

# Синхронное четырехволновое взаимодействие изолированных волноводных мод интенсивных фемтосекундных импульсов в полых фотонно-кристаллических волокнах

С. О. Конов\* , Е. Е. Серебрянников\* , А. А. Иванов\* , Д. А. Акимов, М. В. Алфимов, А. М. Желтиков\*<sup>△1)</sup>

\* Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Центр фотохимии РАН, 117421 Москва, Россия

△ Международный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 марта 2004 г.

Показано, что полые фотонно-кристаллические волокна со специальным профилем дисперсии обеспечивают выполнение условий фазового синхронизма для нелинейно-оптических взаимодействий мощных фемтосекундных импульсов в режиме изолированных волноводных мод, локализованных в полой сердцевине волокна. Выполнены теоретические и экспериментальные исследования четырехволнового взаимодействия импульсов основного излучения и второй гармоники хром-форстеритового лазера с начальной длительностью около 50 фс и интенсивностью порядка  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> в волноводных модах полого фотонно-кристаллического волокна с диаметром сердцевины около 13 мкм.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

Нелинейная оптика мощных сверхкоротких импульсов лазерного излучения является одной из наиболее увлекательных и быстро развивающихся областей современной оптической физики. Использование высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов привело к открытию ряда новых нелинейно-оптических явлений, включая генерацию оптических гармоник высокого порядка [1, 2], и позволило получить импульсы электромагнитного излучения рекордно короткой длительности – аттосекундные импульсы [3–5].

Полые волноводы [6] активно используются в современных мощных лазерных системах для увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия интенсивных лазерных импульсов и повышения эффективности нелинейно-оптических процессов [7]. Волноводы этого типа позволяют реализовать нелинейно-оптическое преобразование спектра сверхкоротких импульсов высокой интенсивности без повреждения сердцевины волновода вследствие оптического пробоя. Явления фазовой самомодуляции [8] и вынужденного комбинационного рассеяния [9] в газе, заполняющем сердцевину полого волновода, позволяют формировать импульсы длительностью несколько периодов светового поля. Полые волноводы позволяют радикально увеличить эффективность генерации гармоник высокого порядка [10–12] и повы-

сить чувствительность методов газового анализа, основанных на спектроскопии четырехволнового взаимодействия [13, 14].

Моды стандартных полых волноводов со сплошной диэлектрической оболочкой характеризуются неустраняемыми оптическими потерями [6], величина которых растет с уменьшением радиуса  $a$  полой сердцевины волокна по закону  $\lambda^2/a^3$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения. Это обстоятельство накладывает ограничения на уменьшение радиуса сердцевины полых волокон. В экспериментах, как правило, используются полые волокна с диаметром сердцевины, варьируемым в диапазоне 100–500 мкм. Излучение при этом распространяется через волокно в многомодовом режиме. Влияние высших волноводных мод на процессы нелинейно-оптического взаимодействия сверхкоротких импульсов в полых волокнах исследовалось в работах [14, 15].

Оптические потери в полых волноводах могут быть существенно уменьшены путем использования волокон с двумерно периодической оболочкой – фотонно-кристаллических (ФК) волокон [16, 17]. Периодическая структура оболочки подобных волноводов характеризуется наличием фотонных запрещенных зон – областей частот, в которых излучение не может проникать в периодическую структуру. Коэффициент отражения периодической структуры в этих областях существенно превышает коэффициент отражения материала оболочки, что приводит к значи-

<sup>1)</sup>e-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

тельному уменьшению оптических потерь волноводных мод, распространяющихся вдоль полой сердцевинной волокна [16–18]. Полые ФК волноводы позволяют формировать изолированные волноводные моды излучения, локализованные в газовой среде [17,18], и обеспечивают радикальное увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий, включая вынужденное комбинационное рассеяние [19], четырехволновые взаимодействия (ЧВВ) [20] и фазовую самомодуляцию [21]. Эксперименты [22] продемонстрировали возможность реализации режима временных солитонов в полых ФК волноводах при передаче мегаваттных световых импульсов.

В настоящей работе мы покажем, что полые ФК волокна со специальным профилем дисперсии обеспечивают выполнение условий фазового синхронизма для нелинейно-оптических взаимодействий мощных фемтосекундных импульсов в режиме изолированных волноводных мод, локализованных в полой сердцевине волокна. Будут представлены результаты теоретического и экспериментального исследований четырехволнового взаимодействия импульсов основного излучения и второй гармоники хромфорстеритового лазера с начальной длительностью около 50 фс и интенсивностью порядка  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> в волноводных модах полого ФК волокна с диаметром сердцевинной части около 13 мкм.

Полые ФК волокна, использовавшиеся в наших экспериментах, имели период структуры оболочки порядка 4.6 мкм и диаметр сердцевинной части около 13 мкм. Типичное изображение структуры поперечного сечения волокна представлено на вставке 1 к рис.1. Технология изготовления полых ФК волокон подробно описана в работе [18]. Спектр пропускания полых ФК волноводов характеризуется наличием ярко выраженных максимумов. Природа этих пиков связана с тем, что периодически структурированная оболочка волокна характеризуется высокой отражательной способностью вблизи фотонных запрещенных зон. Перестройка спектра пропускания полых ФК волокон достигается путем изменения структуры оболочки [23].

Моделирование свойств собственных мод и спектров пропускания полых ФК волноводов производилось на основе решения [24] векторных волновых уравнений для поперечных компонент электрического поля  $E_x(x, y)$  и  $E_y(x, y)$ :

$$\left[ \frac{\nabla_{\perp}^2}{k^2} + n^2(x, y) \right] E_x + \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( E_x \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y} \right) = \frac{\beta^2}{k^2} E_x, \quad (1)$$

Место для тонового рисунка

Рис.1. Расстройка  $\delta\beta = \beta_{3\omega} - \beta'_{2\omega} - \beta''_{2\omega} + \beta_{\omega}$  постоянных распространения  $\beta_{\omega}, \beta'_{2\omega}, \beta''_{2\omega}, \beta_{3\omega}$  волноводных мод ФК волокна, участвующих в четырехволновом взаимодействии  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$  ( $2\omega, \omega$  – частоты полей накачки). Период структуры оболочки ФК волокна – 4.6 мкм, диаметром сердцевинной части волокна – 13 мкм. На вставках показаны: 1 – изображение поперечного сечения полого ФК волокна, 2 – профили интенсивности излучения в волноводных модах ФК волокна, участвующих в ЧВВ-процессе

$$\left[ \frac{\nabla_{\perp}^2}{k^2} + n^2(x, y) \right] E_y + \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \left( E_x \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y} \right) = \frac{\beta^2}{k^2} E_y, \quad (2)$$

где  $\beta$  – постоянная распространения,  $k$  – волновое число,  $\nabla_{\perp}$  – оператор градиента в плоскости  $(x, y)$ ,  $n(x, y)$  – профиль показателя преломления.

Поперечное распределение электрического поля в сечении волокна представляется в виде разложения по системе ортонормированных функций Эрмита–Гаусса:

$$E_x = \sum_{n,m=0}^{F-1} \xi_{n,m}^x \psi_n \left( \frac{x}{\Lambda} \right) \psi_m \left( \frac{y}{\Lambda} \right), \quad (3)$$

$$E_y = \sum_{n,m=0}^{F-1} \xi_{n,m}^y \psi_n \left( \frac{x}{\Lambda} \right) \psi_m \left( \frac{y}{\Lambda} \right).$$

Профиль показателя преломления записывается в виде разложения по функциям Эрмита–Гаусса и системе ортогональных периодических функций:

$$n^2(x, y) = \sum_{n,m=0}^{Nd-1} \left( D_{n,m} \psi_n \left( \frac{x}{w} \right) \psi_m \left( \frac{y}{w} \right) \right) + \sum_{k,l}^{Np-1} P_{k,l} \cos \left( \frac{2\pi kx}{T_x} \right) \cos \left( \frac{2\pi ly}{T_y} \right), \quad (4)$$

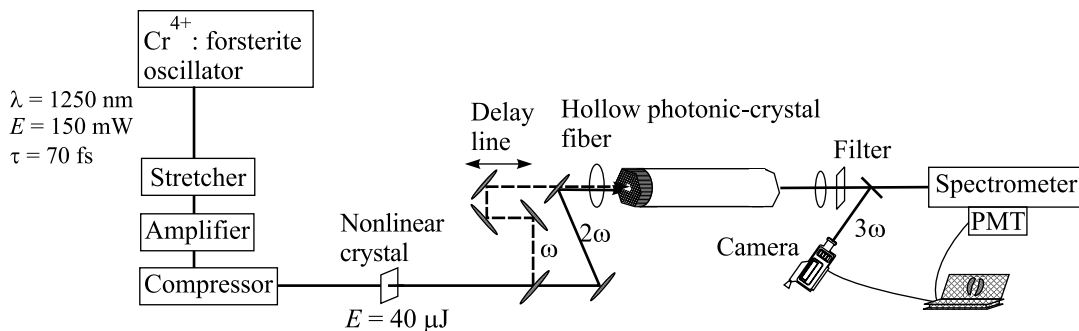


Рис.2. Схема фемтосекундной лазерной системы для исследования нелинейно-оптического взаимодействия интенсивных сверхкоротких лазерных импульсов в полном ФК волокне

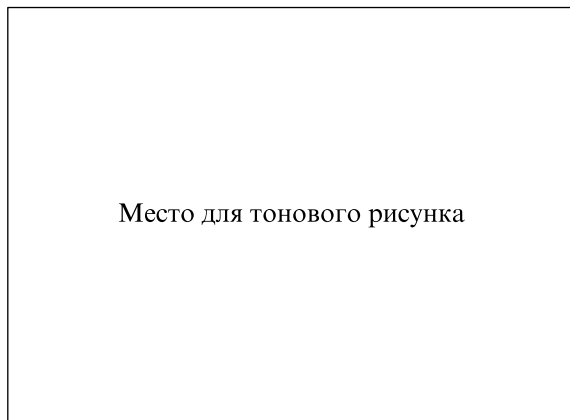
где  $N_d$ ,  $N_p$  – количество базисных функций,  $D_{n,m}$ ,  $P_{k,l}$  – постоянные коэффициенты,  $T_x$ ,  $T_y$  – период структуры в направлении осей  $x$  и  $y$  соответственно,  $\Lambda$  и  $w$  – параметры, характеризующие пространственный масштаб структуры волокна [24]. Для расчета дисперсионных свойств волноводных мод полого ФК волокна использовались разложения по базису из  $80 \times 80$  полиномов Эрмита–Гаусса и  $150 \times 150$  тригонометрических функций.

Подстановка рядов (3) и (4) в волновые уравнения (1) и (2) сводит исходную задачу к задаче на собственные функции и собственные значения для матричного уравнения, решение которой позволяет определить постоянные распространения и распределение поля в волноводных модах. На рис.1 представлена рассчитанная с помощью описанной выше процедуры расстройка  $\delta\beta = \beta_{3\omega} - \beta'_{2\omega} - \beta''_{2\omega} + \beta_\omega$  постоянных распространения  $\beta_\omega$ ,  $\beta'_{2\omega}$ ,  $\beta''_{2\omega}$ ,  $\beta_{3\omega}$  волноводных мод ФК волокна, участвующих в ЧВВ-процессе  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$  ( $2\omega$ ,  $\omega$  – частоты полей накачки). Представленные результаты указывают на возможность достижения фазового согласования для процесса ЧВВ основной моды излучения накачки с частотой  $\omega$ , основной моды одного из полей накачки с частотой  $2\omega$ , высшей волноводной моды второго поля накачки  $2\omega$  и высшей волноводной моды нелинейного сигнала (см. вставку 2 на рис.1). Фазовый синхронизм, как следует из рис.1, достигается в спектральном интервале шириной около 10 нм, что позволяет обеспечить высокую эффективность ЧВВ-взаимодействия для фемтосекундных лазерных импульсов. Представленные ниже результаты экспериментов полностью согласуются с данными теоретического анализа.

Лазерная система, использовавшаяся в наших экспериментах (рис.2), состояла из задающего лазера на кристалле Cr<sup>4+</sup>:форстерит, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя, компрес-

сора и кристалла для удвоения частоты. Для накачки задающего лазера использовался волоконный иттербиевый лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 30–50 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов составляла 1250 нм. Средняя мощность излучения лазера составляла около 180 мВт. Усиление фемтосекундных импульсов, формируемых задающим генератором, производилось при помощи регенеративного усилителя, накачиваемого излучением Nd:YLF-лазера. Усиленные импульсы с энергией до 100 мкДж поступали на решеточный компрессор, где происходило сжатие импульсов до длительности 50–100 фс с потерей примерно половины энергии. Удвоение частоты излучения хром-форстеритового лазера осуществлялось с помощью кристалла LBO.

Фемтосекундные импульсы основного излучения хром-форстеритового лазера с центральной длиной волны 1.25 мкм и импульсы излучения второй гармоники с длиной волны 625 нм использовались в качестве полей накачки  $\omega$  и  $2\omega$  в ЧВВ-процессе  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ . Энергия импульсов накачки варьировалась в диапазоне от 0.1 до 10 мкДж. Излучение накачки заводилось в полый ФК волновод с периодом структуры оболочки, равным 4.6 мкм, диаметром сердцевинки около 13 мкм, длиной 5 см, установленный на трехкоординатной подаче, с помощью стандартного микро-объектива. Излучение основной частоты фокусировалось таким образом, чтобы обеспечить максимальную эффективность возбуждения основной волноводной моды ФК волокна (вставка 1 на рис.3). Излучение второй гармоники распространялось в виде смеси основной и высшей волноводных мод ФК-волокна (вставка 2 на рис.3). Четырехволновое взаимодействие импульсов накачки приводило к генерации сигнала с центральной длиной волны 417 нм (рис.3). Максимальная эффективность генерации нелинейного сигнала в условиях наших экспе-



Место для тонового рисунка

Рис.3. Спектр сигнала ЧВВ, генерируемого в полом ФК волокне импульсами основной частоты и второй гармоники излучения хром-форстеритового лазера с энергией 2 и 3 мкДж, соответственно. Начальная длительность импульсов излучения основной частоты – около 50 фс. На вставках показаны изображения поперечного распределения интенсивности излучения основной частоты (1) и второй гармоники (2), а также ЧВВ-сигнала (3) на выходе ФК волокна

риментов составляла 0.2%. Из-за значительной фазовой расстройки прямой процесс генерации третьей гармоники  $3\omega = \omega + \omega + \omega$ , приводящий к генерации излучения с такой же длиной волны, характеризовался эффективностью, на несколько порядков меньшей, чем эффективность ЧВВ-процесса  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ .

Анализ поперечного распределения интенсивности в ЧВВ-сигнала на выходе ФК волокна свидетельствует о том, что нелинейный сигнал генерируется в устойчивой изолированной высшей волноводной моде ФК волокна (вставка 3 на рис.3). Данный результат согласуется с выводами теоретического анализа фазового согласования для ЧВВ-процесса в полом ФК волокне (см. вставку 2 к рис.1 и вставки 1–3 к рис.3). Таким образом, фазовый синхронизм изолированных волноводных мод интенсивных лазерных импульсов, взаимодействующих в полом ФК волокне, в условиях наших экспериментов определяет и стабилизирует пространственный профиль сигнала ЧВВ. Данное обстоятельство обеспечивает высокое качество пучка нелинейного сигнала на выходе волокна и открывает возможность модового управления процессом нелинейно-оптической обработки высокоинтенсивных лазерных импульсов.

Стабильный пространственный профиль излучения ЧВВ-сигнала на выходе ФК волокна сохранялся вплоть до энергий импульсов накачки около 6 мкДж, что соответствует интенсивности лазерного излучения около  $9 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. При более высоких ин-

тенсивностях полей накачки заметную роль начинают играть эффекты пространственного самовоздействия, приводящие к искажению профиля моды ЧВВ-сигнала. Импульсы накачки с энергией, превышающей 10 мкДж приводили к возникновению оптического пробоя на стенках ФК волокна, сопровождавшегося существенным уменьшением пропускания излучения накачки и падением эффективности нелинейно-оптического взаимодействия.

Представленные в настоящей работе результаты экспериментальных и теоретических исследований показывают, что полые ФК волокна со специальным профилем дисперсии обеспечивают выполнение условий фазового синхронизма для нелинейно-оптических взаимодействий мощных фемтосекундных импульсов в режиме изолированных волноводных мод, локализованных в полой сердцевине волокна. Фазовый синхронизм изолированных волноводных мод интенсивных лазерных импульсов, взаимодействующих в полом ФК волокне, в условиях наших экспериментов приводит к эффективному преобразованию частоты интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью порядка  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и стабилизирует пространственный профиль сигнала ЧВВ.

Работа выполнена при поддержке гранта МД-42.2003.02 Президента Российской Федерации, грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 02-02-17098 и # 03-02-16929, а также грантов Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект RP2-2558) и Европейским офисом научных исследований (проект 62558-03-M-0033).

1. Ch. Spielmann, N. H. Burnett, S. Sartania et al., *Science* **278**, 661 (1997).
2. Z. H. Chang, A. Rundquist, H. W. Wang et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2967 (1997).
3. P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger et al., *Science* **292**, 1689 (2001).
4. M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger et al., *Science* **291**, 1923 (2001).
5. M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann et al., *Nature* **414**, 511 (2001).
6. E. A. J. Marcatili and R. A. Schmelzter, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
7. А. М. Желтиков, *УФН* **172**, 743 (2002).
8. M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto et al., *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997).
9. N. Zhavoronkov and G. Korn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 203901 (2002).

10. A. Rundquist, C. G. Durfee III, Z. Chang et al., *Science* **280**, 1412 (1998).
11. E. Constant, D. Garzella, P. Breger et al. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1668 (1999).
12. A. Paul, R. A. Bartels, R. Tobey et al., *Nature* **421**, 51 (2003).
13. R. B. Miles, G. Lafer, and G. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 417 (1977).
14. A. B. Fedotov, F. Giammanco, A. N. Naumov et al., *Appl. Phys.* **B72**, 575 (2001).
15. A. N. Naumov, F. Giammanco, D. A. Sidorov-Biryukov et al., *JETP Lett.* **73**, 263 (2001).
16. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight et al., *Science* **285**, 1537 (1999).
17. P. St. J. Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
18. С. О. Коноров, А. Б. Федотов, О. А. Колеватова и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 401 (2002).
19. F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russell, *Science* **298**, 399 (2002).
20. S. O. Konorov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **28**, 1448 (2003).
21. S. O. Konorov, D. A. Sidorov-Biryukov, I. Bugar et al., *Appl. Phys.* **B78**, in press (2004); DOI: 10.1007/s00340-004-1417-6.
22. D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Müller et al., *Science* **301**, 1702 (2003).
23. S. O. Konorov, A. B. Fedotov, O. A. Kolevatova et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 1375 (2003).
24. E. E. Serebryannikov and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **13**, 1339 (2003).