

УДК 535.361

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКАЯ КОНВЕРСИЯ В СИНТЕТИЧЕСКИХ ОПАЛОВЫХ МАТРИЦАХ

© 2015 г. В. С. Горелик*, К. И. Зайцев**, В.Н. Моисеенко***, С. О. Юрченко**, И. Н. Алиев**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

**Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

***Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара, Украина

e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 17.09.2014 г.

Выполнено экспериментальное исследование процессов генерации третьей оптической гармоники в синтетических опаловых матрицах. В качестве возбуждающего излучения использованы сверхкороткие ($\sim 10^{-13}$ с) импульсы лазерной генерации ($\lambda = 1026$ и 513 нм), следующие с высокой частотой повторения (10^5 Гц) и характеризующиеся высокой мощностью (до 1 ГВт) при малой энергии в импульсе (10^{-5} Дж). Обнаружено, что интенсивность третьей оптической гармоники существенно зависит от диаметра глобул опаловой матрицы, задающего спектральное положение стоп-зон в глобулярных фотонных кристаллах, создаваемых на основе опаловых матриц. Максимальная эффективность нелинейно-оптической конверсии возбуждающего излучения в третью оптическую гармонику наблюдалась в случае близости длины волны возбуждающего излучения или оптической гармоники к спектральному положению стоп-зоны фотонного кристалла. Такая закономерность объясняется существованием приповерхностных фотонных (таммовских) состояний оптического поля в глобулярных фотонных кристаллах в спектральной области, соответствующей стоп-зоне фотонного кристалла. Присутствие фотонных таммовских состояний приводит формированию локализованных вблизи поверхности фотонного кристалла областей высокой спектральной интенсивности излучения. В результате существенным образом повышается эффективность процессов нелинейно-оптической конверсии – в частности, генерации третьей оптической гармоники в centrosymmetric материале опаловой матрицы.

DOI: 10.7868/S0002337X15050024

ВВЕДЕНИЕ

Фотонно-кристаллические структуры являются сравнительно новыми объектами физических исследований и характеризуются пространственно-периодическими изменениями оптических свойств [1–4]. Наличие периодических неоднородностей оптических свойств среды, имеющих сопоставимый с длиной волны излучения период, приводит к существенной перестройке дисперсионных кривых электромагнитных волн и образованию разрешенных и запрещенных фотонных зон (стоп-зон) [5, 6]. Характерными примерами одномерного фотонного кристалла являются многослойные диэлектрические зеркала и оптические брэгговские отражатели. Двумерные фотонные кристаллы используются для создания высокоэффективных волноводов и микроструктурированных волокон [7–11], для повышения эффективности нелинейно-оптических процессов [12–20], а также для накачки активных сред при получении лазерной генерации [21, 22].

Примером трехмерного фотонного кристалла является опаловая матрица, состоящая из плотноупакованных сферических глобул кремнезема (SiO_2), размеры которых могут варьироваться в

диапазоне 200–700 нм. Упорядоченные в пространстве глобулы кремнезема формируют глобулярный фотонный кристалл. Существуют как естественные, так и искусственные опаловые фотонно-кристаллические матрицы. Последние выращиваются в лабораторных условиях с использованием методов коллоидной химии. Возможна целенаправленная модификация оптических свойств фотонного кристалла и его дисперсионных кривых за счет изменения диаметров глобул или введения наполнителей в поры, расположенные между глобулами [23–25]. Наличие разрешенных и запрещенных зон в фотонных кристаллах позволяет использовать их для решения широкого круга задач.

Эффекты перестройки спектра электромагнитных волн в глобулярных фотонных кристаллах открывают возможности для реализации новых оптических явлений в объеме фотонного кристалла. Кроме того, в глобулярных фотонных кристаллах следует ожидать особенностей оптических свойств в приповерхностной области образцов. Такие особенности поверхностных состояний электромагнитного поля в глобулярных фотонных кристаллах изучались в теоретических работах [26–29], в которых проводилась аналогия между классическими поверхностными электронными состояниями

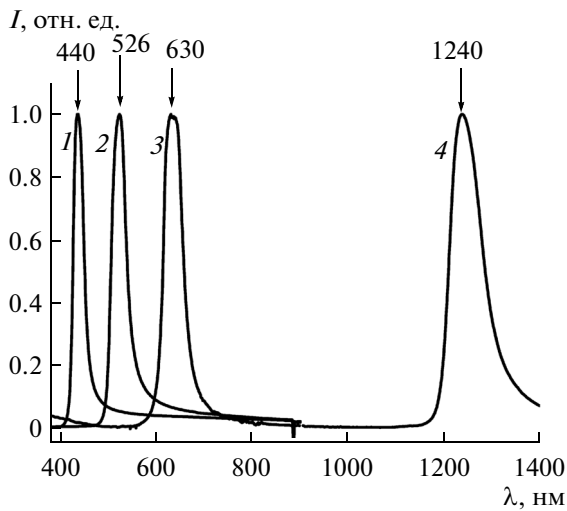


Рис. 1. Нормированные спектры отражения от поверхности (111) глобулярного фотонного кристалла при различных диаметрах глобул: 220 (1), 260 (2), 290 (3), 600 нм (4).

Тамма и Шокли в твердом теле и поверхностными состояниями фотонов в фотонном кристалле. В работах [30, 31] путем численного моделирования установлено, что при взаимодействии света с поверхностью двумерного фотонного кристалла имеет место когерентное искажение волнового фронта света и возникает эффект структурной фокусировки света (перераспределение интенсивности оптического излучения внутри объема фотонного кристалла и в латеральных направлениях). Это приводит к резкому возрастанию локальной интенсивности в приповерхностной области фотонного кристалла.

Области высокой интенсивности оптического поля могут быть локализованы как в кварцевых глобулах, так и между глобулами, обеспечивая высокую эффективность процессов нелинейно-оптической конверсии возбуждающего излучения как для параметрических процессов (“down”-конверсии) [32, 33], так и для генерации высших оптических гармоник (“up”-конверсии). В результате численного анализа установлено, что наибольшая эффективность процессов нелинейно-оптической конверсии осуществляется в случае совпадения длины волны излучения накачки λ_p со спектральным положением λ_{BG} стоп-зоны фотонного кристалла. Таким образом, актуальной задачей является экспериментальное исследование зависимости эффективности процессов нелинейно-оптической конверсии от длины волны λ_p возбуждающего излучения и ее положения относительно длины волны λ_{BG} центра стоп-зоны фотонного кристалла.

Цель работы – экспериментальное исследование эффективности генерации третьей оптической

гармоники в фотонно-кристаллических опаловых кремнеземных (SiO_2) матрицах с различными диаметрами глобул в зависимости от положения длины волны возбуждающего излучения относительно стоп-зоны соответствующих фотонных кристаллов. Для повышения эффективности процессов нелинейно-оптической конверсии в фотонном кристалле и обеспечения неразрушающего режима работы для генерации оптических гармоник использовали сверхкороткие лазерные импульсы, характеризующихся высокой интенсивностью и малой энергией в каждом импульсе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

При исследовании эффективности генерации третьей оптической гармоники изучали четыре образца опаловых глобулярных фотонных кристаллов с диаметрами глобул $d = 220, 260, 290$ и 600 нм. На рис. 1 представлены полученные спектры $R(\lambda)$ отражения широкополосного оптического излучения от естественной поверхности роста (111) опаловых матриц при различных диаметрах d глобул. Для получения спектров отражения использовали волоконно-оптическую методику [34], обеспечивающую направление распространения как падающего, так и отраженного излучений, близкое к нормали поверхности (111) фотонного кристалла. Наблюдаемые резкие полосы отражения соответствуют спектральным положениям λ_{BG} стоп-зон исследуемых образцов. Как видно из этого рисунка, с увеличением диаметра происходит сдвиг спектрального положения стоп-зоны в сторону больших длин волн. Такой эффект согласуется с известной формулой Брэгга, которую можно использовать в рамках одномерной модели глобулярного фотонного кристалла для кристаллографического направления [111]:

$$2an_{\text{ef}} = 2\sqrt{\frac{2}{3}}Dn_{\text{ef}} = m\lambda_{BG}; \quad m = 1, 2, \dots \quad (1)$$

$$n_{\text{ef}}^2 = n_1^2\eta + n_2^2(1 - \eta).$$

Здесь $a = \sqrt{\frac{2}{3}}d$ – период кристаллической решетки фотонного кристалла в направлении [111], $\eta = 0.74$, $n_1^2 = 1.36^2$ – квадрат показателя преломления глобул кремнезема, $n_2^2 = 1$ (квадрат показателя преломления воздуха), n_{ef}^2 – квадрат эффективного показателя преломления фотонного кристалла. Расчеты значений λ_{BG} при $m = 1$ с учетом разброса диаметров глобул в реальном фотонном кристалле дают значения, близкие к экспериментально наблюдаемым.

Для изучения эффективности генерации третьей оптической гармоники использовали экспе-

риментальную установку, принципиальная схема которой представлена на рис. 2.

В качестве возбуждающего излучения применяли линии генерации фемтосекундной лазерной установки PHAROS 4W, позволяющие работать как на основной длине волны кристалла Yb : KGW (1026 нм), так и на длинах волн второй (513 нм) и третьей (342 нм) оптических гармоник. При проведении экспериментов использовали излучение основной частоты (1026 нм) и второй оптической гармоники лазерной установки. Фемтосекундное лазерное излучение основной частоты или второй оптической гармоники фокусировали на поверхности (111) фотонного кристалла широкоапертурной линзой в область ~10 мкм. При длительности импульса в 250 фс и частоте следования импульсов в 200 кГц пиковая мощность излучения основной гармоники на выходе фемтосекундного лазера составляла ~0.1 ГВт. За счет жесткой фокусировки излучения на поверхности образца достигали плотности мощности излучения на поверхности фотонного кристалла ~1.0 ТВт/см². Спектры вторичного излучения, собираемого с использованием кварцевого волоконного световода (6), регистрировали с помощью миниспектрометра типа "Ocean Optics" (7) и обрабатывались с помощью компьютера (8). При фокусировке лазерного излучения в воздухе наблюдали свечение плазмы, спектр которого также регистрировали с использованием миниспектрометра. Волоконно-оптический миниспектрометр построен базе дифракционной решетки и позволяет регистрировать спектральные характеристики вторичного излучения многоэлементным приемником в широком спектральном диапазоне, включающем ультрафиолетовую и ближнюю инфракрасную области спектра с разрешением по длине волны не ниже 1.0 нм.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 приведены спектры вторичного излучения, наблюдаемые при фокусировке лазерного излучения с длиной волны 1026 нм на поверхности фотонного кристалла. При жесткой фокусировке лазерного излучения вблизи поверхности образца, наряду с излучением на частоте третьей оптической гармоники (342 нм), в спектре присутствовало свечение плазмы (верхняя кривая на рис. 3).

Наибольшая эффективность преобразования возбуждающего излучения (1026 нм) в третью оптическую гармонику (342 нм) наблюдалась для глобул с диаметром 260 нм. При этом интенсивность плазмы оказывается минимальной. Важно отметить, что вторая оптическая гармоника (513 нм) в наблюдаемых спектрах фотонного кристалла не обнаруживалась, хотя в спектре плазмы воздуха соответствующая линия (513 нм) присутствовала. Аналогичные измерения выполнили для анализа энергетических зависимостей генерации

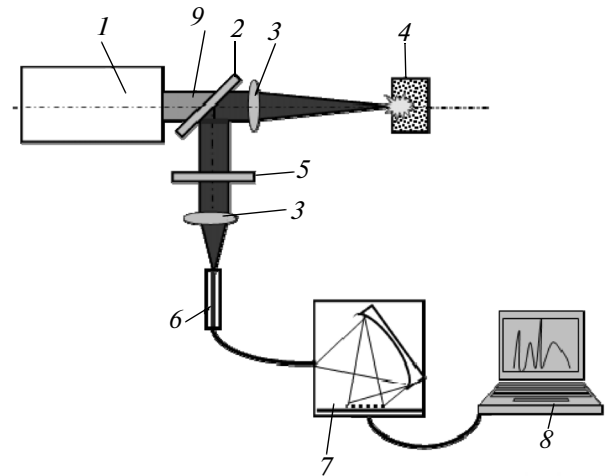


Рис. 2. Принципиальная схема установки для регистрации спектров третьей оптической гармоники от поверхности фотонно-кристаллической опаловой матрицы: 1 – лазер; 2 – дихроичное зеркало, пропускающее возбуждающее излучение, но отражающее излучение третьей оптической гармоники; 3 – фокусирующие линзы; 4 – фотонно-кристаллическая опаловая матрица; 5 – дихроичное зеркало, отражающее возбуждающее излучение, но пропускающее излучение третьей оптической гармоники; 6 – световод; 7 – миниспектрометр; 8 – компьютер; 9 – луч возбуждающего излучения.

третьей оптической гармоники от поверхности фотонных кристаллов с различными диаметрами глобул при возбуждении линией генерации используемой лазерной установки с длиной волны 513 нм.

На рис. 4 приведены графики зависимостей интенсивностей третьей оптической гармоники от мощности накачки с разными длинами волн. Видно, что при возбуждении излучением с длиной волны 513 нм наибольшая интенсивность третьей оптической гармоники наблюдается для опаловых матриц с диаметром глобул 260 нм. Как следует из рис. 1, при этом спектральное положение возбуждающего излучения попадает в область первой стоп-зоны исследуемого глобулярного фотонного кристалла ($\lambda_{BG} = 526$ нм). Третья оптическая гармоника (171 нм) попадает на край поглощения опаловой матрицы, что обеспечивает резонансное усиление сигнала этой гармоники.

Рассеянное образцом фотонного кристалла оптическое излучение имело диффузный характер. Поэтому эффективность преобразования излучения накачки в излучение третьей оптической гармоники удобно описывать с помощью безразмерного коэффициента преобразования:

$$K_{3\omega} = \frac{M_{3\omega}}{I_{\omega}}, \quad (2)$$

где I_{ω} – интенсивность возбуждающего излучения, а $M_{3\omega}$ – энергетическая светимость поверх-

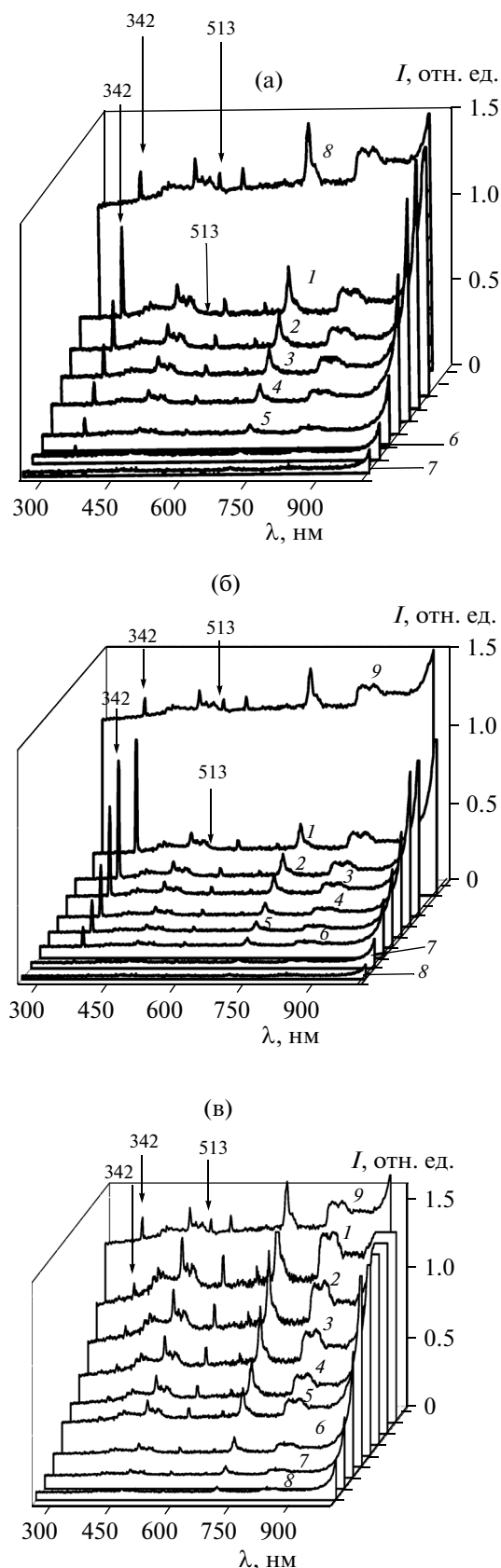


Рис. 3. Спектры третьей оптической гармоники и плазмы, возникающей в приповерхностной области фотонного кристалла при возбуждении линией 1026 нм при различных значениях мощности P (мВт накачки): а – $d = 220$ нм, $P = 3100$ (1), 3091 (2), 2697 (3), 1035 (4), 776 (5), 537 (6), 265 (7), спектр плазмы (8); б – $d = 260$ нм, $P = 2109$ (1), 2688 (2), 1856 (3), 1343 (4), 788 (5), 352 (6), 93 (7); спектр плазмы (9); в – $d = 290$ нм, $P = 3600$ (1), 3091 (2), 2697 (3), 2294 (4), 1954 (5), 1340 (6), 797 (7), 372 (8); спектр плазмы (9).

ности образца на частоте третьей оптической гармоники. Как выяснилось в результате выполненных экспериментов и проведенных численных оценок, эффективность генерации третьей оптической гармоники очень высока. При использовании в качестве возбуждающего излучения линии 1026 нм наибольшая эффективность генерации третьей оптической гармоники составляла $\sim 1\%$, а в случае возбуждения линией с длиной волны 513 нм достигала 15% (для опаловых матриц с диаметром глобул 260 нм). Аномально высокую эффективность преобразования возбуждающего излучения в третью оптическую гармонику можно объяснить присутствием приповерхностных фотонных тамбовских состояний, проявляющихся в том случае, когда частота возбуждающего излучения или оптической гармоники находится в спектральной области стоп-зоны фотонного кристалла. Другие причины аномального возрастания эффективности третьей оптической гармоники, локализованной в приповерхностной области фотонного кристалла, состоят в высокой интенсивности накачки (до 1 ТВт/см²) при неразрушающем воздействии сверхкоротких лазерных импульсов на образец; в присутствии дефектов роста, приводящих к андерсоновской локализации фотонов; в резонансном характере нелинейно-оптического процесса и близости полосы поглощения в кварце к длине волны третьей оптической гармоники (171 нм) при возбуждении линией генерации с длиной волны 513 нм.

Полученные экспериментальные результаты подтверждают вывод теории [26–29] о важной роли поверхностных состояний электромагнитного поля в фотонном кристалле при описании нелинейно-оптических процессов. Для количественного описания наблюдаемых явлений следует принимать во внимание эффект структурной фокусировки [30, 31] электромагнитного излучения в глобулярных фотонных кристаллах и соответственно необходимость дальнейшего развития теории, учитывающей трехмерный характер возбуждаемых фотонно-кристаллических структур. С другой стороны, аномально высокие эффективности генерации третьей оптической гармоники без выполнения условий синхронизма в большом объеме образца свидетельствуют о практической значимости зарегистрированного эффекта,

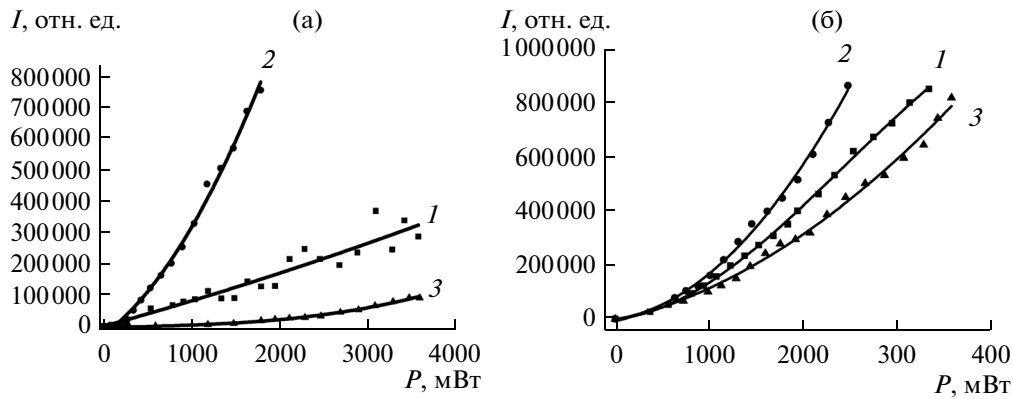


Рис. 4. Зависимости интенсивности третьей оптической гармоники от мощности накачки с длиной волны 1026 (а) и 513 нм (б) для фотонных кристаллов с различными диаметрами глобул: 1 – 220, 2 – 260 и 3 – 290 нм.

так как он может стать основой для разработки новых методов высокоэффективной нелинейно-оптической конверсии оптического излучения материальных сред. Процессы усиления электромагнитного поля вблизи поверхности глобулярных фотонных кристаллов могут быть использованы также при анализе линейных оптических процессов: комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые наблюдалась третья оптическая гармоника в глобулярных фотонных кристаллах, созданных на основе кремнеземных опаловых матриц. Использование для возбуждения этого процесса интенсивных лазерных импульсов фемтосекундной длительности обеспечило неразрушающий режим генерации третьей оптической гармоники в течение длительного времени. При определенных параметрах фотонных кристаллов и соответствующих значениях длины волны возбуждающего излучения получены высокие значения эффективности генерации третьей оптической гармоники с преобразованием лазерного излучения видимого диапазона в ультрафиолетовую область спектра без обеспечения условий фазового синхронизма на большой длине нелинейно-оптической среды. Зарегистрированный эффект является экспериментальным подтверждением существования поверхностных состояний электромагнитного поля в глобулярных фотонных кристаллах, а также явления структурной фокусировки оптического поля в двумерных и трехмерных фотонных структурах. Дальнейшая оптимизация процессов нелинейно-оптической конверсии в глобулярных фотонных кристаллах может быть достигнута за счет более точной подстройки спектрального положения стоп-зоны фотонного кристалла с длиной волн возбуждающего излучения и оптических гармоник. Отметим, что аналогичный эффект воз-

растания конверсии оптического излучения может быть осуществлен для параметрических процессов (“down”-конверсии), в результате которых происходит кратное возрастание длины волны возбуждающего излучения (уменьшение энергии световых квантов). Это открывает возможность для использования глобулярных фотонных кристаллов как составляющих компонентов в солнечных преобразователях энергии электромагнитного излучения. Особое значение в связи с этим представляет развитие технологии тонкопленочных покрытий опаловых матриц на полупроводниковых и проводящих подложках [35].

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости дальнейшего развития теории оптических свойств глобулярных фотонных кристаллов для описания процессов конверсии оптического излучения. С другой стороны, продемонстрированы новые возможности фотонно-кристаллических структур для лазерной техники, нелинейной оптики и спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00491, 13-02-00449, 13-02-90420, 14-02-00190, 14-02-00256, 14-02-90007, 14-02-90406).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быков В.П. Спонтанное излучение в периодической структуре // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 2. С. 505–513.
2. Горелик В.С. Оптика глобулярных фотонных кристаллов // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 5. С. 409–432.
3. Ho K.M., Chan C.T., Soukoulis C.M. Existence of a Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 3152–3155.
4. Yablonovitch E., Gmitter T.J. Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case Employing Non-spherical Atoms // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 2295–2298.

5. *Hornreich R.M., Shtrikman S.* Photonic Band Gaps in Body-Centered-Cubic Structures // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 49. P. 10914–10917.
6. *Sajeev J.* Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. 2486–2489.
7. *Fan S., Johnson S.G., Joannopoulos J.D., Manolatu C., Haus H.A.* Waveguide Branches in Photonic Crystals // *J. Opt. Soc. Am. B.: Opt. Phys.* 2001. V. 18. P. 162–165.
8. *Chow E., Lin S.Y., Wendt J.R., Johnson S.G., Joannopoulos J.D.* Quantitative Analysis of Bending Efficiency in Photonic-Crystal Waveguide Bends at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ Wavelengths // *Opt. Lett.* 2001. V. 26. P. 286–288.
9. *Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M.* All-Silica Single-Mode Optical Fiber With Photonic Crystal Cladding // *Opt. Lett.* 1996. V. 21. № 19. P. 1547–1549.
10. *Knight J.C., Broeng J., Birks T.A., Russell P.St.J.* Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers // *Science.* 1998. V. 282. № 5393. P. 1476–1478.
11. *Benabid F., Couny F., Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J.* Compact, Stable and Efficient All-Fiber Gas Cells Using Hollow-Core Photonic Crystal Fibers // *Nature.* 2005. V. 434. № 7032. P. 488–491.
12. *Boyko V., Dovbeshko G., Fesenko O., Gorelik V., Moiseyenko V., Romanyuk V., Shvets T., Vodolazky P.* New Optical Properties of Synthetic Opals Infiltrated by DNA // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2011. V. 535. P. 30–41.
13. *Артамонов А.Н., Бурков В.И., Витухновский А.Г., Горелик В.С., Иевичева С.Н., Свербиль П.П., Скоринов В.М.* Фотолюминесценция нанокмозитов на основе опаловых матриц кремнезоль с РЗЭ // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2005. № 10. С. 20–29.
14. *Авакянц Л.П., Горелик В.С., Злобина Л.И., Мельник Н.Н., Свербиль П.П., Фадюшин А.Б., Червяков А.В.* Комбинационное рассеяние света в глобулярных фотонных кристаллах, заполненных нитритом натрия // Неорган. материалы. 2006. Т. 42. № 6. С. 703–709.
15. *Горелик В.С., Филатов В.В.* Дисперсионные характеристики глобулярных фотонных кристаллов с порами, заполненными водой и золотом // Неорган. материалы. 2012. Т. 48. № 4. С. 429–436.
16. *Soljacic M., Joannopoulos J.D.* Enhancement of Nonlinear Effects Using Photonic Crystals // *Nature Materials.* 2004. V. 3. P. 211–219.
17. *Berger V.* Nonlinear Photonic Crystals // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 4136–4139.
18. *Balakin A.V., Bushuev V.A., Koroteev N.I., Mantsyrov B.I., Ozheredov I.A., Shkurinov A.P., Boucher D., Masselin P.* Enhancement of Second-Harmonic Generation with Femtosecond Laser Pulses Near the Photonic Band Edge for Different Polarizations of Incident Light // *Opt. Lett.* 1999. V. 24. № 12. P. 793–795.
19. *Fedyanina A.A., Aktsipetrov O.A., Kurdyukov D.A., Golubev V.G., Inoue M.* Nonlinear Diffraction and Second-Harmonic Generation Enhancement in Silicon-Opal Photonic Crystals // *Appl. Phys. Lett.* 2005. T. 87. P. 151111.
20. *Balakin A.V., Bushuev V.A., Mantsyrov B.I., Ozheredov I.A., Petrov E.V., Shkurinov A.P., Masselin P., Mouret G.* Enhancement of Sum Frequency Generation Near the Photonic Band Gap Edge Under the Quasiphase Matching Conditions // *Phys. Rev. E.* 2001. V. 63. № 4. P. 466091.
21. *Andreev A.V., Balakin A.V., Kozlov A.B., Ozheredov I.A., Prudnikov I.R., Shkurinov A.P., Masselin P., Mouret G.* Four-Wave Mixing in One-Dimensional Photonic Crystals: Inhomogeneous-Wave Excitation // *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* 2002. V. 19. № 8. P. 1865–1872.
22. *Andreev A.V., Balakin A.V., Kozlov A.B., Ozheredov I.A., Prudnikov I.R., Shkurinov A.P., Masselin P., Mouret G.* Nonlinear Process in Photonic Crystals Under the Noncollinear Interaction // *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* 2002. V. 19. № 9. P. 2083–2093.
23. *Yablonovitch E.* Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 2059–2062.
24. *Bhat N.A.R., Sipe J.E.* Optical Pulse Propagation in Nonlinear Photonic Crystals // *Phys. Rev. E.* 2001. V. 64. P. 056604.
25. *Rivoire K., Buckley S., Song Y., Lee M.L., Vučković J.* Photoluminescence From $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaP}$ Quantum Dots Coupled to Photonic Crystal Cavities // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. P. 045319.
26. *Виноградов А.П., Дорофеев А.В., Мерзлик А.М., Лисянский А.А.* Поверхностные состояния в фотонных кристаллах // Успехи физических наук. 2010. Т. 180. № 3. С. 249–263.
27. *Klos J.* Conditions of Tamm and Shockley state existence in chains of resonant cavities in a photonic crystal // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. P. 165125.
28. *Malkova N., Ning C.Z.* Shockley and Tamm Surface States in Photonic Crystals // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 73. P. 113113.
29. *Malkova N., Ning C.Z.* Interplay between Tamm-like and Shockley-like Surface States in Photonic Crystals // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. P. 045305.
30. *Zaytsev K.I., Gorelik V.S., Khorokhorov A.M., Yurchenko S.O.* FDTD Simulation of the Electromagnetic Field Surface States in 2D Photonic Crystals // *J. Phys. Conf. Series.* 2014. V. 486. P. 012003.
31. *Zaytsev K.I., Katyba G.M., Yakovlev E.V., Gorelik V.S., Yurchenko S.O.* Band-Gap Nonlinear Optical Generation: The Structure of Internal Optical Field and the Structural Light Focusing // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 115. P. 213505.
32. *Katyba G.M., Gorelik V.S.* Parametric Emission Generation in Cubic Noncentrosymmetrical Crystals // *J. Physics: Conf. Series.* 2014. V. 486. № 1–4. P. 01202.
33. *Горелик В.С., Катыва Г.М.* Генерация терагерцового излучения в кубических нецентросимметричных кристаллах // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2014. № 5. С. 17–28.
34. *Горелик В.С., Филатов В.В.* Спектры отражения искусственных опалов при температуре жидкого азота // Неорган. материалы. 2014. Т. 50. № 10. С. 1091–1095.
35. *Беседина К.Н.* Исследование процессов формирования опаловой матрицы // Нанотехнологии. 2012. № 3. С. 7–11.