

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

- 3 **Фазовая модуляция фемтосекундных световых импульсов, спектры которых сверхширены в диэлектриках с нормальной групповой дисперсией**
Белашенков Н.Р., Дроздов А.А., Козлов С.А., Шполянский Ю.А., Цыпкин А.Н.
- 8 **Самоиндуцированная прозрачность в оптически плотной среде несимметричных квантовых объектов**
Сазонов С.В., Устинов Н.В.
- 13 **Эффекты фотонного эха и оптических нутаций в системе двухэлектронных квантовых точек**
Елютин С.О., Маймистов А.И.
- 21 **Преломление предельно коротких импульсов в тонкой плёнке метаматериала, погруженной в диэлектрическую среду**
Елютин С.О., Оженко С.С., Маймистов А.И.
- 28 **Уменьшение эффективности самофокусировки фемтосекундного импульса в прозрачной среде с дисперсией при сокращении в нем числа световых колебаний**
Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А.

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

- 34 **Методы генерации сверхширокополосных терагерцовых импульсов фемтосекундными лазерами**
Беспалов В.Г., Городецкий А.А., Денисюк И.Ю., Козлов С.А., Крылов В.Н., Лукомский Г.В., Петров Н.В., Путилин С.Э.

ГОЛОГРАФИЯ

- 42 **О возможности применения фурье-голографии в задаче моделирования творческого мышления: требования к передаточным характеристикам реверсивных голографических сред**
Павлов А.В.

ОПТИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

- 50 **Полимерная среда с фенантренхиноном – возможность длительного хранения информации**
Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А., Голубка А.И., Андреева Н.В.

- 54 **Наномодифицированные оптические акрилатные композиты**
Бурункова Ю.Э., Сембина С.А., Капорский Л.Н., Левичев В.В.
- 59 **Формирование микроструктур в результате самофокусировки света в фотополимерном нанокompозите**
Денисюк И.Ю., Бурункова Ю.Э., Фокина М.И., Ворзобова Н.Д., Булгакова В.Г.
- 66 **Формирование микроструктур на основе УФ-отверждаемых акрилатов**
Фокина М.И., Денисюк И.Ю., Бурункова Ю.Э., Капорский Л.Н.
- 73 **Оптические модуляторы на основе двухчастотного нематического жидкого кристалла**
Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П., Исаев М.В., Костомаров Д.С.
- 81 **Спектрально-люминесцентные свойства фототерморефрактивных наностеклокерамик, активированных ионами иттербия и эрбия**
Асеев В.А., Никоноров Н.В.
- 89 **Динамический анализ сигналов в оптической когерентной томографии методом нелинейной фильтрации Калмана**
Волынский М.А., Гуров И.П., Захаров А.С.

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

- 95 **Ридберговское микроволновое излучение ионосферы при высыпаниях электронов из радиационных поясов, вызванных радиопередатчиками**
Авакян С.В., Воронин Н.А.

ИНФОРМАЦИЯ

- 98 **Коллективная монография “Оптика наноструктур”**
- 99 **Монография “Оптические методы визуализации газовых потоков”**
- 100 **Монография “Выдающиеся русские ученые М.В. Ломоносов, Д.С. Рождественский, С.И. Вавилов и научная школа Государственного оптического института”**

Сдано в набор 23.07.08. Подписано в печать 00.00.08. Формат бумаги 60×84/8.

Бумага офсетная № 1. Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная.

Заказ № 00. Отпечатано в ООО «ЦТТ». Тираж 300 экз. Цена подписная.

Адрес типографии: 199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия, д. 16.

Качество графических материалов соответствует представленным оригиналам.

Научный редактор **Н.Ф. Соболева**

Корректор **Э.А. Рождественская**

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 535.2: 621.373.8267

ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ, СПЕКТРЫ КОТОРЫХ СВЕРХУШИРЕННЫ В ДИЭЛЕКТРИКАХ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

© 2008 г. **Н. Р. Белашенков**, канд. физ.-мат. наук; **А. А. Дроздов**; **С. А. Козлов**, доктор физ.-мат. наук; **Ю. А. Шполянский**, канд. физ.-мат. наук; **А. Н. Цыпкин**

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: arkady-drozдов@mail.ru

Изучены закономерности фазовой самомодуляции фемтосекундных световых импульсов в диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией и кубической безынерционной нелинейностью. Показано, что при разных входных длительностях и интенсивностях световых импульсов на определенных расстояниях их фазовая модуляция становится близкой к линейной, что позволяет при их интерференции получать регулярную последовательность сверхкоротких импульсов с терагерцовой частотой повторения.

Коды OCIS: 190.7110, 200.3050.

Поступила в редакцию 15.04.2008.

Введение

Распространение излучения с фемтосекундной длительностью импульса в оптических средах без разрушения вещества (по крайней мере, за сверхкороткую длительность светового импульса) оказалось возможным при больших интенсивностях, чем для более длительных импульсов [1]. Это позволило в случае фемтосекундных импульсов практически во всех прозрачных средах наблюдать такой сильный нелинейный эффект, как сверхуширение спектра излучения, когда его ширина становится соизмеримой с центральной частотой [2]. Такое излучение со сверхуширенным спектром называют также спектральным суперконтинуумом [3].

Фемтосекундному спектральному суперконтинууму, генерируемому в области аномальной групповой дисперсии диэлектрических сред, обычно соответствует сложная временная структура светового импульса, возникающая в результате обрушения ударных волн, содержащая солитоны [4] и т. п. При распространении лазерного импульса в области нормальной групповой дисперсии диэлектрика сверхуширение спектра можно получить за счет обычной, но очень сильной фазовой самомодуляции, причем на выходе из среды эта фазовая модуляция может оказаться близкой к линейной [5]. В работе [6] было показано, что при интерференции фемтосекундных световых импульсов с сильной линейной фазовой

модуляцией формируется квазидискретный спектральный суперконтинуум, которому соответствует терагерцовая последовательность импульсов из малого числа колебаний светового поля. Была рассмотрена возможность ее применения в системах сверхбыстрой передачи информации.

В настоящей работе методами численного моделирования определены расстояния, которые должен пройти фемтосекундный импульс в нелинейной диэлектрической среде для установления квазилинейной фазовой модуляции, а также параметры этой модуляции в зависимости от длительности и интенсивности входного импульса. Показано, что при интерференции выходных импульсов образуется последовательность сверхкоротких импульсов с квазидискретным континуумным спектром. Продемонстрированы принципы кодирования информации, передаваемой в этой последовательности световых сигналов.

Математическая модель самовоздействия фемтосекундных световых импульсов в диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией

Распространение интенсивного светового импульса в волноведущей диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией и нерезонансной нелинейностью может быть описано модифицированным уравнением Кортевега де Вриза [7]

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + gE^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = 0, \quad (1)$$

где E – электрическое поле светового импульса, z – пространственная координата, вдоль которой распространяется импульс; $\tau = t - \frac{N_0}{c}z$ – время в движущейся с импульсом системе координат, t – время, c – скорость света в вакууме, параметр g характеризует безынерционную нелинейность поляризационного отклика среды, параметры N_0 и a описывают линейный показатель преломления среды и его дисперсию [5]

$$n_0(\omega) = N_0 + a\omega^2. \quad (2)$$

Уравнение (1) описывает самовоздействие светового импульса, в том числе при его высокой интенсивности, и генерацию спектрального суперконтинуума [5, 7]. Для адекватности теоретического анализа нелинейной динамики импульса по этому уравнению важно только, чтобы сверхуширяющийся спектр излучения продолжал находиться в спектральном диапазоне, где выполняется зависимость (2). Например, для распространенного в лазерной технике кварцевого стекла зависимость (2) при $N_0 = 1,45$, $a = 4,04 \times 10^{-42} \text{ с}^3/\text{м}$ и $g = 1,93 \times 10^{-28} \text{ м}^{-1}\text{с}^4/\text{кг}$ описывает дисперсию линейного показателя преломления стекла с точностью до третьего знака после запятой в диапазоне от 460 до 1800 нм [5]. На примере именно этого материала и будем рассматривать в настоящей статье закономерности фазовой самомодуляции фемтосекундных импульсов в диэлектрических средах.

Импульс на входе в среду (при $z = 0$) будем предполагать гауссовым

$$E = E_0 \exp\left(-2(t/\tau_n)^2\right) \sin(\omega_0 t), \quad (3)$$

где E_0 – максимальная амплитуда колебаний светового поля, τ_n – длительность импульса на входе в диэлектрическую среду, ω_0 – его центральная частота.

Результаты численного моделирования эволюции фемтосекундных световых импульсов в волокне из кварцевого стекла

На рис. 1–3 приведены типичные результаты численного моделирования по уравнению (1) изменения временной и спектральной структур фемтосекундного волнового пакета, а также эволюции его “мгновенной” частоты $\omega_{\text{мгн}} = 2\pi/T_{\text{мгн}}$ для импульса вида (3) Ti:сапфирового лазера. Параметры лазера: исходная центральная длина волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 780 \text{ нм}$, длительность и интенсивность входного

импульса $\tau_n = 12 \text{ фс}$ и $I = 3 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ соответственно при его распространении в одномодовом волокне из кварцевого стекла, параметры которого охарактеризованы в предыдущем параграфе.

На рис. 1 показано изменение временной формы импульса в волокне. Видно, что уже на расстояниях, меньших миллиметра, происходит значительное увеличение длительности импульса. Это увеличение – существенно нелинейный эффект. Наши расчеты показывают, что для входного импульса той же длительности, но на порядок меньшей интенсивности $I = 3 \times 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ на расстоянии 0,4 мм увеличение длительности определяется практически только дисперсией линейного показателя преломления стекла и составляет лишь 1,5 раза, т. е. в 2 раза меньше приведенного на рис. 1. Увеличение длительности светового импульса происходит таким образом, что временные расстояния между нулями поля в начале и конце импульса заметно различаются, т. е. “мгновенный” период $T_{\text{мгн}}$ в начале импульса становится больше, чем в конце импульса. Такая фазовая модуляция обусловлена нормальной групповой дисперсией волновода в том диапазоне, которому соответствует спектр излучения [5, 7].

На рис. 2 показано изменение спектральной плотности G светового импульса в волокне, нормированной на максимальную входную спектральную плотность G_0 . Видно, что временное расплывание импульса в нелинейном волокне сопровождается сильным несимметричным уширением его спектра (см. также [5]). На расстояниях, больших чем приведены на рис. 2, уширения спектра уже практически не наблюдается. Это связано с тем, что режим распространения импульса становится близким к линейному из-

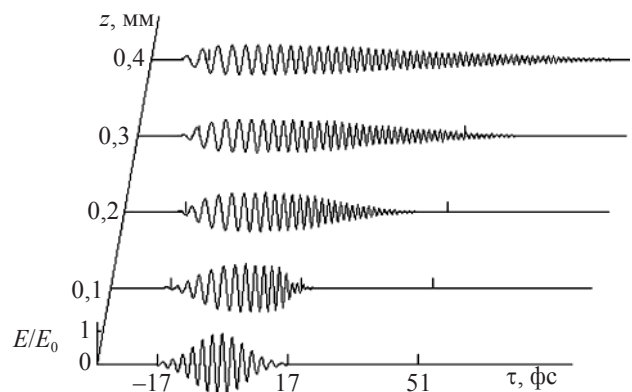


Рис. 1. Динамика электрического поля E светового импульса в волокне, нормированного на максимальное значение входного поля E_0 .

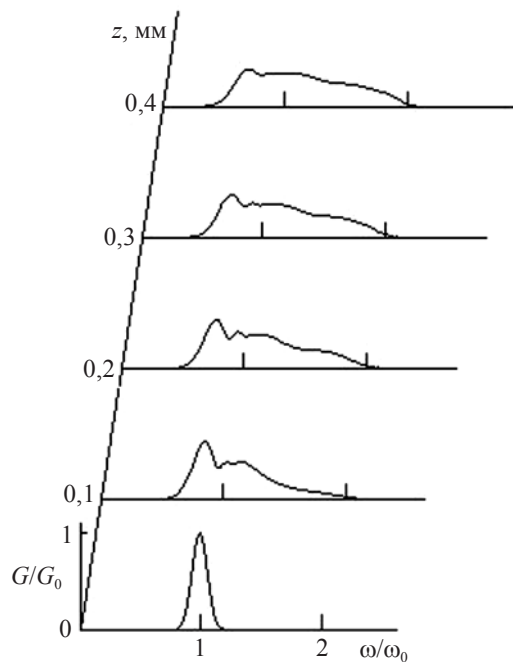


Рис. 2. Изменение спектральной плотности G светового импульса в волокне, нормированной на максимальную входную спектральную плотность G_0 . Частота ω нормирована на центральную частоту ω_0 импульса на входе в волокно.

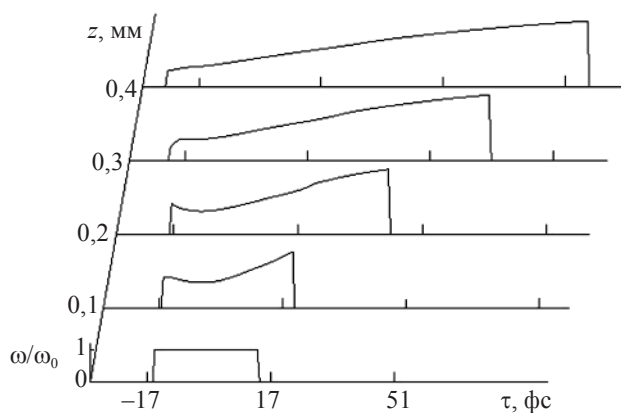


Рис. 3. Изменение зависимости “мгновенной” частоты $\omega_{\text{мгн}}$, нормированной на центральную частоту ω_0 входного светового импульса, при его распространении в волокне.

за уменьшения его интенсивности вследствие значительного временного расплывания импульса.

Рисунок 3 иллюстрирует эволюцию “мгновенной” частоты $\omega_{\text{мгн}} = 2\pi/T_{\text{мгн}}$ колебаний в импульсе (его фазовую модуляцию) на различных расстояниях в кварцевом волокне. Видно, что в образовавшемся спектральном суперконтинууме зависимость

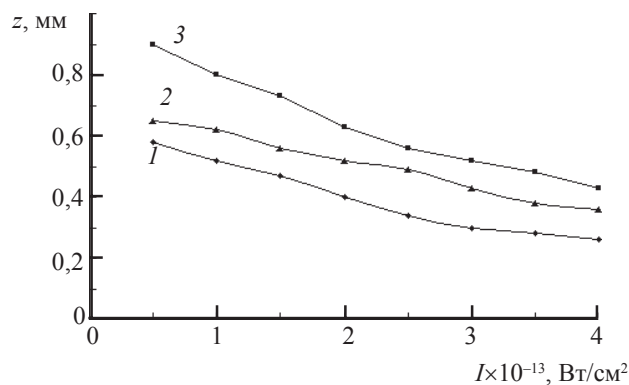


Рис. 4. Изменение зависимости длины отрезка волокна z , на которой устанавливается квазилинейная зависимость модуляции, от интенсивности I и длительности входного импульса $\tau_{\text{в}}$. $I - \tau_{\text{в}} = 12$ фс, $2 - 30$, $3 - 50$.

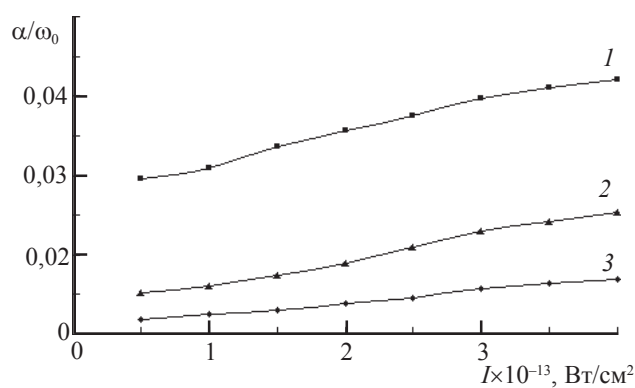


Рис. 5. Изменение зависимости нормированного коэффициента фазовой модуляции α излучения от интенсивности I и длительности входного импульса $\tau_{\text{в}}$. $I - \tau_{\text{в}} = 12$ фс, $2 - 30$, $3 - 50$.

“мгновенной” частоты от времени, начиная с некоторых расстояний, становится близкой к линейной. Экстраполируя эту зависимость соотношением

$$\omega_{\text{мгн}}(\tau) = \omega_0[1 + \alpha(\tau - \tau_0)], \quad (4)$$

где τ_0 – параметр, имеющий размерность времени, можно вычислить коэффициент фазовой модуляции α , который на расстоянии 0,3 мм становится равным $0,03\omega_0 \text{ c}^{-1}$.

На рис. 4 приведены значения расстояний, на которых мгновенная частота $\omega_{\text{мгн}}$ с погрешностью 2% начинает экстраполироваться соотношением (4) и зависит от входной пиковой интенсивности излучения для различных начальных длительностей импульса (3). На рис. 5 даны зависимости коэффициента фазовой модуляции α на этих расстояниях.

Из рис. 4 и 5 видно, что при увеличении интенсивности входного светового импульса в 8 раз расстояние, на котором зависимость “мгновенной” ча-

стоты становится квазилинейной, в рассмотренном диапазоне интенсивностей при каждой выбранной входной длительности импульса уменьшается примерно в 2 раза, а коэффициент фазовой модуляции примерно во столько же раз увеличивается. Увеличение длительности входного импульса при одной и той же интенсивности излучения приводит к увеличению соответствующего расстояния и уменьшению фазовой модуляции.

Интерференция фазомодулированных фемтосекундных световых импульсов

На рис. 6 показано результирующее поле двух интерферирующих фемтосекундных световых импульсов с параметрами, соответствующими рис. 1–3, после прохождения ими отрезка волокна длиной 0,4 мм. Один из интерферирующих импульсов задержан относительно другого на 25 фс.

Как видно из рис. 6, результатом интерференции является регулярная последовательность световых импульсов, содержащих лишь несколько оптических колебаний, которой соответствует квазидискретный спектральный суперконтинуум, приведенный на рис. 7. Структуры временной последовательности и спектрального суперконтинуума аналогичны тем, которые были получены в работах [8, 9] при анализе взаимодействия разночастотных фемтосекундных импульсов в нелинейных средах. Однако рис. 6 и 7 показывают, что для создания последовательности световых импульсов с частотой следования около 100 ТГц организовывать в нелинейной среде взаимодействие импульсов, к тому же имеющих разный спектральный состав на входе в среду, необязательно. Достаточно получить интерференцию двух задержанных друг относительно друга импульсов со сверхширокими спектрами, организованную, например, из одного импульса, прошедшего волокно. Экспериментальная возможность получения таким образом квазидискретного суперконтинуума продемонстрирована в [10], где не обсуждается временная структура поля излучения, соответствующая такому спектру.

Из рис. 6 видно, что каждый последующий импульс во временной последовательности несколько отличается от предыдущего центральной частотой. Это позволяет осуществлять кодирование информации с использованием такой последовательности (подобно тому, как было показано в [8, 9]) путем удаления соответствующего выбранному импульсу пика в квазидискретном спектре излучения подобраным спектральным фильтром. На рис. 8а приведена временная последовательность световых сигналов с удаленными импульсами (7, 9, 11, 13)

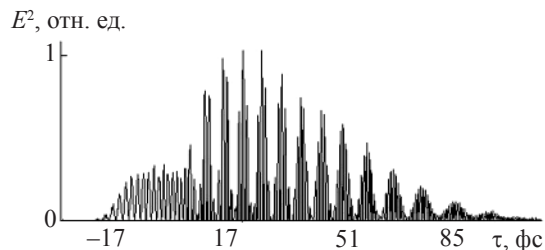


Рис. 6. Квадрат результирующего поля двух интерферирующих световых импульсов с фазовой модуляцией.

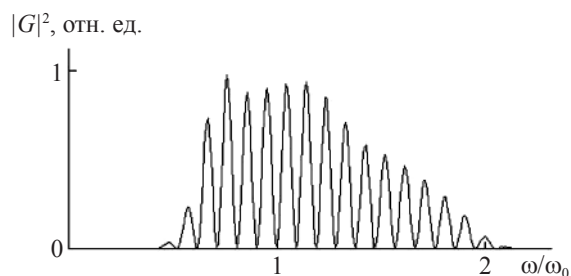


Рис. 7. Спектр двух интерферирующих фемтосекундных световых импульсов с фазовой модуляцией.

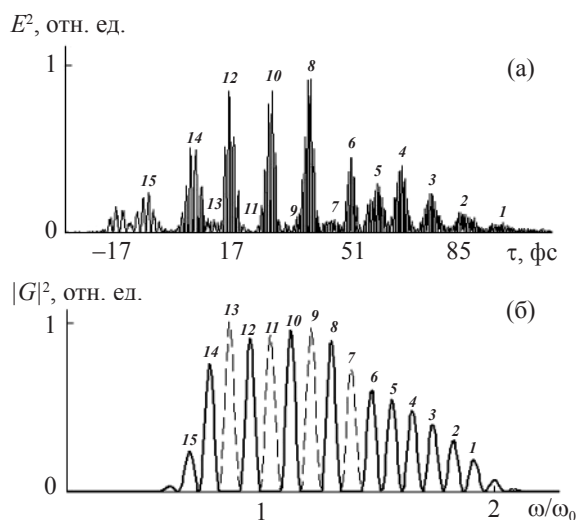


Рис. 8. Временная форма (а) последовательности сверхкоротких импульсов с “удаленными” импульсами и спектр квазидискретного спектрального суперконтинуума (б) с “вырезанными” спектральными линиями.

при “вырезании” соответствующего спектрального компонента (7, 9, 11, 13) из общего квазидискретного спектра выходного излучения, представленного на рис. 8б.

Отметим, что, несмотря на очевидную из рис. 8 связь сигналов во временной последовательности и спектральных пиков, отдельный пик – это не спектр отдельного сигнала. Действительно, основным следствием его “вырезания” является удаление определенного светового сигнала, но при этом несколько искажается и вся последовательность. Эти искажения тем меньше, чем больше импульсов в последовательности.

Заключение

В работе исследованы закономерности фазовой самомодуляции фемтосекундных световых импульсов в диэлектрических средах с нормальной групповой дисперсией и кубической безынерционной нелинейностью в ходе сверхуширения спектра излучения. Показано, что квазилинейность фазовой модуляции фемтосекундных импульсов, возникающая на определенном этапе развития спектрально-го суперконтинуума, является универсальным качеством эффекта самовоздействия излучения в указанных условиях.

Показано, что в результате интерференции двух фемтосекундных импульсов с линейной фазовой модуляцией может образовываться последовательность сверхкоротких импульсов, центральная частота каждого из которых несколько отличается от частоты предыдущего. Последовательность имеет квазидискретный спектр, при этом каждому компоненту спектра выходного излучения соответствует один импульс в последовательности. Это свойство может быть использовано для кодирования информации, передаваемой приблизительно 100 ТГц-последовательностью световых импульсов, состоящих лишь из нескольких оптических колебаний.

Работа поддержана грантом РФФИ 08-02-00902-а, грантом РНП.2.1.1.6877 программы “Развитие научного потенциала высшей школы”, а также программой “Участник молодежного научно-инновационного конкурса” фонда содействия малых форм предприятий в научно-технической сфере при под-

держке Федерального агентства по науке и инновациям и Федерального агентства по образованию.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Sudrie L., Couairon A., Franko M.* Femtosecond laser-induced damage and filamentary propagation in fused silica // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. № 18. P. 1–4.
2. *Brodeur A., Chin S.L.* Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1999. V. 16. № 4. P. 637–650.
3. *Alfano R.R.* The supercontinuum laser source. N.Y.: Springer-Verlag, 1989.
4. *Husakou A.V., Herrmann J.* Supercontinuum generation, four-wave mixing, and fission of higher-order solitons in photonic-crystal fibers // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2002. V. 19. № 9. P. 2171–2182.
5. *Беспалов В.Г., Козлов С.А., Сутягин А.Н., Шполянский Ю.А.* Сверхуширение спектра интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов и их временное сжатие до одного колебания светового поля // *Оптический журнал.* 1998. Т. 65. № 10. С. 85–88.
6. *Дроздов А.А., Цыпкин А.Н., Козлов С.А.* Интерференция фемтосекундных спектральных суперконтинуумов, генерируемых в диэлектрике с нормальной групповой дисперсией // *Труды междунар. конф. “Фундаментальные проблемы оптики-2006”* СПб. 2006. С. 12–14.
7. *Козлов С.А., Самарцев В.В.* Оптика фемтосекундных лазеров. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2007. 218 с.
8. *Бахтин М.А., Козлов С.А.* Формирование последовательности сверхкоротких сигналов при столкновении импульсов из малого числа колебаний светового поля в нелинейных оптических средах // *Опт. и спектр.* 2005. Т. 98. № 3. С. 425–430.
9. *Bakhtin M.A., Kozlov S.A.* Generation of the discrete spectral supercontinuum in two intensive ultrashort pulses interaction // *Optical Memory and Neural Network.* 2006. V. 15. № 1. P. 1–10.
10. *Corsi C., Tortora A., Bellini M.* Mutual coherence of supercontinuum pulses collinearly generated in bulk media // *Appl. Phys. B.* 2003. V. 77. № 2–3. P. 255–290.