Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 3, с. 157 – 162 © 2022 г. 10 февраля

Оптическая левитация ми-резонансных кремниевых частиц в поле блоховских поверхностных электромагнитных волн

Д. А. Шилкин[1], А. А. Федянин

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

Поступила в редакцию 23 ноября 2021 г.
После переработки 16 декабря 2021 г.
Принята к публикации 17 декабря 2021 г.

Управление движением наночастиц в жидкости с помощью ближнего поля интегральных оптических элементов сопряжено с усилением вязкого трения и повышенной вероятностью адгезии. Одним из путей к решению этой проблемы стал поиск систем с минимумом потенциальной энергии, удаленным от поверхности структуры. В настоящей работе численно исследуются силы, действующие на ми-резонансные кремниевые частицы в воде в эванесцентном поле блоховской поверхностной волны, и предложена методика локализации таких частиц на управляемом расстоянии от поверхности. Для этого используются поверхностные волны на двух оптических частотах, обладающие разным знаком взаимодействия с частицей и разной глубиной проникновения поля в среду. На примере кремниевой сферы диаметром 130 нм и лазерного излучения с длинами волн 532 и 638 нм суммарной мощностью 100 мВт показано, что с учетом броуновского движения предложенный метод обеспечивает стабильную локализацию частицы в диапазоне перестройки равновесного расстояния до поверхности от 60 до 100 нм.

DOI: 10.31857/S1234567822030041

Современные методы оптического управления с использованием элементов интегральной оптики позволяют осуществлять локализацию, перемещение и сортировку микро- и наночастиц в компактных микрофлюидных устройствах [1, 2]. Для этого могут быть задействованы канальные и щелевые оптические волноводы [3–5], фотонно-кристаллические структуры [6, 7], кольцевые микрорезонаторы [8, 9]. Несколько лет назад в качестве новой платформы интегральной оптики было предложено использовать одномерные фотонные кристаллы, поддерживающие блоховские поверхностные волны [11–13]. Такие возбуждения характеризуются низкими потерями в широком диапазоне длин волн, а их дисперсионными свойствами можно управлять, варьируя геометрию структуры [14]. Блоховские поверхностные волны показали свою эффективность и в оптическом управлении микро- и наночастицами. Экспериментально было показано, что они могут использоваться для перемещения полистироловых микросфер [15], захвата металлических наночастиц [16] и агрегации биологических клеток вблизи поверхности фотонного кристалла [17].

В связи с повышенным интересом к оптическим резонансам в неметаллических частицах с высоким показателем преломления в последние годы активно исследуются суспензии субмикронных кремниевых частиц [18–20]. Было показано, что резонансный характер зависимости силы давления света от размера частицы, характерный для таких суспензий [21, 22], позволяет использовать их для селективной лазерной печати ми-резонансных структур [23], а усиленные эффекты оптического связывания в пáрах кремниевых сфер могут найти применение в разработке динамически перестраиваемых наноантенн [24]. Экспериментально было показано, что для оптического захвата таких частиц может использоваться стандартный метод оптического пинцета на основе жестко сфокусированного гауссова пучка [25]. В то же время, особенности управления ми-резонансными кремниевыми частицами с помощью ближнего поля микро- и наноструктур остаются мало изученными.

В интегральных схемах оптического управления частицы, как правило, притягиваются к структуре под действием градиентных оптических сил, тогда как силы электростатического отталкивания удерживают их на расстоянии от поверхности и препятствуют адгезии [26]. Необходимость обеспечить электростатическое отталкивание накладывает ограничения на исследуемые суспензии и вынуждает использовать поверхностно-активные вещества [5, 6]. При этом положение частиц в направлении, перпендикулярном поверхности, остается неуправляемым. Для отдельных систем, в частности, для ми-

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

резонансных частиц вблизи поверхности металла, было теоретически предсказано существование положения устойчивого равновесия на конечном расстоянии от поверхности, которое формируется вследствие гибридизации резонансов рассеяния при приближении к ней [27–29]. Возможность управления частицами, удерживая их на расстоянии оптическими методами, является привлекательной, поскольку позволяет минимизировать вязкое трение и вероятность адгезии. Использование металлов, однако, зачастую сопряжено с их нагревом и возникновением конвекционных потоков, существенно корректирующих движение частиц [30].

Для оптического захвата атомов в ближнем поле волноводных структур задача формирования минимума потенциальной энергии на расстоянии от поверхности была решена как теоретически [31, 32], так и экспериментально [33], с использованием света на двух длинах волн. Поскольку поляризуемость атомов вблизи частоты перехода меняет знак, силы, действующие со стороны света на частотах, отстроенных от нее в разные стороны, оказываются противоположно направлены. Если при этом степень локализации поля зависит от длины волны, для некоторого диапазона соотношений мощностей эти силы уравновешивают друг друга на конечном расстоянии от структуры. Такой подход может оказаться полезен не только для захвата атомов, но и для управления микро- и наночастицами с высоким показателем преломления, поляризуемость которых меняет знак вблизи резонансов рассеяния Ми; однако, насколько нам известно, применимость его для управления частицами ранее не была изучена.

В настоящей работе численно исследуются силы, действующие на ми-резонансные кремниевые частицы в эванесцентном поле блоховской поверхностной волны, распространяющейся в полностью диэлектрической структуре, и предлагается методика локализации частиц на управляемом расстоянии от поверхности с использованием поверхностных волн на двух оптических частотах.

Схема исследуемой структуры изображена на рис. 1a. Фотонный кристалл состоит из четырех пар слоев оксида кремния и оксида тантала на стеклянной подложке. Толщины слоев составляют соответственно 220 и 155 нм, что обеспечивает наличие фотонной запрещенной зоны с центральной длиной волны 1.3 мкм при нормальном падении [34]. Область распространения блоховской поверхностной волны ограничена полимерной полоской шириной 1 мкм и высотой 200 нм, выполняющей роль канального волновода. В качестве материала полоски выбран фотополимер SU8, успешно применяемый для изготовления подобных структур [13, 35]. Сферическая кремниевая частица локализована в воде, образуя с поверхностью волновода зазор h.

Численные расчеты проводились методом конечных разностей во временной области с помощью программного пакета *Lumerical FDTD Solutions*. В расчетах использовались табличные данные для дисперсии воды [36], кристаллического кремния [37], пленок оксида кремния и оксида тантала [38], а также данные производителей фотополимера SU8 и стекла Schott D263T. Область моделирования представляла собой куб с ребром 6 мкм и неоднородной сеткой. На все грани куба были установлены поглощающие граничные условия в виде идеально согласованных слоев, а на вертикальную плоскость, проходящую через ось волновода, – условие антисимметрии. В модели использовался источник, генерирующий фемтосекундный импульс с широким спектром в моде блоховской поверхностной волны. После симуляции распространения импульса в исследуемой системе поле на интересующих частотах вычислялось как результат преобразования Фурье. Значения силы определялись методом интегрирования компонент тензора напряжений Максвелла в форме Минковского по поверхности куба, включающего в себя частицу, и нормировались на энергию излучения, распространяющегося в моде блоховской поверхностной волны. Для верификации полученных результатов проводились дополнительные расчеты с увеличением плотности сетки и области моделирования при минимальном зазоре между частицей и поверхностью волновода $h = 15$ нм; отличия в результатах составили не более 2 %.

В области покрытия полимерной пленкой исследуемый фотонный кристалл поддерживает распространение s-поляризованных блоховских поверхностных волн. Спектральные свойства фундаментальной моды исследуемой структуры показаны на рис. 1b. Под глубиной проникновения поля поверхностной волны $d_{\rm pen}$ здесь понимается расстояние от поверхности структуры, на котором амплитуда электрического поля уменьшается в e раз. С эффективным показателем преломления моды $n_{\rm eff}$ она связана следующим соотношением:

$$\frac{1}{d_{\rm pen}} = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{n_{\rm eff}^2 - n_{\rm e}^2}, \tag{1}$$

где $n_{\rm e}$ – показатель преломления среды, а λ – длина волны света в вакууме. С увеличением длины волны эффективный показатель преломления моды падает, а глубина проникновения поля в воду растет. В част-

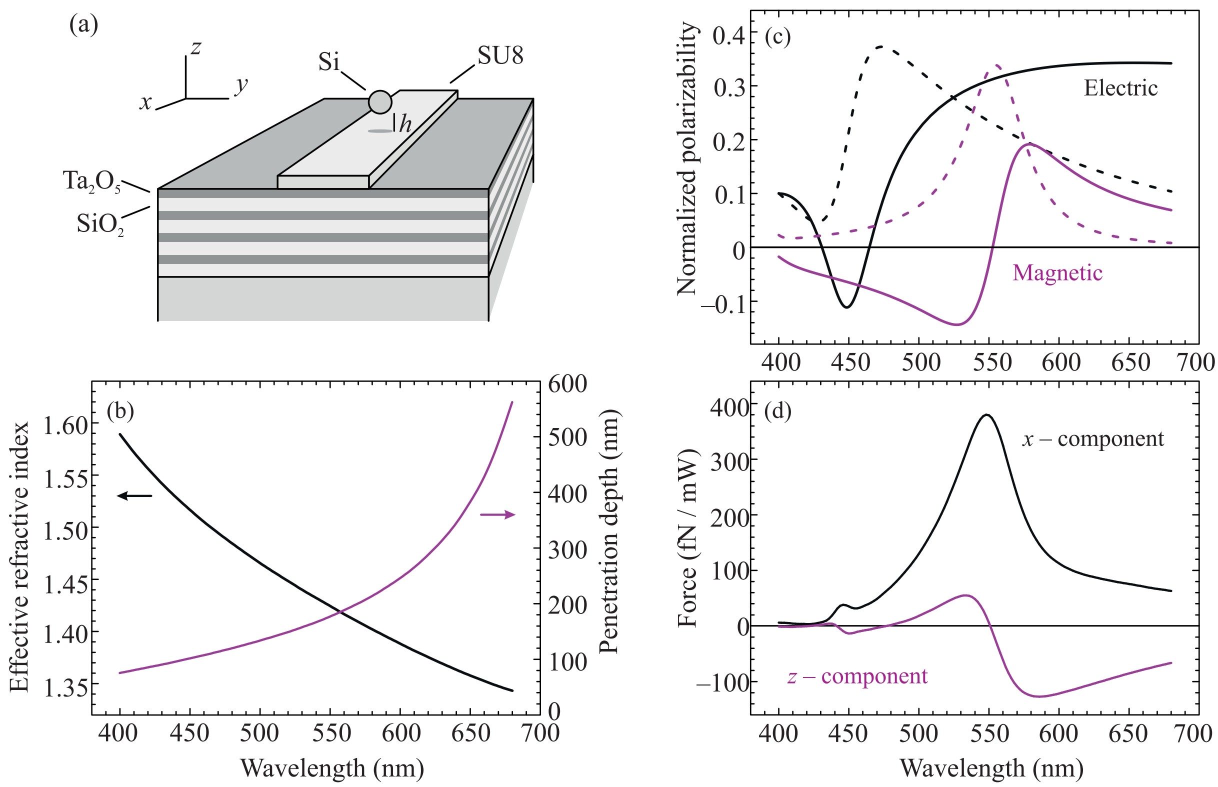

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема структуры. Область возбуждения поверхностных волн ограничена волноводом, направленным вдоль оси x; частица локализована в воде, образуя с поверхностью волновода зазор h. (b) – Эффективный показатель преломления моды и глубина проникновения поля поверхностной волны в зависимости от длины волны оптического излучения. (c) – Электрическая и магнитная поляризуемости сферической кремниевой частицы диаметром 130 нм, нормированные на объем частицы. Вещественные части показаны сплошными, а мнимые — штриховыми линиями. (d) – Зависимость нормальной и тангенциальной компонент оптической силы, действующей на 130 нм кремниевую частицу при $h = 30$ нм, от длины волны света; значения силы нормированы на мощность излучения в моде поверхностной волны

ности, для типичных длин волн доступных лазерных источников 532 и 638 нм глубина проникновения составляет 159 и 339 нм соответственно. Если в структуре распространяется излучение на двух оптических частотах одновременно, с удалением от поверхности относительный вклад низкочастотной компоненты увеличивается.

В формировании оптических сил, действующих на субволновые кремниевые частицы в излучении видимого диапазона, участвуют в первую очередь электрическая и магнитная дипольные поляризуемости [39, 40]. На рисунке 1c приведены спектральные зависимости этих величин, рассчитанные в соответствии с теорией Ми [39] и построенные для кремниевой сферы диаметром 130 нм. Одно из свойств вынужденных колебаний состоит в изменении фазы на π при переходе частоты вынуждающей силы через резонансную частоту системы. Так, вблизи магнитодипольного и электродипольного резонансов кремниевой сферы действительная часть соответствующей поляризуемости меняет знак. В неоднородном электромагнитном поле это приводит к смене направления градиентной оптической силы.

Результаты расчета силы, действующей на кремниевую частицу диаметром 130 нм в исследуемой системе, показаны на рис. 1d. Здесь зазор между поверхностью волновода и частицей был положен равным $h = 30$ нм; рассчитанные значения нормированы на мощность излучения в фундаментальной моде поверхностной волны. В области магнитодипольного резонанса тангенциальная компонента силы достигает максимального значения в силу высокой эффективности рассеяния. При этом нормальная компонента меняет знак. В случае, если длина волны света составляет более 551 нм, частица притягивается к поверхности, а если лежит в диапазоне от 477 до 551 нм, то отталкивается от нее.

Рассмотрим теперь силы, действующие в исследуемой системе при использовании двух лазерных источников с длинами волн 532 и 638 нм. На

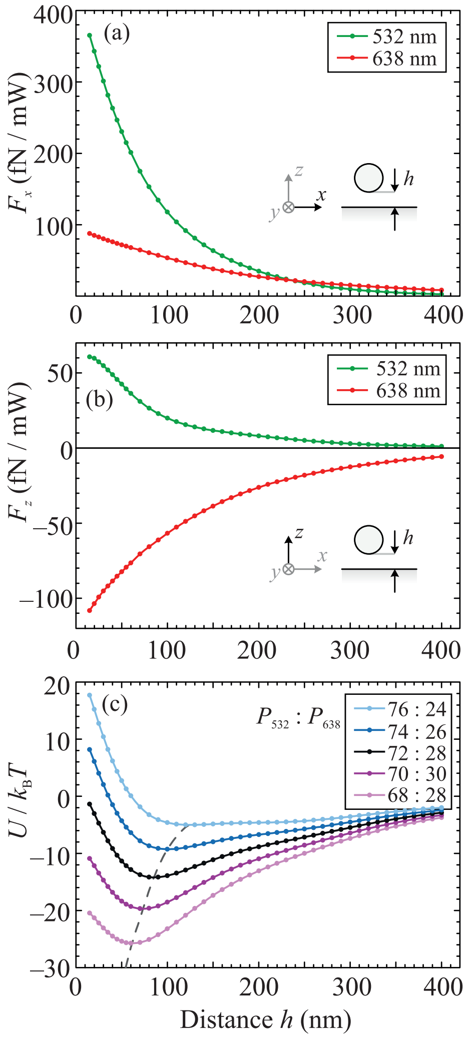

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a), (b) – Зависимость (a) тангенциальной и (b) нормальной компонент оптической силы, действующей на 130-нм кремниевую частицу в поле блоховской поверхностной волны, от зазора между поверхностью волновода и частицей h; значения силы показаны для длин волн в вакууме 532 и 638 нм и нормированы на мощность излучения в моде поверхностной волны. (c) – Потенциальная энергия 130-нм частицы в поле блоховских поверхностных волн двух цветов общей мощностью 100 мВт и различным отношением мощностей. Серой штриховой линией показана траектория смещения положения устойчивого равновесия

рисунке 2a, b показаны зависимости тангенциальной и нормальной компонент оптической силы от зазора между поверхностью волновода и частицей h, рассчитанные для 130-нм кремниевой сферы в поле поверхностной волны на выбранных длинах волн. С удалением от поверхности обе компоненты стремятся к нулю, причем это происходит быстрее в случае использования зеленого света. Тангенциальная компонента для обеих длин волн действует в направлении распространения поверхностной волны. Нормальная же компонента притягивает частицы к волноводу в случае красного света и отталкивает в случае зеленого.

При одновременном использовании излучения на двух частотах оптические силы суммируются, и в направлении, перпендикулярном поверхности, может формироваться положение устойчивого равновесия на конечном расстоянии от нее. На рисунке 2c показан профиль потенциальной энергии вдоль оси, перпендикулярной поверхности, полученный для исследуемой системы путем интегрирования нормальной компоненты оптической силы. Значения потенциальной энергии нормированы на величину $k_\mathrm{B}T$, где k_B – постоянная Больцманна, а $T = 298\,\mathrm{K}$ – комнатная температура. Суммарная мощность излучения зафиксирована и составляет $P_{532} + P_{638} = 100$ мВт, тогда как отношение мощностей $P_{532} : P_{638}$ варьируется. Вместе с этим меняется форма потенциала и смещается положение устойчивого равновесия. Так, при отношении мощностей 70 : 30 минимум потенциальной энергии соответствует величине зазора между поверхностью волновода и частицей $h = 73$ нм, а при отношении 74 : 26 – величине зазора $h = 100$ нм. Заметим, что вместе со смещением минимума энергии меняется жесткость и глубина потенциальной ямы. В оптическом управлении критерием стабильного захвата принято считать глубину потенциала порядка $10\,k_\mathrm{B}T$ и выше [2]. В приведенном примере это условие выполняется для профилей с минимумом энергии в диапазоне h от 60 до 100 нм. Использование бóльших мощностей позволит расширить этот диапазон.

Результаты, изложенные выше, получены для фиксированного диаметра частицы. С увеличением размера резонансы Ми смещаются в длинноволновую область спектра [22, 41]. На рисунке 3 показано, как нормальная компонента оптической силы зависит от диаметра частицы и длины волны излучения при фиксированном зазоре между поверхностью волновода и частицей $h = 30$ нм. С увеличением размера спектральные области отталкивания смещаются в сторону бóльших длин волн, а в видимом диапазоне начинают проявлять себя резонансы следующих порядков. Заметим, наконец, что спектральные свойства одномерных фотонных кристаллов определяются толщинами их слоев [42], что позволяет оптимизировать структуру для управления частицами тех или иных размеров с использованием доступных лазерных источников. Аналогичный подход может найти применения и в других системах, в том числе для

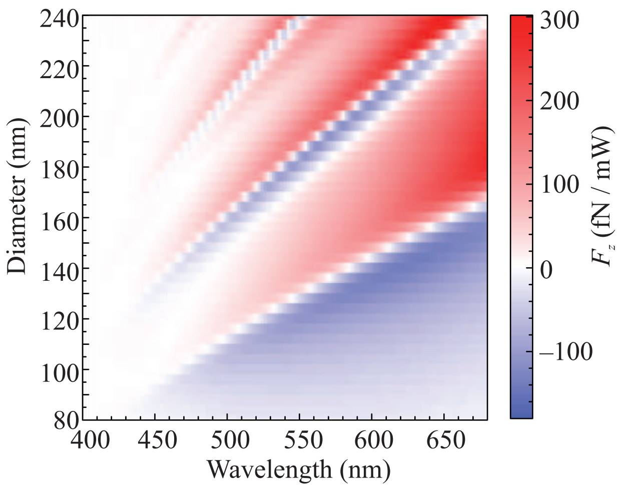

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость нормальной компоненты силы, действующей на кремниевую частицу в поле блоховской поверхностной волны, от длины волны света и диаметра частицы. Зазор между поверхностью волновода и частицей зафиксирован и составляет $h = 30$ нм; значения силы нормированы на мощность излучения в моде поверхностной волны

удержания ми-резонансных частиц вблизи стандартных канальных волноводов и оптических волокон.

Таким образом, оптические силы, действующие на субмикронные кремниевые частицы в поле блоховской поверхностной волны, могут как притягивать частицы к поверхности структуры, так и отталкивать их от нее, в зависимости от длины волны света и размера частицы. Используя излучение на двух оптических частотах, можно добиться локализации частицы на конечном расстоянии от поверхности, величина которого определяется отношением мощностей на используемых частотах. Предложенный метод может позволить минимизировать трение при перемещении частиц вдоль поверхности, а также исключить вероятность адгезии к структуре.

Авторы выражают благодарность за плодотворные дискуссии Станиславу Страупе и Кириллу Сафронову.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 21-72-00123.

---

1. D. Erickson, X. Serey, Y.-F. Chen, and S. Mandal, Lab Chip **11**, 995 (2011).
2. M. Daly, M. Sergides, and S. N. Chormaic, Laser Photonics Rev. **9**, 309 (2015).
3. K. Grujic, O. G. Hellesø, J. P. Hole, and J. S. Wilkinson, Opt. Express **13**, 1 (2005).
4. B. S. Schmidt, A. H. J. Yang, D. Erickson, and M. Lipson, Opt. Express **15**, 14322 (2007).
5. A. H. J. Yang, S. D. Moore, B. S. Schmidt, M. Klug, M. Lipson, and D. Erickson, Nature **457**, 71 (2009).
6. S. Mandal, X. Serey, and D. Erickson, Nano Lett. **10**, 99 (2010).
7. M. G. Scullion, Y. Arita, T. F. Krauss, and K. Dholakia, Optica **2**, 816 (2015).
8. S. Lin, E. Schonbrun, and K. Crozier, Nano Lett. **10**, 2408 (2010).
9. H. Cai and A. W. Poon, Opt. Lett. **35**, 2855 (2010).
10. L. Yu, E. Barakat, T. Sfez, L. Hvozdara, J. D. Francesco, and H. P. Herzig, Light Sci. Appl. **3**, e124 (2014).
11. Е. А. Безус, Л. Л. Досколович, Д. А. Быков, В. А. Сойфер, Письма в ЖЭТФ **99**, 67 (2014).
12. T. Kovalevich, D. Belharet, L. Robert, G. Ulliac, M.-S. Kim, H. P. Herzig, T. Grosjean, and M.-P. Bernal, Appl. Opt. **58**, 1757 (2019).
13. K. R. Safronov, D. N. Gulkin, I. M. Antropov, K. A. Abrashitova, V. O. Bessonov, and A. A. Fedyanin, ACS Nano **14**, 10428 (2020).
14. W. M. Robertson, J. Light. Technol. **17**, 2013 (1999).
15. D. A. Shilkin, E. V. Lyubin, I. V. Soboleva, and A. A. Fedyanin, Opt. Lett. **40**, 4883 (2015).
16. Y. Xiang, X. Tang, Y. Fu, F. Lu, Y. Kuai, C. Min, J. Chen, P. Wang, J. R. Lakowicz, X. Yuan, and D. Zhang, Nanoscale **12**, 1688 (2020).
17. F. Lu, L. Gong, Y. Kuai, X. Tang, Y. Xiang, P. Wang, and D. Zhang, Photonics Res. **10**, 14 (2022).
18. L. Shi, J. T. Harris, R. Fenollosa, I. Rodriguez, X. Lu, B. A. Korgel, and F. Meseguer, Nat. Commun. **4**, 1904 (2013).
19. W. Chaâbani, J. Proust, A. Movsesyan, J. Béal, A.-L. Baudrion, P.-M. Adam, A. Chehaidar, and J. Plain, ACS Nano **13**, 4199 (2019).
20. V. Valuckas, R. Paniagua-Domınguez, A. Maimaiti, P. P. Patra, S. K. Wong, R. Verre, M. Käll, and A. I. Kuznetsov, ACS Photonics **6**, 2141 (2019).
21. A. V. Maslov and V. N. Astratov, Appl. Phys. Lett. **105**, 121113 (2014).
22. D. A. Shilkin, E. V. Lyubin, M. R. Shcherbakov, M. Lapine, and A. A. Fedyanin, ACS Photonics **4**, 2312 (2017).
23. C. Zaza, I. L. Violi, J. Gargiulo, G. Chiarelli, L. Schumacher, J. Jakobi, J. Olmos-Trigo, E. Cortes, M. König, S. Barcikowski, S. Schlücker, J. J. Sáenz, S. A. Maier, and F. D. Stefani, ACS Photonics **6**, 815 (2019).
24. T. Yano, Y. Tsuchimoto, R. P. Zaccaria, A. Toma, A. Portela, and M. Hara, Opt. Express **25**, 431 (2017).
25. A. Andres-Arroyo, B. Gupta, F. Wang, J. J. Gooding, and P. J. Reece, Nano Lett. **16**, 1903 (2016).
26. P. Schein, P. Kang, D. O'Dell, and D. Erickson, Nano Lett. **15**, 1414 (2015).
27. A. V. Maslov, Opt. Lett. **42**, 3327 (2017).
28. A. V. Maslov, Ann. Phys. **532**, 2000129 (2020).

29. E. Bulgakov, K. Pichugin, and A. Sadreev, Phys. Rev. A **103**, L051501 (2021).
30. J. Chen, J. F.-C. Loo, D. Wang, Y. Zhang, S.-K. Kong, and H.-P. Ho, Adv. Opt. Mater. **8**, 1900829 (2020).
31. A. H. Barnett, S. P. Smith, M. Olshanii, K. S. Johnson, A. W. Adams, and M. Prentiss, Phys. Rev. A **61**, 023608 (2000).
32. F. Le Kien, V. I. Balykin, and K. Hakuta, Phys. Rev. A **70**, 063403 (2004).
33. E. Vetsch, D. Reitz, G. Sagué, R. Schmidt, S. T. Dawkins, and A. Rauschenbeutel, Phys. Rev. Lett. **104**, 203603 (2010).
34. A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in crystals*, Wiley, N.Y. (1984).
35. K. A. Abrashitova, D. N. Gulkin, K. R. Safronov, N. G. Kokareva, I. M. Antropov, V. O. Bessonov, and A. A. Fedyanin, Appl. Sci. **8**, 63 (2018).
36. D. J. Segelstein, *The complex refractive index of water, Master Thesis,* University of Missouri–Kansas City (1981).
37. M. A. Green, Sol. Energy Mater. Sol. Cells **92**, 1305 (2008).
38. L. V. Rodríguez-de Marcos, J. I. Larruquert, J. A. Méndez, and J. A. Aznárez, Opt. Mater. Express **6**, 3622 (2016).
39. M. Nieto-Vesperinas, R. Gomez-Medina, and J. J. Saenz, J. Opt. Soc. Am. A **28**, 54 (2011).
40. L. Shi and F. Meseguer, Opt. Express **20**, 22616 (2012).
41. A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, A. Seidel, B. S. Luk'yanchuk, and B. N. Chichkov, Phys. Rev. B **82**, 045404 (2010).
42. К. Р. Сафронов, В. О. Бессонов, А. А. Федянин, Письма в ЖЭТФ **114**, 360 (2021).