

# Резонансы эффекта Фарадея в наноструктурированных пленках феррита-граната<sup>1)</sup>

А. А. Воронов<sup>a,b,2)</sup>, Д. О. Игнатъева<sup>a,b,c</sup>, Д. Карки<sup>d,3)</sup>, М. А. Кожаев<sup>b,c,e</sup>, А. Н. Калиш<sup>a,b</sup>, М. Леви<sup>d,3)</sup>,  
В. И. Белотелов<sup>a,b,c</sup>

<sup>a</sup> Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>b</sup> Российский квантовый центр, 143025 Москва, Россия

<sup>c</sup> Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия

<sup>d</sup> Michigan Technological University, 49931-1295, Michigan, USA

<sup>e</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 октября 2020 г.

После переработки 29 октября 2020 г.

Принята к публикации 2 ноября 2020 г.

Магнитные наноструктуры позволяют многократно усиливать магнитооптические эффекты за счет возбуждения оптических резонансов. В данной работе предложен новый тип магнитной структуры, представляющую собой двумерную полностью диэлектрическую решетку из висмут-замещенного феррита-граната. Проведено аналитическое описание усиления эффекта Фарадея в такой структуре за счет возбуждения волноводных мод и выявлены условия резонансного усиления эффекта. Впервые экспериментально продемонстрировано резонансное усиление эффекта Фарадея в полностью диэлектрических магнитных наноструктурах.

DOI: 10.31857/S1234567820230081

Магнитооптический эффект Фарадея находит широкое практическое применение, например, для создания сверхчувствительных сенсоров магнитного поля [1, 2], а также в устройствах оптической изоляции и контроля поляризации света [3].

Величина эффекта Фарадея в общем случае пропорциональна толщине материала [4, 5]. Однако специально изготовленные наноструктурированные среды позволяют добиться значительного усиления магнитооптических эффектов за счет увеличения эффективности взаимодействия электромагнитного поля со средой посредством возбуждения различных типов оптических мод. Таким образом, наноструктуры позволяют добиться высоких значений углов поворота плоскости поляризации при меньшей толщине в сравнении с гладкими структурами.

В качестве таких структур могут быть использованы плазмонные металл-диэлектрические структуры [6], которые представляют собой систему периодически протравленных щелей или отверстий, обра-

зующих дифракционную решетку. С помощью этой решетки происходит возбуждение бегущих поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), которые и приводят к значительному усилению эффекта Фарадея. Например, в работах [7] было продемонстрировано, что возбуждение ППП в структуре, состоящей из золотой решетки и слоя висмут-замещенного феррита-граната, приводит к резонансному усилению магнитооптического эффекта Фарадея. Показано также, что система золотых наночастиц со специальными параметрами, находящаяся на гладкой поверхности магнитного материала способна возбудить локализованные ППП. Этот метод также позволяет добиться высоких резонансных значений эффекта Фарадея [8–10]. Но наличие металлических составляющих в подобных структурах неизбежно ведет к появлению значительных диссипативных потерь, а значит, ухудшению добротности резонансов и уменьшению пропускания, что является главным недостатком подобных структур.

В последнее время большой интерес представляют полностью диэлектрические структуры, в которых диссипативные потери малы. В работах [11–16] показано, что переход к полностью диэлектрическим структурам приводит к значительному увеличению

<sup>1)</sup> См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала [www.jetpletters.ac.ru](http://www.jetpletters.ac.ru).

<sup>2)</sup> e-mail: andrey.a.voronov@gmail.com

<sup>3)</sup> D. Karki, M. Levy.

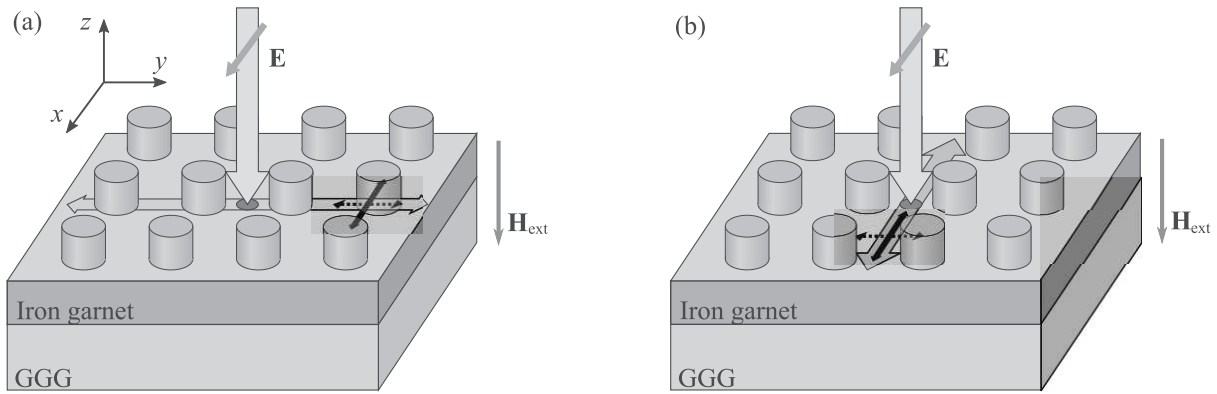


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение процесса возбуждения квази-ТЕ- (а) и квази-ТМ-моды (б). Черная сплошная стрелка показывает исходную поляризацию моды, а штрих-пунктирная – квази-добавки, которые появляются при приложении внешнего магнитного поля. Направление  $E$  показывает поляризацию падающего света

наблюдаемых оптических эффектов и увеличению добротности оптических резонансов. В частности, теоретически предсказана возможность увеличения магнитооптического эффекта Фарадея в таких наноструктурах [12, 13].

В данной работе изучаются особенности резонансов эффекта Фарадея в полностью диэлектрической структуре, которая представляет собой двумерную решетку, изготовленную методом электронно-лучевой литографии и последующего ионного травления гладкого слоя висмут-замещенного феррита-граната толщиной 300 нм, выращенного на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) методом жидкофазной эпитаксии. Травление произведено таким образом, чтобы создать двумерный массив наноцилиндров с периодом  $P = 390$  нм и высотой  $h_1 = 225$  нм. Под массивом был оставлен гладкий слой феррита-граната толщиной  $h_2 = 75$  нм, а диаметр получившихся наноцилиндров  $D = 200$  нм.

Выбор феррита-граната обусловлен высокой прозрачностью и большими значениями удельного фарадеевского вращения в видимом и ближнем ИК диапазонах, а введение ионов висмута в эту структуру обеспечивает резкое усиление магнитооптической активности [17].

Данная структура способна эффективно возбуждать ТМ-поляризованные ( $E_x$ ,  $H_y$  и  $E_z$ ) и ТЕ-поляризованные ( $E_x$ ,  $H_y$  и  $H_z$ ) волноводные моды за счет дифракции на решетке наноцилиндров падающего света, поляризованного вдоль оси  $Ox$  (рис. 1). Аналитическое описание резонансов, связанных с возбуждением волноводных мод, может быть проведено в приближении пустой решетки [18]: для описания оптического и магнитооптического отклика наноструктурированная пленка феррита-граната заме-

няется на гладкий слой с эффективным показателем преломления, а наличие решетки влияет исключительно на условия возбуждения мод. Соотношение фазового синхронизма, определяющее длину волны падающего света, на которой происходит возбуждение волноводной моды, в зависимости от периода наноструктуры [16], в случае нормального падения имеет вид:

$$\lambda = \frac{n_{wg} P}{\sqrt{l_x^2 + l_y^2}}, \quad (1)$$

где  $l_x$  и  $l_y$  – порядки дифракции,  $P$  – период расположения массива наноцилиндров,  $n_{wg}$  – показатель преломления волноводной моды. Схематически процесс возбуждения представлен на рис. 1.

Волновое число моды  $n_{wg}$  может быть рассчитано исходя из соотношения [19]:

$$\frac{2\pi}{\lambda} h_{eff} = \frac{1}{\sqrt{n_{eff}^2 - n_{wg}^2}} \left( \pi N + \arctg \left( \frac{n_{eff}}{n_1} \right)^\Sigma \times \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{n_{wg}^2 - n_1^2}{n_{eff}^2 - n_{wg}^2}} + \arctg \left( \frac{n_{eff}}{n_3} \right)^\Sigma \sqrt{\frac{n_{wg}^2 - n_3^2}{n_{eff}^2 - n_{wg}^2}} \right), \quad (2)$$

где  $\Sigma = 0$  для ТЕ-мод,  $\Sigma = 2$  для ТМ-мод,  $n_j$  – соответствующий показатель преломления:  $j = 1$  – воздуха ( $n_1 = 1$ ),  $j = 3$  – ГГГ ( $n_3 = 1.95$ ),  $n_{eff}$  – эффективный показатель преломления волноводного слоя, в силу преимущественной локализации излучения в феррит-гранатовой пленке, близкий по значению к показателю преломления феррита-граната ( $n_{eff} = 2.5$ ,  $n_{BiG} = 2.7$  на длине волны 800 нм [16]), а  $h_{eff}$  – эффективное значение толщины волноводного слоя, которое может быть в нулевом приближении рассчитано как усредненная по периоду высота гранатовой решетки, и составляет  $h_{eff} = 225$  нм. В соот-

ветствии с формулой (2), в исследуемой наноструктуре падающим светом могут возбуждаться только волноводные моды нулевого порядка ( $N = 0$ ) – ТМ<sub>0</sub> и ТЕ<sub>0</sub>.

При приложении внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости решетки (поляризация или конфигурация Фарадея) происходит изменение поляризации собственных мод структуры: все шесть компонент электромагнитного поля и для ТМ- и для ТЕ-мод становятся отличны от нуля. Такие моды уже не будут обладать четко выраженной поляризацией, поэтому далее они будут обозначаться терминами “квази-ТЕ-моды” и “квази-ТМ-моды”, в соответствии с основными компонентами в немагнитном случае. При нулевой намагниченности структуры у квази-ТЕ-моды исчезают ТМ-компоненты  $H_x$ ,  $E_y$  и  $E_z$ , а у квази-ТМ-моды пропадают ТЕ-компоненты  $H_x$ ,  $E_y$  и  $H_z$ .

Поскольку в видимом диапазоне величина коэффициента гирации  $g$  в ферритах-гранатах обычно мала по сравнению с диэлектрической проницаемостью:  $g \sim 10^{-3} \dots 10^{-2} \ll \varepsilon \sim 7.3$ , для аналитического описания может быть применено линейное по  $g$  приближение. В этом случае величина ортогональных к основной поляризации моды добавок пропорциональна коэффициенту гирации (см. дополнительный материал):

$$\begin{aligned} & \text{для квази-ТМ-мод:} \\ E_y^{\text{ТМ}}(x, z) &= gK(n_{\text{wg}}, z)H_y^{\text{ТМ}}(x, z), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \text{для квази-ТЕ-мод:} \\ H_x^{\text{ТЕ}}(x, z) &= gL(n_{\text{wg}}, z)E_x^{\text{ТЕ}}(x, z). \end{aligned} \quad (4)$$

При этом основные компоненты ( $E_x$ ,  $H_y$  и  $E_z$  для квази-ТМ-мод и  $E_x$ ,  $H_y$  и  $H_z$  для квази-ТЕ-мод) содержат лишь квадратичные по намагниченности слагаемые, т.е. в линейном приближении остаются неизменными.

Появление этих ненулевых ортогональных добавок ведет к повороту плоскости поляризации квази-волноводных мод. Отметим две важные особенности формул (3), (4), которые, как будет показано ниже, проявляются в спектрах вращения Фарадея. Во-первых, коэффициенты  $K$  и  $L$  имеют величину одного порядка, следовательно, поляризационные изменения модовых свойств под воздействием намагниченности могут наблюдаться как в  $p$ , так и в  $s$  поляризации падающего света. Во-вторых,  $K$  и  $L$  имеют разные знаки (см. дополнительный материал). Это приводит к тому, что резонансы квази-ТМ- и квази-ТЕ-мод проявляют себя противоположным образом

для выбранной поляризации падающего света [20]. Описанное изменение поляризации в ближнем поле является причиной резонансного усиления эффекта Фарадея, наблюдаемого при прохождении излучения через структуру.

Рассмотрим процесс резонансного поворота поляризации аналитически. Пусть на структуру нормально падает электромагнитная волна частоты  $\omega$ , поляризованная линейно с вектором  $\mathbf{E}$  вдоль оси  $Ox$  или  $Oy$ . В 2D решетке при нормальном падении такого линейно поляризованного излучения возможно возбуждение мод, распространяющихся в двух перпендикулярных направлениях, с  $l_x = 1, l_y = 0$  или  $l_x = 0, l_y = 1$  соответственно.

Для определенности проведем исследование волны, поляризованной вдоль оси  $Ox$  (ортогональная поляризация в силу симметрии структуры должна обладать теми же особенностями). Такая поляризация может возбуждать моды ТМ-типа с  $l_x = 1, l_y = 0$ , и ТЕ-типа  $l_x = 0, l_y = 1$ . В этом случае амплитуды соответствующих компонент в дальнем поле описываются соотношениями:

$$\begin{aligned} A_x(\omega) &= \mathcal{O}(1) + \left[ \frac{\mathcal{O}(1)}{\omega - \omega_{\text{ТМ}}} \right] + \left[ \frac{\mathcal{O}(1)}{\omega - \omega_{\text{ТЕ}}} \right], \\ A_y(\omega) &= \mathcal{O}(g) + \left[ \frac{\mathcal{O}(g)}{\omega - \omega_{\text{ТМ}}} \right] + \left[ \frac{\mathcal{O}(g)}{\omega - \omega_{\text{ТЕ}}} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где в терминологии математического формализма  $\mathcal{O}(g)$  (о-большое) – линейная по  $g$  величина,  $\mathcal{O}(1)$  – величина, не зависящая от  $g$ . Величинами, имеющими второй и более высокий порядок по  $g$ , можно пренебречь в виду малости  $g$ . Таким образом, амплитуда  $y$ -компонент в дальнем поле отлична от нуля и имеет резонансные особенности, значит, следует ожидать резонансные особенности и в спектре угла Фарадея. Вид формулы (5) говорит, что в спектре света, поляризованного вдоль оси  $Ox$ , будут наблюдаться два резонанса в отражении или пропускании, соответствующие ТМ- и ТЕ-модам, вне зависимости от намагниченности структуры. Эта особенность является важным отличием структуры с двумерной периодичностью от структуры с одномерной периодичностью. В последнем случае возбуждение ТЕ-мод при нормальном падении  $Ox$ -поляризованного излучения было бы невозможно, и, соответственно, спектры имели бы только одну резонансную особенность.

Таким образом, резонансы в спектре пропускания имеют лоренцевскую форму:

$$T = T_0 - \frac{C_{\text{ТМ}}}{\varepsilon_{\text{ТМ}}^2 + 1} - \frac{C_{\text{ТЕ}}}{\varepsilon_{\text{ТЕ}}^2 + 1}, \quad (6)$$

где  $T_0$  – коэффициент пропускания гранатовой пленки без учета возбуждения мод,  $C_{\text{ТМ}}$  и  $C_{\text{ТЕ}}$  – ампли-

туда резонансов в пропускании при возбуждении волноводных мод,  $\epsilon = (\lambda - \lambda_i) / \Delta\lambda_i$  – относительная отстройка от резонанса, связанного с возбуждением моды на длине волны  $\lambda_i$ , где  $\Delta\lambda_i$  – ширина соответствующего резонанса,  $i = \text{TM}, \text{TE}$ .

Экспериментальные данные, представленные на рис. 2, хорошо описываются аналитической зависи-

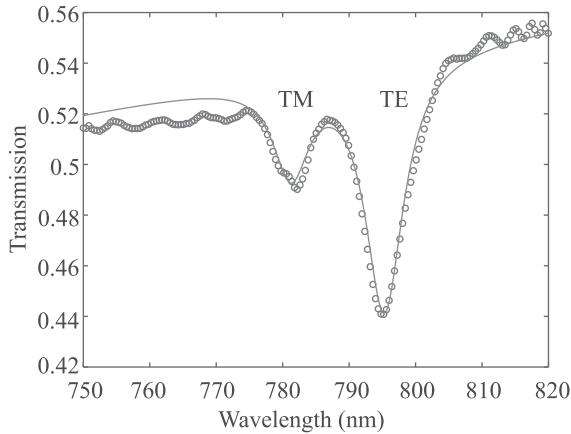


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр коэффициента пропускания двумерной полностью диэлектрической структуры: точечный график – экспериментальные данные; сплошная линия – теоретическая аппроксимация. Падение света нормальное, исследовалась *Ox*-поляризация

мостью (6) со следующими числовыми параметрами:  $\lambda_{\text{TM}} = 781.25 \text{ нм}$ ,  $\Delta\lambda_{\text{TM}} = 3.3 \text{ нм}$ ,  $C_{\text{TM}} = 0.038$ ;  $\lambda_{\text{TE}} = 795.3 \text{ нм}$ ,  $\Delta\lambda_{\text{TE}} = 3.5 \text{ нм}$ ,  $C_{\text{TE}} = 0.1$ . Различие между эффективностью возбуждения TM- и TE-мод, т.е. между коэффициентами  $C_{\text{TM}}$  и  $C_{\text{TE}}$ , обусловлено неравенством френелевских коэффициентов отражения для р- и s-поляризованного излучения, а положение резонансов хорошо соотносится с теоретическими расчетами по формуле (2).

Резонансы в спектре Фарадея при этом имеют форму с ассиметричным профилем типа Фано [21], что является типичной картиной для процесса, имеющего нерезонансный вклад – вращение поляризации пленкой феррита-граната, и резонансный вклад – вращение поляризации за счет возбуждения и поворота поляризации моды. На рисунке 3 представлена зависимость относительного усиления эффекта Фарадея в решетке от длины волны, определяемого в соответствии с формулой:

$$\Phi_{\text{rel}} = \frac{\Phi_{\text{gr}} - \phi_{\text{sp}} h_{\text{eff}}}{\phi_{\text{sp}} h_{\text{eff}}}, \quad (7)$$

где  $\Phi_{\text{gr}}$  – экспериментально измеренный спектр эффекта Фарадея в двумерной полностью-диэлектрической структуре,  $\phi_{\text{sp}}$  – удельное вращение

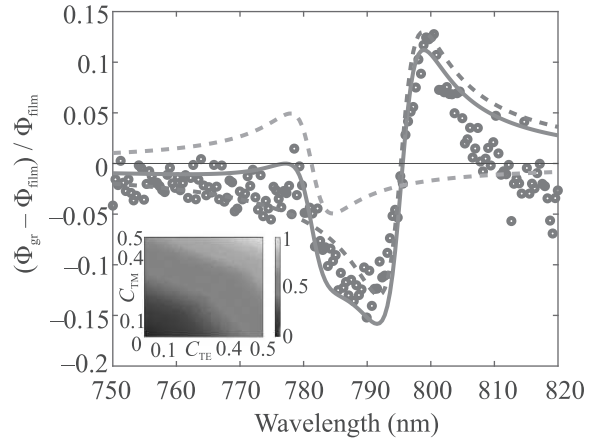


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр относительного усиления эффекта Фарадея: точки – экспериментальные данные; сплошная линия – теоретическая аппроксимация по формуле (8); пунктирными линиями показаны отдельно вклады от резонанса TM (зеленая кривая) и TE (розовая кривая) мод. Вставка показывает зависимость относительного усиления от глубины резонансов  $C_{\text{TE}}$  и  $C_{\text{TM}}$ . Падение света нормальное, исследовалась *Ox*-поляризация

плоскости поляризации в гладкой пленке феррита-граната. Усиление вращения поворота плоскости поляризации падающего *Ox*-поляризованного света в конфигурации Фарадея, определяемого как  $\Phi = \text{Re}(\tan^{-1}(E_y/E_x))$ , в соответствии с формулами (5) и (6) может быть записан в следующем виде:

$$\Phi_{\text{rel}} = \text{Re} \left( \frac{f_{\text{TM}} C_{\text{TM}}}{\epsilon_{\text{TM}} + i} + \frac{f_{\text{TE}} C_{\text{TE}}}{\epsilon_{\text{TE}} + i} \right), \quad (8)$$

где коэффициенты  $f_{\text{TM}}$  и  $f_{\text{TE}}$  пропорциональны вращению поляризации соответствующей моды, определяемому  $K$  и  $L$  из формул (3), (4), а остальные коэффициенты определяются спектральными характеристиками оптических резонансов (формула (6)). Полученные экспериментально спектры эффекта Фарадея (рис. 3) в двумерной полностью-диэлектрической структуре соответствуют проведенному анализу в области возбуждения волноводных мод.

Волноводные моды TM- и TE-типов, возбуждаемые в данной структуре, имеют близкую дисперсию, что приводит к некоторым особенностям в спектре эффекта Фарадея. В частности, из-за этого происходит взаимодействие этих резонансов и их частичное наложение друг на друга. Поэтому на рис. 3 наблюдается только один резонанс с ассиметричным профилем Фано (8), а не два, как должно было быть, если бы они находились на большем спектральном расстоянии друг от друга. Аналитическое описание в данном случае производилось с применением тех же

параметров, что и для резонансов в спектре коэффициента пропускания. Стоит также обратить внимание, что по отдельности данные моды вносят противоположный по величине вклад в усиление эффекта Фарадея, что аналитически объясняется различием знаков для коэффициентов  $K$  и  $L$  [20].

Проведенное исследование резонансных особенностей эффекта Фарадея в двумерных структурах позволяет говорить о возможностях его дальнейшего усиления. Параметры изготовленной структуры обеспечили глубину резонансов пропускания 10 и 3.8 % соответственно, поэтому итоговое усиление составило только 15 %. Однако ранее в работе [22] было показано, что вариация геометрических параметров структуры может обеспечить значительно более глубокие резонансы, вплоть до 100 %, так как в структуре практически отсутствуют потери. В соответствии с теоретическими расчетами по формуле (8) (вставка на рис. 3) и полученными экспериментальными данными, увеличение конверсии падающего излучения в волноводные моды и соответствующий рост коэффициентов  $C_{TE}$  и  $C_{TM}$  всего в 4 раза позволит обеспечить усиление эффекта Фарадея на 100 % по сравнению с гладкой пленкой.

Таким образом, в работе исследованы резонансные особенности эффекта Фарадея в двумерных полностью диэлектрических решетках из наноструктурированного феррита-граната. Теоретически и экспериментально показано, что за счет возбуждения волноводных мод в данной структуре, резонансы эффекта Фарадея имеют асимметричный профиль Фано. Дальнейшая оптимизация структуры и увеличение эффективности возбуждения квазиволноводных мод (например, при изменении параметров наноструктурирования) позволит значительно усилить эффект Фарадея, что имеет хорошую практическую перспективу, например, для создания магнитооптических изоляторов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, мегагрант # 075-15-2019-1934.

1. L. Sun, S. Jiang, and J. R. Marciante, *Opt. Express* **18**, 5407 (2010).
2. G. Frosio and R. Dandliker, *Appl. Opt.* **33**, 6111 (1994).

3. M. Levy, *J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 1300 (2002).
4. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern magnetooptics and magneto-optical materials*, CRC Press, Boca Raton (1997), p. 17.
5. Z. Chen, Y. Hang, L. Yang, J. Wang, X. Wang, P. Zhang, J. Hong, C. Shi, and Y. Wang, *Mater. Lett.* **145**, 171 (2015).
6. B. Fan, M. E. Nasir, L. H. Nicholls, A. V. Zayats, and V. A. Podolskiy, *Adv. Opt. Mater.* **7**, 1801420 (2019).
7. J. Y. Chin, T. Steinle, T. Wehlius, D. Dregely, T. Weiss, V. I. Belotelov, B. Stritzker, and H. Giessen, *Nat. Commun.* **4**, 1599 (2013).
8. H. Uchida, Y. Masuda, R. Fujikawa, A. V. Baryshev, and M. Inoue, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 843 (2009).
9. G. X. Du, T. Mori, M. Suzuki, S. Saito, H. Fukuda, and M. Takahashi, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 081915 (2010).
10. H. Uchida, Y. Mizutani, Y. Nakai, A. A. Fedyanin, and M. Inoue, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 064014 (2011).
11. I. S. Maksymov, *Nanomaterials* **5**, 577 (2015).
12. E. Gamet, B. Varghese, I. Verrier, and F. Royer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 495105 (2017).
13. A. Christofi, Y. Kawaguchi, A. Alu, and A. B. Khanikaev, *Opt. Lett.* **43**, 1838 (2018).
14. O. V. Borovkova, D. O. Ignatyeva, S. K. Sekatskii, A. Karabchevsky, and V. I. Belotelov, *Photonics Research* **8**, 57 (2020).
15. A. A. Voronov, D. Karki, D. O. Ignatyeva, M. A. Kozhaev, M. Levy, and V. I. Belotelov, *Opt. Express* **28**, 17988 (2020).
16. D. O. Ignatyeva, D. Karki, A. A. Voronov, M. A. Kozhaev, D. M. Krichevsky, M. Levy, and V. I. Belotelov, *Nat. Commun.* **11**, 5487 (2020), принята к публикации.
17. A. R. Prokorov, P. M. Vetoshko, A. G. Shumilov, A. N. Shaposhnikov, A. N. Kuz'michev, N. N. Koshlyakova, V. N. Berzhansky, A. K. Zvezdin, and V. I. Belotelov, *J. Alloys Compd.* **671**, 403 (2016).
18. Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, *УФН* **179**, 1027 (2009).
19. M. J. Adams, *An introduction to optical waveguides*, Wiley, N.Y. (1981), p. 14.
20. A. N. Kalish, D. O. Ignatyeva, V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, I. A. Akimov, A. V. Gopal, M. Bayer, and A. P. Sukhorukov, *Laser Phys.* **24**, 094006 (2014).
21. U. Fano, *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).
22. S. S. Wang and R. Magnusson, *Appl. Opt.* **32**, 2606 (1993).