между нанорезонаторами ничем не заполнено; Q_2, E_2 – пространство между нанодисками на $h/2$ заполнено диоксидом кремния; Q_3, E_3 – пространство между нанодисками заполнено диоксидом кремния на высоту h; Q_4, E_4 – уровень кварца на 10 нм выше высоты h нанодисков.

Были рассмотрены случаи расположения дипольного источника (рис. 3a) как в центре системы из дисков, так и на краю резонансной структуры. Относительная эффективность заведения электромагнитной энергии от точечного излучателя в канал волновода для конфигураций Q_1 и E_1 представлены на рис. 3b, где E_1^L и E_1^R соответствуют случаю распространения излучения в оба канала волновода, где L является ближайшим каналом волновода, R – дальним. Для резонансных систем, где значения диаметров нанодисков варьировались в диапазоне от 210–270 нм, максимум $A_{\rm eff}$ наблюдался при $d = 240$ нм. Стоит отметить, что в случае расположения точечного дипольного излучателя в краевой области системы (E_1), эффективность $A_{\rm eff}$ возросла в 80 раз по сравнению со случаем, когда резонансная система кремниевых нанодисков заменяется сплошным волноводом, и в 45 раз в случае, если точечный дипольный излучатель находится в центре тонкой пленки (Q_1).

На рисунке 3c представлена зависимость $A_{\rm eff}$ для точечного диполя, расположенного в центре структуры (серия образцов типа Q), от диаметра кремниевых нанорезонаторов, изменяющегося в диапазоне от 220 до 270 нм, для разного уровня заполнения свободного пространства между кремниевыми нанодисками диэлектрической средой, показатель преломления которой соответствует показателю преломления подложки (при расчетах в качестве среды был выбран плавленный кварц SiO_2). При погружении кремниевых нанорезонаторов в среду подложки наблюдается динамический рост эффективности передачи энергии от точечного излучателя в резонансный волновод. При этом максимумы зависимостей $A_{\rm eff}(d)$ смещаются в область меньших диаметров.

Аналогичные зависимости, представленные на рис. 3d, были получены для случая точного дипольного излучателя, находящегося на краю системы кремниевых нанодисков (серия образцов типа E). Максимум зависимости $A_{\rm eff}$ при этом наблюдается для $d = 220$ нм и составляет $13.6 \cdot 10^3$ и $11.9 \cdot 10^3$ для конфигураций E_3 и E_4, $2.8 \cdot 10^3$ для конфигурации E_2. Таким образом, становится возможным макси-

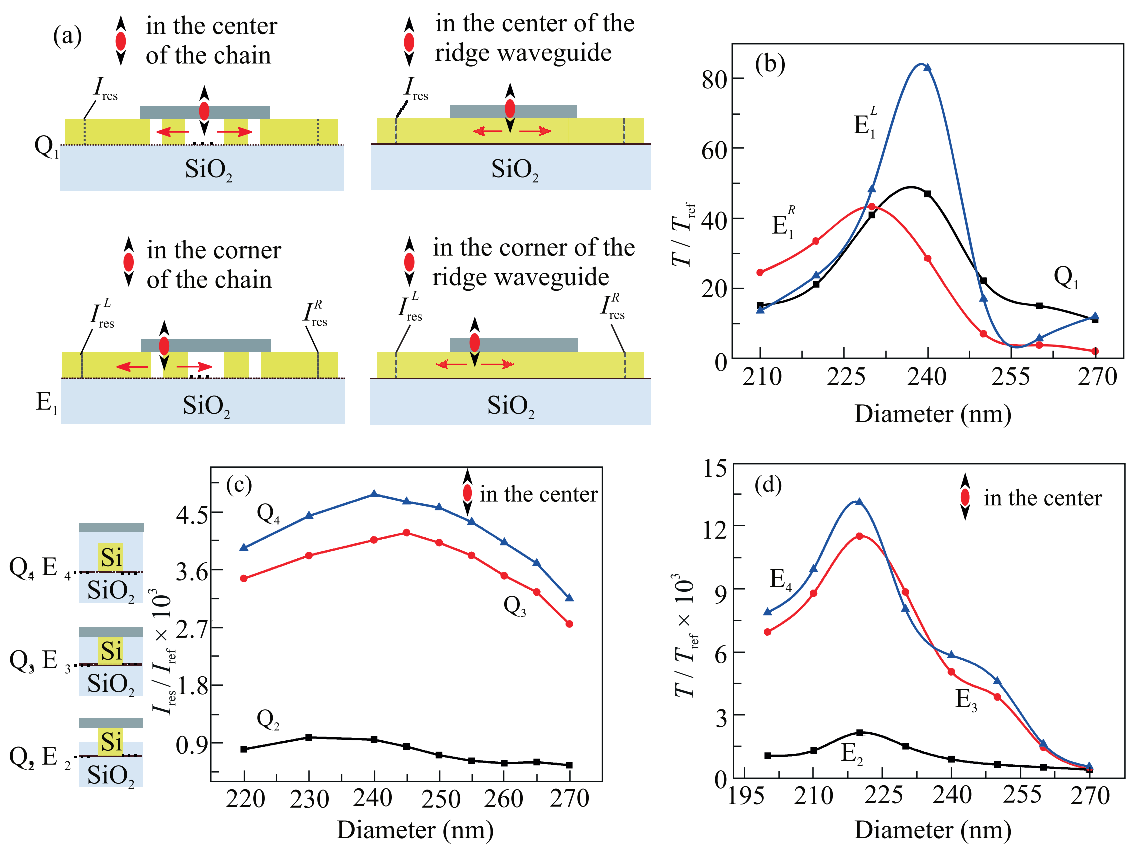

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Схематические изображения положения излучателя относительно резонансных волноводных структур и конфигураций системы: Q_1, E_1 – пространство между нанодисками ничем не заполнено; Q_2, E_2 – пространство между нанодисками на $h/2$ заполнено диоксидом кремния; Q_3, E_3 – пространство между нанодисками заполнено диоксидом кремния на высоту h; Q_4, E_4 – уровень диоксида кремния на 10 нм выше высоты h нанодисков. (b)–(d) – Графики зависимости относительной эффективности заведения электромагнитного излучения точечного диполя в пленке InSe в волноводную структуру от диаметра кремниевых нанодисков в случаях: (b) – дефект расположен в центре структуры и на краю соответственно для конфигураций E; (c) – дефект расположен в центре структуры в конфигурациях Q_2, Q_3, Q_4; (d) – дефект расположен на краю структуры в конфигурациях E_2, E_3, E_4

мизировать заведение электромагнитного излучения точечного диполя за счет оптимизации геометрии нанорезонаторов и изменения показателя преломления среды в пространстве между ними. Заметим, что заполнение пространства между нанодисками средой, аналогичной среде подложки, приближает исследуемую систему к модельному случаю изотропной диэлектрической среды, также рассмотренному выше.

Стоит отметить, что в данной работе рассмотрены лишь эффекты, связанные с увеличением эффективности оптической связи излучения точечных источников в тонких пленках InSe с волноводной структурой за счет оптимального подбора геометрических параметров формирующих ее наноантенн. При этом не был произведен учет эффекта Парселла, который влияет на квантовую эффективность излучателя (в модели был рассмотрен источник с заданным квантовым выходом). В перспективе с помощью оптимальной геометрии волноводной системы можно добиться не только повышения эффективности оптической связи излучателя и волновода, но и увеличить его квантовый выход. Кроме того, актуальным может быть переход от кремния к средам, обладающим более низким коэффициентом поглощения, в частности, к нитриду кремния [28, 29].

Таким образом, методами численного моделирования были исследованы резонансные полупроводниковые структуры, позволяющие эффективно заводить излучение точечных источников в тонких пленках InSe в систему волновода с Ми-резонансными кремниевыми нанодисками. Показано, что использование резонансных наноструктур позволяет увеличить эффективность оптической связи между волноводом и излучателем в такой пленке на четыре порядка по сравнению с обычным полосковым волноводом за счет возбуждения магнитного дипольного резонанса в наночастицах, встроенных в волновод. Полученные результаты могут быть использованы для создания эффективных неклассических источников света на оптическом чипе для задач интегральной квантовой фотоники.

Авторы выражают благодарность Т. В. Шубиной за конструктивные комментарии и ценные замечания, учтенные в работе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-32-90223 (моделирование оптической связи квантового излучателя с волноводом) и # 18-29-20097 (численная оптимизация пропускания резонансного волновода). Часть исследований выполнена при поддержке Центра квантовых технологий МГУ.

1. J. Wang, F. Sciarrino, A. Laing, and M. G. Thompson, Nature Photon. **14**, 273 (2020).
2. M. D. Eisamana, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, Rev. Sci. Instrum. **82**, 071101 (2011).
3. I. Aharonovich, D. Englund, and M. Toth, Nature Photon. **10**, 631 (2016).
4. A. Krasnok, A. Maloshtan, D. Chigrin, Y. Kivshar, and P. Belov, Laser Photonics Rev. **9**, 385 (2015).
5. F. Lenzini, N. Gruhler, N. Walter, and W. H. P. Pernice, Adv. Quantum Technol. **1**, 1800061 (2018).
6. C. Dietrich, A. Fiore, M. Thompson, and S. Hofling, Laser Photonics Rev. **10**, 6 (2016).
7. S. Hepp, M. Jetter, S. Portalupi, and P. Michler, Adv. Quantum Technol. **2**, 1900020 (2019).
8. X. Liu and M. Hersam, Nat. Rev. Mater. **4**, 669 (2019).
9. K. Novoselov, A. Mishchenko, A. Carvalho, and A. Castro Neto, Science **353**, 6298 (2016).
10. M. Kuroda, I. Munakata, and Y. Nishina, Solid State Commun. **33**, 687 (1980).
11. P. Gomes da Costa, R. G. Dandrea, R. F. Wallis, and M. Balkanski, Phys. Rev. **48**, 14135 (1993).
12. M. Brotons-Gisbert, R. Proux, R. Picard, D. Andres-Penares, A. Branny, and B. D. Gerardot, Nat. Commun. **10**, 3913 (2019).
13. T. Shubina, W. Desrat, M. Moret, A. Tiberj, O. Briot, V. Davydov, and A. Platonov, Nat. Commun. **10**, 3479 (2019).
14. H. Chen, M. Palummo, D. Sangalli, and M. Bernardi, Nano Lett. **18**, 3839 (2018).
15. S. Tamalampudi, Y. Lu, R. Kumar, and R. Sankar, Nano Lett. **14**, 2800 (2014).
16. C. Chakraborty, N. Vamivakas, and D. Englund, Nanophotonics **8**, 2017 (2019).
17. S. Ren, Q. Tan, and J. Zhang, J. Semicond. **40**, 7 (2019).
18. P. Yao, V. S. C. MangaRao, and S. Hughes, Laser Photonics Rev. **4**, 499 (2010).
19. M. Pelton, Nat. Photonics **9**, 427 (2015).
20. O. Sergaeva, I. Volkov, and R. Savelev, Nanosyst.: Phys. Chem. Math. **10**, 266 (2019).
21. A. Kuznetsov, A. Miroshnichenko, M. Brongersma, Y. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, Science **18**, 354 (2016).
22. M. K. Kroychuk, A. S. Shorokhov, D. F. Yagudin, D. A. Shilkin, D. A. Smirnova, M. R. Shcherbakov, and A. A. Fedyanin, Nano Lett. **5**, 3471 (2020).
23. E. V. Melik-Gaykazyan, K. L. Koshelev, J. H. Choi, S. S. Kruk, A. A. Fedyanin, and Y. S. Kivshar, JETP Lett. **109**, 131 (2019).
24. R. Bakker, Y. Yu, and A. Kuznetsov, Nano Lett. **17**, 3458 (2017).
25. P. Cheben, R. Halir, and H. Atwater, Nature **560**, 565 (2018).
26. G. Mudd, M. Molas, X. Chen, V. Zolyomi, K. Nogajewski, Z. R. Kudrynskyi, Z. D. Kovalyuk, G. Yusa, O. Makarovsky, and L. Eaves, Sci. Rep. **6**, 39619 (2016).
27. C. Chakraborty, L. Kinnischtzke, K. Goodfellow, R. Beam, and A. Vamivakas, Nat. Nanotechnol. **10**, 507 (2015).
28. F. Peyskens, C. Chakraborty, M. Muneeb, D. Thourhout, and D. Englund, Nat. Commun. **10**, 4435 (2019).
29. W. Elshaari, W. Pernicz, K. Srinivasan, O. Benson, and V. Zwiller, Nat. Photonics **12**, 285 (2020).