

Генерация магнитоиндуцированной второй гармоники в магнитофотонных микрорезонаторах на основе феррит-гранатов

А. А. Федянин, Т. Ешида^{*1)}, К. Нишимура^{*1)}, Г. Маровский^{†1)}, М. Иноуэ^{*1)}, О. А. Акципетров²⁾

Московский государственный университет, 119992 Москва, Россия

^{*} Toyohashi University of Technology, 441-8580 Toyohashi, Japan

[†] Laser-Laboratorium Göttingen, D-37077 Göttingen, Germany

Поступила в редакцию 25 сентября 2002 г.

Наблюдалась генерация магнитоиндуцированной второй гармоники в магнитофотонных микрорезонаторах, состоящих из микрорезонаторного ферромагнитного слоя железиттриевого граната, окруженного немагнитными фотонными кристаллами – брэгговскими зеркалами. При резонансе излучения накачки с микрорезонаторной модой в геометрии полярного магнитооптического эффекта Керра вращение плоскости поляризации волны второй гармоники составляет порядка $(18.5 \pm 0.5)^\circ/\mu\text{м}$ для излучения накачки длиной волны 825 нм.

PACS: 42.65.Ky, 42.70.Qs, 75.75.+a

Генерация магнитоиндуцированной оптической второй гармоники (ВГ) – одно из фундаментальных явлений нелинейной магнитооптики, связанное с участием спиновой подсистемы и спин-орбитального взаимодействия в формировании электронного квадратичного нелинейно-оптического отклика магнетиков [1]. На ее основе развит эффективный метод исследования свойств магнитных поверхностей и тонких пленок [2]. Чувствительность этого метода обусловлена симметричным запретом на генерацию магнитоиндуцированной ВГ в объеме centrosymmetric сред, которыми являются многие важные магнитные материалы. Магнитоиндуцированные изменения параметров излучения ВГ – амплитуды (интенсивности), поляризации и фазы, во многих экспериментальных ситуациях оказываются на несколько порядков больше, чем в магнитооптическом эффекте Керра и эффекте Фарадея. Со времени первого обнаружения явления генерации магнитоиндуцированной ВГ в пленках ферритов-гранатов [3] вслед за теоретическим предсказанием, сделанным в работе [4], магнитоиндуцированная ВГ интенсивно исследовалась на поверхностях и в тонких пленках металлов [5–8], а также в тонких пленках магнитных диэлектриков, прежде всего железиттриевых гранатов [9, 10]. В последние годы особое внимание уделялось исследованию особенностей генерации магнитоиндуцированной ВГ в магнитных наночастицах [2, 11, 12].

Развитые в последние годы методики изготовления структур с искусственной запрещенной фотонной зоной – фотонных кристаллов и микрорезонаторов (МР) [13], позволили исследовать особенности нелинейно-оптических явлений, связанные со спецификой распространения света в таких микроструктурах [14]. Например, в случае МР пространственная локализация резонансного электромагнитного излучения в окрестности микрорезонаторного слоя приводит к одновременному многократному усилению генерации оптических гармоник, экспериментально обнаруженному недавно в микрорезонаторах на основе пористого кремния для случая второй и третьей гармоник [15, 16]. Особый интерес представляет исследование нелинейно-оптических явлений в магнитных микроструктурах с запрещенной фотонной зоной из-за ожидаемого усиления их магнитоиндуцированного отклика. Однако технологии выращивания таких объектов были развиты лишь в последние годы [17, 18].

В данной работе экспериментально исследованы эффекты усиления генерации магнитоиндуцированной второй гармоники в магнитных микрорезонаторах на основе фотонных кристаллов. Высокая добротность немагнитных брэгговских зеркал, выращенных из слоев оксида кремния и оксида тантала, приводит к сильной локализации электромагнитного поля в ферромагнитном микрорезонаторном слое железиттриевого граната и обуславливает усиление генерации магнитоиндуцированной ВГ, которое проявляется в многократном усилении магнитоиндуцированного вращения плоскости поляризации излучения ВГ.

¹⁾ e-mail: aktsip@shg.ru

²⁾ T. Yoshida, K. Nishimura, G. Marowsky, M. Inoue.

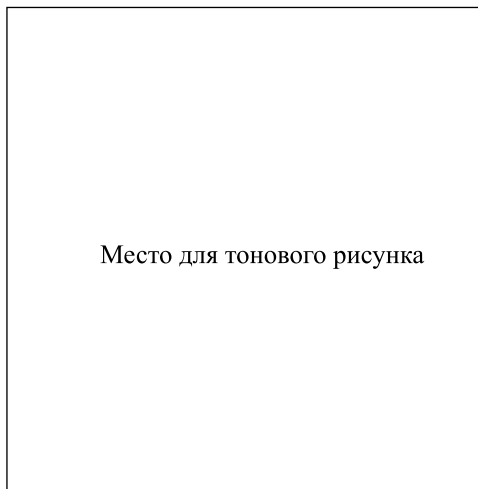


Рис.1. Изображение торца магнитофотонного микрорезонатора, полученное в электронном микроскопе

Образцы магнитофотонных МР состояли из полуволнового слоя поликристаллического железиттриевого граната, допированного висмутом (Bi:YIG), толщиной 190 нм, окруженного двумя брэгговскими зеркалами, состоящими из 5 пар чередующихся четвертьволновых слоев SiO_2 и Ta_2O_5 толщиной 135 нм и 95 нм, соответственно. Ожидаемое спектральное положение микрорезонаторной моды выращенного МР – около 850 нм при нормальном падении, а центр запрещенной фотонной зоны – около 780 нм при спектральной ширине зоны порядка 200 нм. При изготовлении МР сначала на подложке плавленного кварца методом магнетронного распыления выращивался фотонный кристалл $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$. Затем напылялась пленка Bi:YIG. Отжиг при температуре 725 °С в течение 10 мин приводил к образованию поликристаллического ферромагнитного гранатового слоя. На последней стадии на микрорезонаторный слой граната напылялся верхний фотонный кристалл. Изображение структуры выращенного магнитофотонного МР, полученное в электронном микроскопе, представлено на рис.1 и демонстрирует высокую однородность слоев, составляющих МР, а также четкие границы раздела между слоями.

Эксперименты по спектроскопии магнитоиндуцированной ВГ проводились с использованием линейно-поляризованного излучения параметрического генератора света с длительностью импульса около 4 нс и энергией в импульсе около 5 мДж. Длина волны излучения накачки перестраивалась в диапазоне от 750 нм до 950 нм. Поляризация излучения накачки изменялась ромбом Френеля и контролировалась призмой Глана. Поляризация отраженного излуче-

ния ВГ контролировалась второй призмой Глана. Насыщающее магнитное поле с напряженностью порядка 2 кЭ прикладывалось в геометрии полярного магнитооптического эффекта Керра с помощью постоянного магнита из NdFeB. Излучение магнитоиндуцированной ВГ выделялось набором стеклянных фильтров BG39 и детектировалось фотоэлектронным умножителем. Угол падения излучения накачки на образец составлял 30°.

На рис.2 представлены спектры коэффициентов линейного отражения R_s и R_p от магнитного МР s - и p -поляризованных излучений в спектральной окрест-

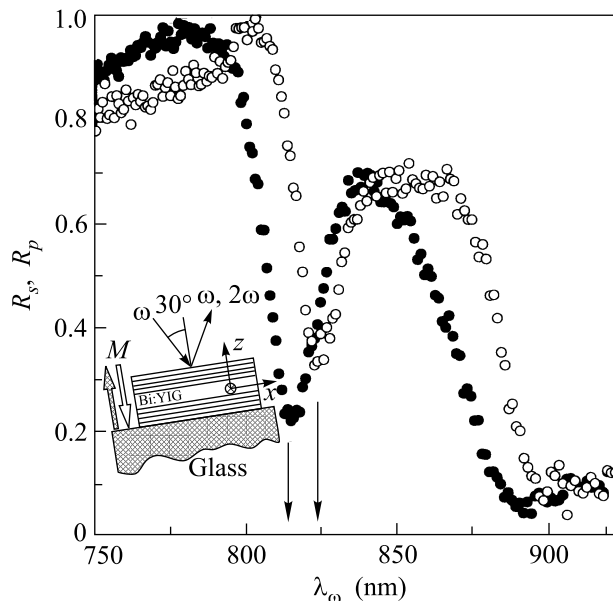


Рис.2. Спектр коэффициентов линейного отражения s - и p -поляризованных волн излучения накачки (светлые и темные кружки, соответственно), измеренные при угле падения 30°. Стрелки указывают спектральные положения микрорезонаторной моды для этих поляризаций. Вставка – схематическое изображение геометрии эксперимента, наложения магнитного поля и системы координат, связанной с микрорезонаторным слоем

ности микрорезонаторной моды. Для длин волн, меньших чем 900 нм, оба спектра демонстрируют высокое отражение, соответствующее запрещенной фотонной зоне. Провал в спектре отражения при $\lambda_\omega \simeq 823$ нм и $\lambda_\omega \simeq 813$ нм для s - и p -поляризаций, соответственно, указывает спектральное положение моды МР для выбранной поляризации. Излучение накачки с этими длинами волн эффективно проникает в МР и из-за многолучевой интерференции локализуется в окрестности микрорезонаторного слоя. Спектральное расщепление положения моды обусловлено, по-видимому, анизотропией диэлектрической прони-

цаемости слоя Bi:YIG , поскольку p -поляризованное излучение накачки, в отличие от s -поляризованного является суперпозицией тангенциальной и нормальной компонент электромагнитного поля.

На рис.3 представлен спектр интенсивности p -поляризованной ВГ, генерируемой излучением накачки, поляризованным под 45° по отношению к s - и

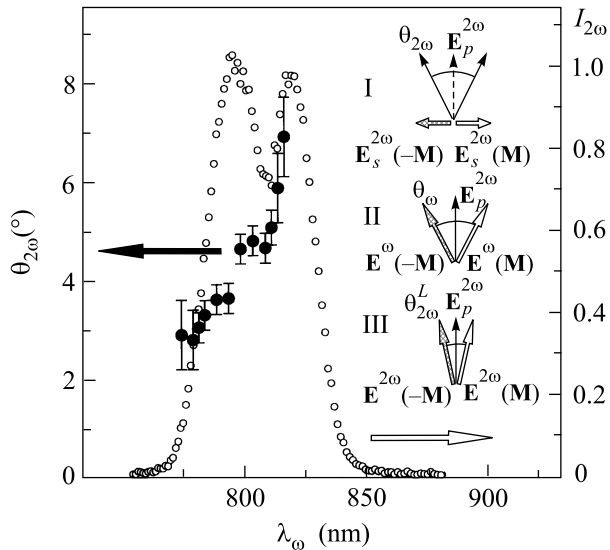


Рис.3. Темные кружки – спектральная зависимость угла магнитоиндуцированного поворота $\theta_{2\omega}$ плоскости поляризации волны ВГ, генерируемой p -поляризованной волной накачки, при смене направления насыщающего магнитного поля. Светлые кружки – спектральная зависимость интенсивности $I_{2\omega}$ p -поляризованной волны ВГ, генерируемой излучением накачки смешанной поляризации (в относительных единицах). Вставки – схематические изображения механизмов магнитоиндуцированного поворота плоскости поляризации волны ВГ: I – генерация магнитоиндуцированной s -поляризованной ВГ $E_s^{2\omega}$ на магнитной компоненте квадратичной восприимчивости $\chi_{yxz}^{(2),M}$, II – керровское вращение плоскости поляризации накачки E_p^ω и III – керровское вращение плоскости поляризации волны ВГ $E_p^{2\omega}$

p -поляризованным волнам. Спектральная зависимость имеет два отчетливых пика при $\lambda_\omega \simeq 826$ нм и $\lambda_\omega \simeq 810$ нм, близких к положениям МР моды для s - и p -компонент поля накачки. Такое резонансное усиление ВГ обусловлено эффектом попеременной локализации s - и p -компонент излучения накачки внутри микрорезонаторного слоя. Исчезающе малые значения интенсивности ВГ при длинах волн накачки в спектральной окрестности края запрещенной фотонной зоны, где выполняются условия фазового синхронизма для генерации ВГ в фотоннокристаллических

зеркала, указывают на отсутствие вклада от брэгговских зеркал в наблюдаемый сигнал ВГ. Интенсивность s -поляризованной ВГ в отсутствие внешнего магнитного поля была равна нулю с точностью эксперимента при любом состоянии поляризации излучения накачки.

На рис.3 также представлен спектр угла поворота $\theta_{2\omega}$ плоскости поляризации излучения ВГ, генерируемого p -поляризованным излучением накачки, при смене знака напряженности прикладываемого магнитного поля. Спектральный диапазон измерения $\theta_{2\omega}$ ограничен уменьшением интенсивности ВГ вследствие выхода излучения накачки из резонанса с модой МР. При длине волны излучения накачки $\lambda_\omega \simeq 795$ нм, соответствующей коротковолновому краю микрорезонаторной моды для p -поляризованной волны, угол поворота плоскости поляризации излучения ВГ составляет порядка 2.8° . Перестройка длины волны излучения накачки на длинноволновый край моды приводит к монотонному возрастанию $\theta_{2\omega}$ до $\sim 7.0^\circ$. Это соответствует керровскому вращению плоскости поляризации излучения ВГ $\theta_{2\omega}/2 \simeq 18.5^\circ/\mu\text{км}$ для $\lambda_\omega \simeq 825$ нм.

Магнитоиндуцированный поворот плоскости поляризации излучения ВГ обусловлен появлением магнитных компонент квадратичной восприимчивости слоя феррита-граната, приводящих к генерации s -поляризованной компоненты ВГ, усиленной вследствие локализации излучения накачки в микрорезонаторном слое, а следовательно, и к повороту поляризации суммарного поля ВГ. Другим механизмом поворота плоскости поляризации ВГ является керровское вращение плоскости поляризации излучения накачки, усиленное при резонансе накачки с модой МР. Многолучевая интерференция резонансного излучения накачки внутри ферромагнитного микрорезонаторного слоя приводит к аддитивному увеличению магнитоиндуцированного угла поворота плоскости поляризации накачки и появлению s -поляризованной компоненты изначально p -поляризованного поля накачки.

При описании генерации ВГ от магнитных МР единственным источником дипольного излучения ВГ полагается поликристаллический ферритогранатовый микрорезонаторный слой, изотропный в своей плоскости. Природа квадратичной нелинейности феррита-граната может быть связана с неоднородными деформациями в направлении нормали к слою, возникающими при отжиге. Обозначим через z нормаль к плоскости микрорезонаторного слоя и xz – плоскость падения излучения накачки. Тогда набор ненулевых компонент квадратичной

восприимчивости гранатового слоя запишется в виде

$$\chi_{zzz}^{(2)}, \chi_{xzx}^{(2)} = \chi_{yzy}^{(2)}, \chi_{zxx}^{(2)} = \chi_{zyy}^{(2)}. \quad (1)$$

В отсутствие магнитного поля излучение ВГ, прогенерированное p -поляризованным излучением накачки с амплитудой $E_p^\omega = \{E_x^\omega, 0, E_z^\omega\} \equiv E_p^\omega \{F_x^\omega, 0, F_z^\omega\}$ в пленке, изотропной в своей плоскости, строго p -поляризовано в силу симметричных особенностей тензора квадратичной восприимчивости. Амплитуда поля волны ВГ $E_p^{2\omega} = \{E_x^{2\omega}, 0, E_z^{2\omega}\} \equiv E_p^{2\omega} \{F_x^{2\omega}, 0, F_z^{2\omega}\}$ задается в виде

$$E_p^{2\omega} = G(E_p^\omega)^2 (F_x^{2\omega} (F_x^\omega)^2 \chi_{zxx}^{(2)} + F_x^{2\omega} F_x^\omega F_z^\omega \chi_{xzx}^{(2)} + F_z^{2\omega} (F_z^\omega)^2 \chi_{zzz}^{(2)}), \quad (2)$$

где G – коэффициент пропорциональности, являющийся аналогом функции Грина для мультислойной среды, отражает результат интегрирования по микрорезонаторному слою и геометрические факторы. При наложении магнитного поля в полярной геометрии возникает s -поляризованная ВГ, генерируемая *магнитной* компонентой квадратичной восприимчивости $\chi_{yxz}^{(2),M}$, которая отлична от нуля для изотропного слоя в геометрии полярного эффекта Керра [19]. Дополнительно возникает керровское вращение плоскости поляризации волны накачки внутри микрорезонаторного слоя, и внутри него сосуществуют компоненты поля накачки обеих (s и p) поляризаций. Поэтому возможна генерация s -поляризованной ВГ на *немагнитной* компоненте квадратичной восприимчивости $\chi_{yzy}^{(2)}$. Наконец, возможен поворот плоскости поляризации p -поляризованной ВГ из-за линейного магнитооптического эффекта Керра на частоте ВГ. Таким образом, при наложении магнитного поля амплитуда s -поляризованной волны ВГ, имеющей полностью магнитоиндуцированную природу, задается в виде

$$E_s^{2\omega}(M) = G(E_p^\omega)^2 \times (F_x^\omega F_z^\omega \chi_{yxz}^{(2),M} + F_z^\omega \chi_{yzy}^{(2)} \sin(\theta_\omega/2)) + E_p^{2\omega} \sin(\theta_{2\omega}^L/2), \quad (3)$$

где θ_ω и $\theta_{2\omega}^L$ – углы поворота плоскостей поляризации излучений накачки и ВГ, обусловленные магнитооптическим эффектом Керра, при смене направления насыщающего магнитного поля, M – нормальная компонента вектора намагниченности ферритагранатового микрорезонаторного слоя. Слабой зависимостью коэффициентов G и F от магнитного поля в выражении (3) пренебрегается. Интенсивность

суммарной ВГ определяется суперпозицией p - и s -поляризованных волн ВГ:

$$I_{2\omega}(\theta) = |E_p^{2\omega} \exp(i\phi) \cos \theta + E_s^{2\omega}(M) \sin \theta|^2, \quad (4)$$

где θ – угол поворота оси анализатора, отсчитываемый от направления p -поляризации, а ϕ – сдвиг фаз между p - и s -компонентами волны ВГ, являющимися в общем случае комплексными числами. Экспериментальные поляризационные диаграммы демонстрируют линейную поляризацию волны ВГ, что позволяет с хорошей точностью положить $\phi = 0$. Тогда поворот плоскости поляризации волны ВГ при смене направления магнитного поля запишется в виде

$$\begin{aligned} \text{tg} \theta_{2\omega} &\equiv 2E_s^{2\omega}/E_p^{2\omega} = \\ &2 \frac{F_x^\omega \chi_{yxz}^{(2),M} + \chi_{yzy}^{(2)} \sin(\theta_\omega/2)}{F_z^{2\omega} (F_x^\omega)^2 (F_z^\omega)^{-1} \chi_{zxx}^{(2)} + F_x^{2\omega} F_x^\omega \chi_{xzx}^{(2)} + F_z^{2\omega} F_z^\omega \chi_{zzz}^{(2)}} + \\ &+ 2 \sin(\theta_{2\omega}^L/2), \end{aligned} \quad (5)$$

где магнитоиндуцированным вкладом в $E_p^{2\omega}$ пренебрегается из-за второго порядка малости этой добавки. Предположим, что величины компонент немагнитной квадратичной восприимчивости равны друг другу по порядку величины, а слагаемые в числителе – действительные числа. Тогда в приближении малых керровских углов $\theta_{2\omega}$, θ_ω и $\theta_{2\omega}^L$, а также малости угла падения накачки на микрорезонаторный слой ($F_z^{2\omega}, F_z^\omega \rightarrow 0, F_x^{2\omega}, F_x^\omega \rightarrow 1$), получается следующая оценка для $\theta_{2\omega}$:

$$\theta_{2\omega} \sim \frac{\chi_{yxz}^{(2),M}}{\chi_{xzx}^{(2)}} + \theta_\omega/2 + \theta_{2\omega}^L. \quad (6)$$

Спектральной зависимостью первого члена в выражении (6) можно пренебречь в силу малости диапазона перестройки длины волны накачки для появления существенной спектральной зависимости компонент квадратичной восприимчивости. $\theta_{2\omega}^L$ также можно положить константой, поскольку на длине волны ВГ отсутствуют резонансные особенности в линейном спектре отражения магнитофотонного МР. Поэтому спектральная зависимость $\theta_{2\omega}(\lambda_\omega)$ полностью обусловлена керровским вращением плоскости поляризации излучения накачки, резонансного моде МР. Максимум магнитоиндуцированного поворота плоскости поляризации ВГ соответствует наибольшему спектральному перекрытию мод для s - и p -поляризованных волн накачки. Это и определяет монотонное возрастание $\theta_{2\omega}$ при перестройке длины волны накачки от максимума p -моды к перекрытию p - и s -мод микрорезонатора. На коротковолновом краю спектра $\theta_{2\omega}(\lambda_\omega)$, где распространение

в МР s -поляризованной волны накачки запрещено, $\theta_\omega = 0$, и ненулевые значения $\theta_{2\omega}$ связаны с генерацией s -поляризованной магнитоиндуцированной ВГ на магнитной компоненте квадратичной восприимчивости $\chi_{xyz}^{(2),M}$, а также линейным керровским вращением поляризации ВГ. Из независимых линейных измерений $\theta_{2\omega}^L \sim 1^\circ$. Поэтому по экспериментальным значениям $\theta_{2\omega}$ на краях спектрального диапазона можно оценить отношение магнитных и немагнитных компонент квадратичной восприимчивости, $\chi_{xyz}^{(2),M}/\chi_{xxx}^{(2)} \sim 0.04$, а также характерную величину керровского угла поворота плоскости поляризации волны накачки, $\theta_\omega/2 \simeq 22.0^\circ/\text{мкм}$ ($\lambda_\omega \simeq 825 \text{ нм}$), в феррито-гранатовом микрорезонаторном слое. Полученная оценка для $\chi_{xyz}^{(2),M}/\chi_{xxx}^{(2)}$, принимая во внимание грубость рассмотренной модели, хорошо согласуется с оценкой 0.1, сделанной в работе [12] для феррито-гранатовых наночастиц. Значения θ_ω примерно в 50 раз больше значений, полученных на пленке феррито-гранатов при тех же длинах волн.

Таким образом, исследована генерация магнитоиндуцированной второй оптической гармоники в магнитофотонных микроструктурах с запрещенной фотонной зоной – микрорезонаторах на основе железиттриевого граната, допированного висмутом. Пространственная локализация электромагнитного поля, резонансного моде МР, внутри ферромагнитного микрорезонаторного слоя приводит к усилению магнитоиндуцированной второй гармоники. Спектроскопия магнитоиндуцированной ВГ в окрестности моды МР в геометрии полярного магнитооптического эффекта Керра демонстрирует гигантское усиление вращения плоскости поляризации волны ВГ до $\simeq 18.5^\circ/\text{мкм}$ для резонансного излучения накачки длиной волны $\lambda_\omega \simeq 825 \text{ нм}$.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 01-02-16746, # 01-02-17524, # 01-02-04018 и # 00-02-16253).

1. K.N. Bennemann, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 679 (1999).
2. O. A. Aktsipetrov, Colloids and Surfaces **A202**, 165 (2002).
3. O. A. Акципетров, O. B. Брагинский, Д. А. Есиков, Квантовая электроника **17**, 320 (1990).
4. N.N. Akhmediev, S. B. Borisov, A. K. Zvezdin, et al., Sov. Phys. Solid State **27**, 650 (1985).
5. J. Reif, J. C. Zink, C.-M. Schneider, and J. Kirshner, Phys. Rev. Lett. **67**, 2878 (1991).
6. J. Hohlfeld, E. Matthias, R. Knorren, and K. H. Bennemann, Phys. Rev. Lett. **78**, 4861 (1997).
7. Q. Y. Jin, H. Regensburger, R. Vollmer, and J. Kirschner, Phys. Rev. Lett. **80**, 4056 (1998).
8. U. Conrad, J. Gddde, V. Jnhke, and E. Mattias, Phys. Rev. **B63**, 144417 (2001).
9. O. A. Aktsipetrov, V. A. Aleshkevich, A. V. Melnikov et al., J. Magn. Magn. Mater. **165**, 421 (1997).
10. V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Phys. Rev. Lett. **78**, 2004 (1997).
11. T. V. Murzina, E. A. Ganshina, S. V. Guschin et al., Appl. Phys. Lett. **73**, 3769 (1998).
12. T. V. Murzina, A. A. Nikulin, O. A. Aktsipetrov et al., Appl. Phys. Lett. **79**, 1309 (2001).
13. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton, N.J., 1995.
14. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer, 2001.
15. Т. В. Долгова, А. И. Майдыковский, М. Г. Мартемьянов и др., Письма в ЖЭТФ **73**, 6 (2001).
16. Т. В. Долгова, А. И. Майдыковский, М. Г. Мартемьянов и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 17 (2002).
17. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, and M. Abe, J. Appl. Phys. **83**, 6768 (1998).
18. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, and M. Abe, J. Appl. Phys. **85**, 5768 (1999).
19. R.-P. Pan, H. D. Wei, and Y. R. Shen, Phys. Rev. **B39**, 1229 (1989).