

СПЕКТРЫ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. С. Горелик, Л. И. Злобина, П. П. Свербиль,
А. А. Ведерников, Ю. П. Войнов

Исследованы спектры вторичного излучения в глобулярных кремнезёмных фотонных кристаллах при воздействии на их поверхность лазерных импульсов длительностью 250 фемтосекунд при плотности мощности до $1 \text{ ТВт}/\text{см}^2$. При этом обнаруживаются оптические гармоники и излучение плазмы. Для опаловой матрицы, поры которой заполнены воздухом, в геометрии “на отражение” возникает третья оптическая гармоника с коэффициентом преобразования около 10%. Наибольшая эффективность преобразования возбуждающего излучения с длинами волн 1026 или 513 нм реализуется в том случае, когда положение частоты возбуждающего излучения или второй оптической гармоники находится вблизи края стоп-зоны. В глобулярных фотонных кристаллах, заполненных сегнетоэлектриками нитритом натрия или титанатом бария, наблюдалась вторая оптическая гармоника. Эффективность преобразования возбуждающего излучения во вторую оптическую гармонику составляла несколько процентов и зависела от частоты возбуждающего излучения и диаметров глобул фотонного кристалла. Установлено, что интенсивность излучения плазмы возрастает при увеличении плотности мощности возбуждающего излучения. Построены зависимости интенсивности второй и третьей оптических гармоник от интенсивности накачки при различных диаметрах глобул фотонного кристалла.

Ключевые слова: глобулы, фотонный кристалл, фемтосекундный лазер, вторая оптическая гармоника, третья оптическая гармоника.

Фотонные кристаллы являются сравнительно новыми объектами физических исследований и характеризуются пространственно-периодическими изменениями оптических свойств [1–4]. Наличие периодических флуктуаций оптических свойств среды, которые имеют период, сопоставимый с длиной волны излучения, приводит к перестройке дисперсионных кривых, к образованию запрещенных и разрешенных фотонных зон [5, 6].

Специфика взаимодействия оптического излучения с фотонными кристаллами, наличие разрешенных и запрещенных фотонных зон, позволяет использовать их для решения широкого спектра прикладных задач, в том числе для построения фотонно-кристаллических волноводов [7–9], для создания фотонно-кристаллических волокон [10–12]. Показана также возможность повышения эффективности генерации высших гармоник [13–15], параметрической генерации [16–18] и высокоэффективной накачки активных сред [19–21] на основе использования глобулярного фотонного кристалла, заполненного различными компонентами.

В частности, в работе [22] установлено существование локальных областей высокой интенсивности оптического излучения вблизи поверхности фотонного кристалла в том случае, когда частота электромагнитного излучения попадает в область стоп-зоны фотонного кристалла. В связи с этим актуальной является задача экспериментального исследования зависимости эффективности процессов вторичного излучения от положения длины волны накачки относительно запрещенной зоны фотонного кристалла. Ранее было проведено экспериментальное исследование условий возникновения оптических гармоник в глобулярных фотонных кристаллах, заполненных воздухом [23, 24] или сегнетоэлектрическими материалами [2, 25–28].

В данной работе ставилась задача экспериментального исследования спектров вторичного излучения, возникающего в глобулярном фотонном кристалле, при воздействии на его поверхность сверхкороткими лазерными импульсами с большой плотностью мощности. В частности, предполагалось зарегистрировать спектры излучения плазмы, возникающей вблизи поверхности фотонного кристалла, а также спектры оптических гармоник, возникающих под действием интенсивного лазерного излучения.

Схема используемой экспериментальной установки приведена на рис. 1. В качестве источника возбуждающего излучения применялся лазер на основе кристалла Yb:KGW с длиной волны генерации 1026.0 нм. При длительности импульса в 250 фс и частоте следования импульсов в 200 кГц пиковая мощность излучения основной гармоники на выходе фемтосекундного лазера составляла 0.7 ГВт. За счет фокусировки лазерного излучения на поверхности образца достигалась интенсивность $\sim 1.0 \text{ ТВт/см}^2$. Вторичное

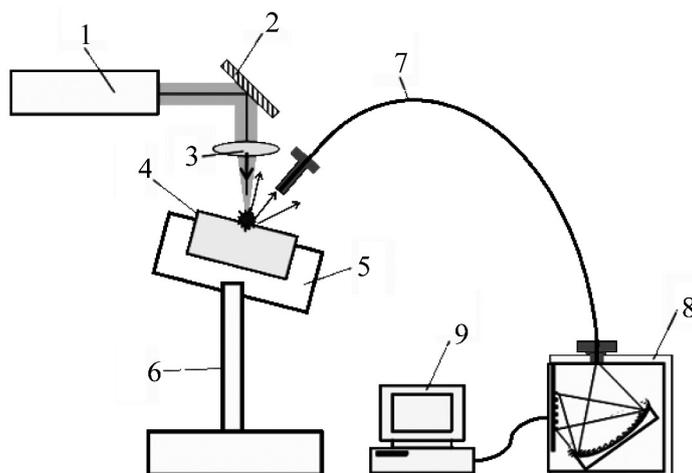


Рис. 1: *Схема экспериментальной установки: 1 – фемтосекундная лазерная станция PHAROS 4W; 2 – поворотное зеркало; 3 – линза; 4 – глобулярный фотонный кристалл, 5 – держатель; 6 – стойка; 7 – световод; 8 – спектрометр; 9 – компьютер.*

излучение от образца собиралось волоконным зондом и направлялось в спектрометр, построенный на базе дифракционной решетки и позволяющий регистрировать спектральные характеристики в рабочем спектральном диапазоне от 190.0 до 1000.0 нм с разрешением по длине волны не ниже 1.0 нм. В качестве образцов для исследования были выбраны синтетические опаловые матрицы, построенные в виде плотноупакованной кубической решетки из шариков (глобул) кремнезема с диаметрами 220, 240, 260 и 290 нм. Поры опаловых матриц с диаметром глобул 240 нм заполнялись сегнетоэлектриками нитритом натрия и титанатом бария.

На рис. 2 приведены спектры вторичного излучения, возникающего вблизи поверхности исходного (заполненного воздухом) глобулярного фотонного кристалла при возбуждении ультракороткими (250 фс) импульсами лазерного излучения, сфокусированного на поверхность (111) этого кристалла.

Как видно из рис. 2, в спектрах вторичного излучения фотонных кристаллов обнаруживаются резкие пики, соответствующие третьей оптической гармонике, с длиной волны 342 нм, а также полосы, соответствующие плазме, возникающей под действием интенсивного лазерного излучения. Отметим, что вторая оптическая гармоника (513 нм) в обсуждаемом спектре не проявляется в соответствии с правилами отбора для centrosymmetric структур. Аналогичный спектр зарегистрирован также для воздуха (кривая 8 на рис. 2). В этом спектре присутствуют резкие максимумы (513 и 342 нм), соответствующие второй и третьей оптическим гармоникам.

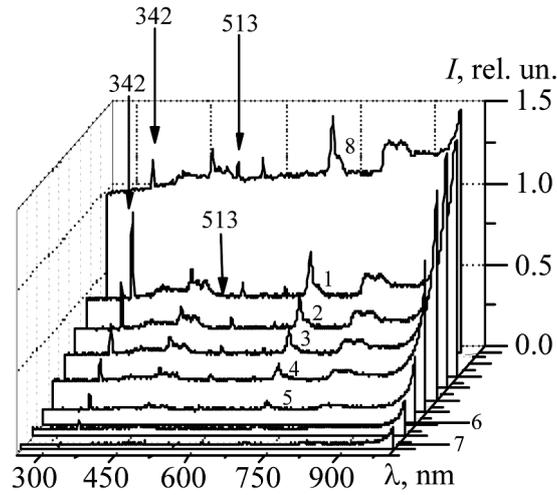


Рис. 2: Спектры вторичного излучения, возникающего вблизи поверхности исходного (заполненного воздухом) глобулярного фотонного кристалла с диаметром глобул 260 нм, при возбуждении лазерным излучением с длиной волны 1026 нм, при средней мощности накачки 1 – 3.1, 2 – 2.688, 3 – 1.956, 4 – 1.343, 5 – 0.788, 6 – 0.352, 7 – 0.093 Вт, 8 – спектр плазмы.

Отметим, что при облучении поверхности фотонного кристалла не наблюдалось деградации образца в течение нескольких часов работы. Это объясняется прозрачностью используемых образцов в видимой области спектра, а также малой энергией каждого лазерного импульса (5 мкДж).

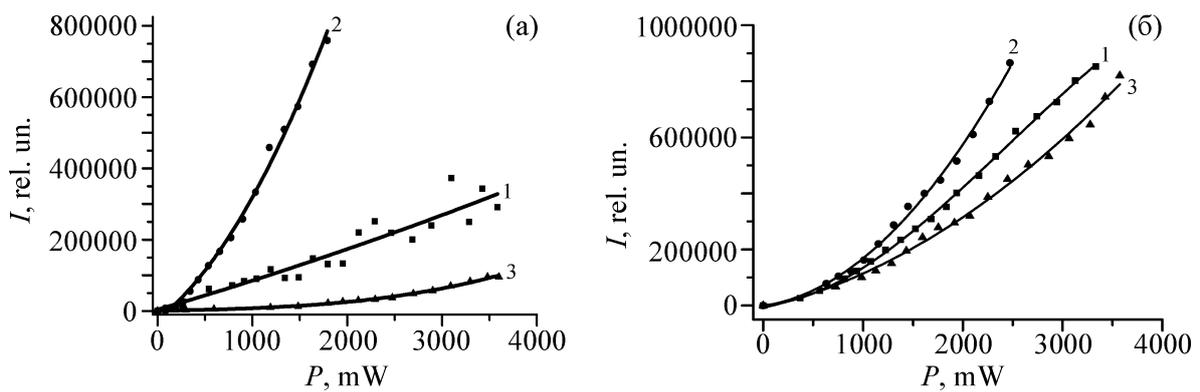


Рис. 3: Зависимости интенсивности третьей оптической гармоники от средней мощности накачки с длиной волны: (а) 1026 нм и (б) 513 нм для фотонных кристаллов с различными диаметрами глобул: 1 – 220, 2 – 260 и 3 – 290 нм.

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности третьей оптической гармоники от мощности накачки с длиной волны 1026 нм (рис. 3(а)) и 513 нм (рис. 3(б)) для фотонных кристаллов с различными диаметрами глобул. Как видно из рис. 3, эффективность возбуждения третьей оптической гармоники (см. кривые 1, 3) для кристаллов с диаметрами глобул 220 и 290 нм существенно превышает соответствующие эффективности при накачке длиной волны 1026 нм. Это можно объяснить приближением длины волны возбуждающего излучения (513 нм) к спектральному положению стоп-зон в этих фотонных кристаллах (450 и 600 нм). Механизм возникновения усиленной генерации третьей гармоники может быть связан как с эффектом снижения групповой скорости распространения излучения накачки в фотонном кристалле при работе вблизи запрещенной зоны, так и с эффектом структурной фокусировки света в объеме фотонного кристалла [29–33]. Структурная фокусировка света в глобулярном фотонном кристалле приводит к образованию областей высокой интенсивности оптического излучения. Именно при совпадении длины волны накачки с положением запрещенной зоны фотонного кристалла происходит локализация областей высокой интенсивности оптического поля в центре глобул кристалла, при этом формируемые каустики оптического поля имеют максимальную интенсивность, на порядок превосходящую интенсивность излучения в однородной кварцевой среде. Благодаря формированию локальных областей высокой интенсивности может быть достигнута высокоэффективная накачка среды.

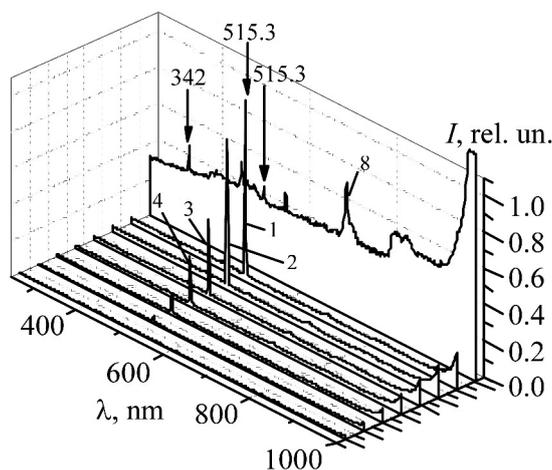


Рис. 4: Спектры вторичного излучения в фотонном кристалле с нитритом натрия при возбуждении фемтосекундным импульсно-периодическим лазерным излучением (1026 нм), при средней мощности накачки 1 – 3.567, 2 – 3.072, 3 – 2.237, 4 – 1.581 Вт, 8 – спектр плазмы.

На рис. 4 приводятся спектры вторичного излучения, наблюдаемого при возбуждении приповерхностного слоя опаловых матриц, заполненных наночастицами нитрита натрия, фемтосекундным импульсно-периодическим лазерным излучением (1026 нм). Как следует из этого рисунка, наблюдается интенсивный пик, соответствующий второй оптической гармонике (513 нм); третья оптическая гармоника (342 нм) при этих условиях практически отсутствует в спектре фотонного кристалла, но присутствует в спектре плазмы (см. кривая 8 на рис. 4).

Как видно из сравнения рис. 4 и 2, спектр излучения плазмы в образцах, заполненных сегнетоэлектриком нитритом натрия, существенно ослаблен по сравнению с исходным (заполненным воздухом) опалом. Это можно объяснить существенным повышением порога пробоя при заполнении пор фотонного кристалла сегнетоэлектриком.

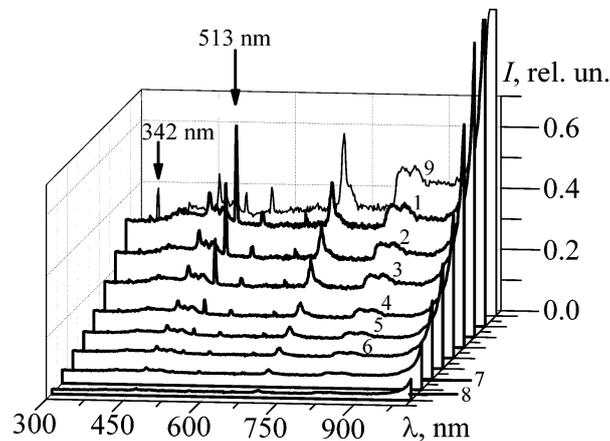


Рис. 5: Спектры вторичного излучения в фотонном кристалле с титанатом бария при возбуждении фемтосекундным импульсно-периодическим лазерным излучением (1026 нм), при средней мощности накачки 1 – 3.397, 2 – 3.048, 3 – 2.237, 4 – 1.594, 5 – 1.281, 6 – 0.982, 7 – 0.492, 8 – 0.066 Вт, 9 – спектр плазмы.

Рис. 5 иллюстрирует зависимость спектров вторичного излучения в глобулярных фотонных кристаллах, заполненных титанатом бария, от мощности накачки. При этом максимальный коэффициент преобразования во вторую оптическую гармонику составлял около 0.2 процента. Высокий коэффициент преобразования возбуждающего излучения во вторую оптическую гармонику обусловлен близостью спектрального положения (550 нм) стоп-зоны в исследуемых кристаллах к частоте второй оптической гармоники (513 нм) [34, 35].

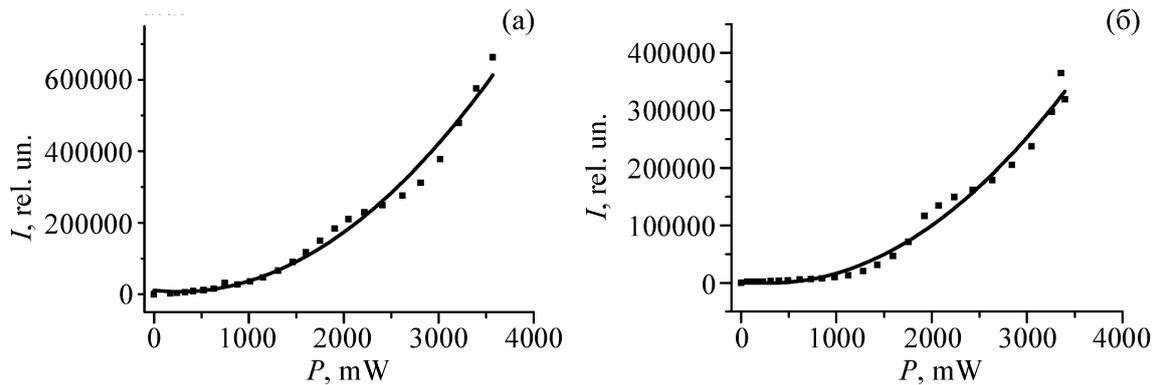


Рис. 6: Зависимость интенсивности второй оптической гармоники (513 нм) в глобулярных фотонных кристаллах, заполненных: (а) нитритом натрия и (б) титанатом бария, от средней интенсивности возбуждающего излучения (1026 нм).

Рис. 6 иллюстрирует зависимости интенсивности второй оптической гармоники в глобулярных фотонных кристаллах, заполненных нитритом натрия (рис. 6(а)) и титанатом бария (рис. 6(б)), от мощности накачки. Как видно из этих рисунков, такая зависимость носит нелинейный характер, близкий к квадратичному. При этом максимальный коэффициент преобразования во вторую оптическую гармонику составлял около 0.5 процента.

Таким образом, показано, что при облучении поверхности глобулярных фотонных кристаллов интенсивными (около 1 ТВт/см²), ультракороткими (250 фс) импульсами лазерного излучения в геометрии “на отражение” в спектрах вторичного излучения присутствуют полосы плазмы, а также резкие пики, соответствующие второй (в заполненном сегнетоэлектриками фотонном кристалле) и третьей (в заполненном воздухом фотонном кристалле) оптическим гармоникам. Обнаружено, что интенсивность спектра плазмы в образцах, заполненных сегнетоэлектриками, существенно меньше интенсивности, соответствующей опалу, заполненному воздухом. Коэффициент преобразования в третью оптическую гармонику для глобулярных фотонных кристаллов, заполненных воздухом, составлял около 10%. Коэффициент преобразования во вторую оптическую гармонику для глобулярных фотонных кристаллов, заполненных сегнетоэлектриками (титанатом бария и нитритом натрия), составлял около процента. Таким образом, глобулярные фотонные кристаллы на основе опаловых матриц могут использоваться в качестве эффективных нелинейно-оптических преобразователей интенсивного лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 12-02-00491, 13-02-00449, 13-02-90420, 14-02-00190, 14-02-90406.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. П. Быков, *ЖЭТФ* **62**, 505 (1972).
- [2] В. С. Горелик, *Квантовая электроника* **37**(5), 409 (2007).
- [3] К. М. Но, С. Т. Chan, С. М. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3152 (1990).
- [4] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2295 (1991).
- [5] R. M. Hornreich, S. Shtrikman, *Phys. Rev. B* **49**, 10914 (1994).
- [6] J. Sajeev, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987).
- [7] M. Soljacic, J. D. Joannopoulos, *Nature Materials* **3**, 211 (2004).
- [8] S. Fan, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, et al., *Journal of the Optical Society of America B* **18**, 162 (2001).
- [9] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, et al., *Optics Letters* **26**, 286 (2001).
- [10] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, *Optics Letters* **21**(19), 1547 (1996).
- [11] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, P. St. J. Russell, *Science* **282**(5393), 1476 (1998).
- [12] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, et al., *Nature* **434**(7032), 488 (2005).
- [13] V. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4136 (1998).
- [14] A. V. Balakin, V. A. Bushuev, N. I. Koroteev, et al., *Optics Letters* **24**(12), 793 (1999).
- [15] A. A. Fedyanina, O. A. Aktsipetrov, D. A. Kurdyukov, et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 151111 (2005).
- [16] A. V. Balakin, V. A. Bushuev, B. I. Mantsyzov, et al., *Physical Review E* **63**(4 II), 466091 (2001).
- [17] A. V. Andreev, A. V. Balakin, A. B. Kozlov, et al., *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics* **19**(8), 1865 (2002).
- [18] A. V. Andreev, A. V. Balakin, A. B. Kozlov, et al., *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics* **19**(9), 2083 (2002).
- [19] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [20] N. A. R. Bhat, J. E. Sipe, *Phys. Rev. E* **64**, 056604 (2001).
- [21] K. Rivoire, S. Buckley, Y. Song, et al., *Phys. Rev. B* **85**, 045319 (2012).
- [22] K. I. Zaytsev, V. S. Gorelik, A. M. Khorokhorov, S. O. Yurchenko, *Journal of Physics Conference Series* **486**, 012003 (2014).
- [23] E. Yablonovich, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).

- [24] S. John, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
- [25] В. С. Горелик, Л. И. Злобина, О. А. Троицкий, Р. И. Чаниева, Неорганические материалы **44**(1), 64 (2008).
- [26] A. P. Goncharov and V. S. Gorelik, Inorganic Materials **43**, 386 (2007).
- [27] V. S. Gorelik, J. Russ. Laser Research, **27**, 437 (2006).
- [28] V. S. Gorelik, Laser Physics **18**(12), 1479 (2008).
- [29] В. С. Горелик, Н. И. Юрасов, В. В. Грязнов и др., Неорганические материалы **45**(9), 1020 (2009).
- [30] V. S. Gorelik, N. I. Yurasov, Y. P. Voinov, et al., Solid State Phenomena **152-153**, 518 (2009).
- [31] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, N. V. Tcherniega, Journal of Russian Laser Research **29**(6), 551 (2008).
- [32] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, N. V. Tcherniega, A. I. Vodchits, Journal of Russian Laser Research **28**(6), 567 (2007).
- [33] V. S. Gorelik, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **49**, 33007 (2010).
- [34] В. С. Горелик, А. А. Есаков, И. И. Засавицкий, Неорганические материалы **46**(6), 716 (2010).
- [35] В. С. Горелик, А. Д. Кудрявцева, М. В. Тареева, Н. В. Чернега, Письма в ЖЭТФ **84**(9), 575 (2006).

Поступила в редакцию 25 ноября 2014 г.