

Секция 4. Оптика фемто- и аттосекундных импульсов

ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ИЗЛУЧЕНИЕМ ТЕРАВАТНОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА Ti:Sa

Большаков В.В., Волков Р.В., Князьков В.С., Воробьев А.А.,
Урюпина Д.С., Курилова М.В., Надыр Моршедиан, Савельев А.Б.
Международный Лазерный Центр и Физический Факультет, МГУ им.
М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Проведена характеристика параметров тераватной фемтосекундной лазерной системы на Ti:Sa. Представлены результаты экспериментов по изучению параметров фемтосекундной лазерной плазмы (ФЛП), образующейся в результате взаимодействия лазерного излучения с конденсированными мишенями в диапазоне интенсивностей 10^{16} - 10^{18} Вт/см². Приведены результаты серии экспериментов по исследованию возможности использования в качестве лазерной мишени жидких металлов.

В работе использована твердотельная лазерная система на основе кристалла сапфира с легированными атомами титана (Ti:Sa), генерирующая импульсы длительностью 40-70 фс, мощностью до 0,5 ТВт на длине волны 800 нм с частотой повторения 10 Гц. Лазерная система создана на основе методики усиления чирпированного импульса, усиливаемого в регенеративном и многопроходном усилителях. Проведена оптимизация системы стретчер-компрессор с целью улучшения контраста лазерного излучения.

Для проведения экспериментов по взаимодействию сверхсильных полей с веществом при интенсивностях, близких к релятивистскому пределу, создана вакуумная система, содержащая в себе компрессор лазерного излучения, а также камеру взаимодействия, позволяющую получать давление остаточного газа порядка 10^{-5} Торр. В данной камере взаимодействия реализована схема фокусировки излучения внеосевой параболой, позволяющей достигать в фокусе интенсивностей порядка $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

Выполнена серия экспериментов по определению параметров фемтосекундной лазерной плазмы, образующейся при взаимодействии лазерного излучения с конденсированными мишенями при интенсивностях 10^{16} – $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

Излучение генерируемое тераватной лазерной системой на кристалле Ti:Sa фокусируется на поверхность мишени под углом 45° с помощью безабберационного объектива с фокусным расстоянием 6 см. Это позволяет достичь на поверхности мишени интенсивности $\sim 10^{17}$ Вт/см² при энергии в импульсе ~ 1 мДж. Мишень помещалась в вакуумную камеру, откаченную до давления 10^{-2} Торр. В ходе эксперимента температура мишени могла изменяться от комнатной ($\sim 20^\circ\text{C}$) до $\sim 270^\circ\text{C}$. Это позволяло изменять теплофизические параметры мишени и тем самым управлять скоростью восстановления мишени в сериях экспериментов с жидкими металлами. Контроль температуры мишени производился с помощью термопары. Выход жесткого рентгеновского излучения производился с помощью двух рентгеновских детекторов на базе ФЭУ-119 и синциллятора NaI(Tl). Перед

детекторами ставились полосовые фильтры, позволяющие измерять выход рентгеновского излучения в различные спектральные диапазоны.

При исследовании взаимодействия сверхсильного светового поля с веществом осуществлялась регистрация ионных токов ФЛП с использованием времяпролётного детектора. Для анализа полученных ионных токов использовалась адиабатическая модель разлёта плазменного сгустка, позволяющая по форме сигнала определить ионный и зарядовый составы плазмы, а также получить температуру горячих и тепловых электронов.

Проведена серия экспериментов, связанная с исследованием возможности создания источника жесткого рентгеновского излучения и быстрых ионов с высокой частотой повторения импульсов из плазмы, формируемой на поверхности жидкости. Для этого предлагается использовать в качестве мишени жидкие металлы (Ga, In, Bi, Sn и др.). Использование свободной поверхности жидкости интересно тем, что такую мишень не надо ни сдвигать, ни обновлять после каждого лазерного выстрела. Частота следования лазерных импульсов в данном случае будет определяться скоростью восстановления поверхности жидкости после воздействия лазерного импульса.

УЧЕТ ИНЕРЦИОННОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОЛЯРИЗОВАННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
Оптика фемто- и аттосекундных импульсов, с зачетом

В работе дан теоретический анализ условий доминирования различных инерционных механизмов нелинейной поляризации при распространении световых импульсов из малого числа колебаний в диэлектриках в зависимости от интенсивности, длительности и спектра излучения. Показано, что влияние плазменной нелинейности усиливается с увеличением длительности и центральной длины волны импульса. Приведен ряд результатов численного моделирования распространения таких импульсов в среде.

Объектом исследования работы является самовоздействие высокоинтенсивных импульсов из нескольких колебаний светового поля в диэлектрических средах. Актуальность исследования связана с широким распространением лазеров, генерирующих такие предельно короткие импульсы (ПКИ)¹. Значительное число работ рассматривает самовоздействие ПКИ на основе уравнений динамики поля излучения в силу неприменимости для них метода медленно меняющейся огибающей^{2, 3}. Для оптических ПКИ интенсивность излучения, при которой за время его прохождения не происходит оптический пробой диэлектрика, может превышать 10^{13} Вт/см^2 ⁴. В этой ситуации необходим анализ ионизационных механизмов нелинейности среды, не наблюдавшихся в поле «длинных» импульсов такой интенсивности из-за его разрушения.

В работе ³ на основе формализма матрицы плотности в приближении трехзонной энергетической модели среды нами выведено уравнение динамики сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которое учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением квазисвободных электронов. Результатом вывода явилась система волнового и динамических материальных уравнений, учитывающая как безынерционную кубическую нелинейность, так и плазменную инерционность электронной нелинейности. При рассмотрении самовоздействия ПКИ временной длительностью в несколько фемтосекунд эта система сводится к полевому уравнению вида:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g_3 \frac{\partial E^3}{\partial \tau} + g_3^{(1)} E^3 + g_3^{(1)} \frac{\partial E}{\partial \tau} \int_{-\infty}^{\tau} E^2 d\tau' + \\ + \frac{\partial}{\partial \tau} \left(g_3^{(2)} E \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 + g_3^{(3)} E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \right) + g_5 \int_{-\infty}^{\tau} E^3 d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} E^2 d\tau'' = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где E – электрическое поле ПКИ, $\tau = t - \frac{n_0}{c} z$ – время в сопровождающей системе координат, z – направление распространения излучения, n_0 – линейный показатель преломления, a характеризует его дисперсию, $n_2^{(0)}$ – коэффициент нелинейного показателя преломления в низкочастотном пределе, c – скорость света,

$$\begin{aligned} g_3 = \frac{2}{3} \frac{n_2^{(0)}}{c}, \quad g_3^{(1)} = \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\chi_3^{(1)}}{T_{21}}, \quad g_3^{(2)} = \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\chi_3^{(2)}}{\omega_{21}^2}, \quad g_3^{(3)} = \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\chi_3^{(3)}}{\omega_{21}^2}, \\ g_5 = \frac{n_0^2 - 1}{2n_0} \frac{\varphi}{\hbar \omega_{21} c T_{21}}, \quad \chi_3^{(1)} = 4 \frac{|\vec{p}_{12}|^2}{(\hbar \omega_{21})^2} N_1^0 \left(\frac{|\vec{p}_{23}|^2}{\hbar \omega_{32}} - 2 \frac{|\vec{p}_{12}|^2}{\hbar \omega_{21}} \right), \\ \chi_3^{(2)} = \frac{2|\vec{p}_{12}|^2}{(\hbar \omega_{21})^2} N_1^0 \left\{ \frac{10|\vec{p}_{12}|^2}{\omega_{21}} + \frac{|\vec{p}_{23}|^2}{\omega_{32}} \cdot \left[\left(8 - \frac{2\omega_{21}^3}{\omega_{31}^2 \omega_{32}} + \frac{4\omega_{21}^2}{\omega_{31}^2} + \frac{\omega_{21}}{\omega_{31}} + \frac{8\omega_{21}}{\omega_{32}} \right) \right] \right\}, \\ \chi_3^{(3)} = \frac{2|\vec{p}_{12}|^2}{(\hbar \omega_{21})^2} N_1^0 \cdot \left\{ \frac{10|\vec{p}_{12}|^2}{\omega_{21}} + \frac{|\vec{p}_{23}|^2}{\omega_{31}} \left(-6 + \frac{\omega_{21}^2 - 3\omega_{31}^2}{\omega_{32}^2} - \frac{\omega_{21}}{\omega_{31}} \right) \right\}, \quad \varphi = \frac{e^2}{m_e} \frac{|\vec{p}_{23}|^2}{(\hbar \omega_{32})^2}, \quad e - \end{aligned}$$

заряд, m_e – масса электрона, N_1^0 – населенность основного состояния в отсутствие поля; \vec{p}_{ij} и ω_{ij} – дипольные моменты и частоты переходов $i \rightarrow j$; T_{21} – время поперечной релаксации в паре энергетических состояний (1, 2). Последнее слагаемое левой части уравнения (1) формально имеет пятый порядок по полю, но описывает кубичную по полю динамику мгновенной поляризации, наложенную на процесс медленного изменения параметров среды – населенностей эффективных энергетических уровней.

В настоящей работе на основе анализа нормированного полевого уравнения (1) изучены условия доминирования различных физических факторов, влияющих на динамику сильного поля ПКИ в диэлектрических средах, в зависимости от интенсивности, длительности и спектрального состава излучения. Выводы

проиллюстрированы численным моделированием ряда физических ситуаций для кварцевого стекла. Так, на рис. 1 представлены оценки соотношения слагаемых нормированного уравнения (1), которые определяют вклад в самовоздействие безынерционной кубической части электронной нелинейности среды (\tilde{g}_3) и ее плазменной нелинейности (\tilde{g}_5). Эти оценки получены для гауссового импульса с пиковой интенсивностью $I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вм/см}^2$ при разных его длительностях и центральной длине волны. Из рисунка видно, что влияние плазменной нелинейности возрастает с увеличением длительности импульса T и увеличением центральной длины волны излучения λ . На рис. 2 представлены аналогичные оценки для фиксированной длительности $T = 40 \text{ фс}$ и переменной в пределах $10^{12} - 10^{13} \text{ Вм/см}^2$ интенсивности импульса. Видно, что влияние плазменной нелинейности возрастает, причем, значительно, при возрастании интенсивности излучения.

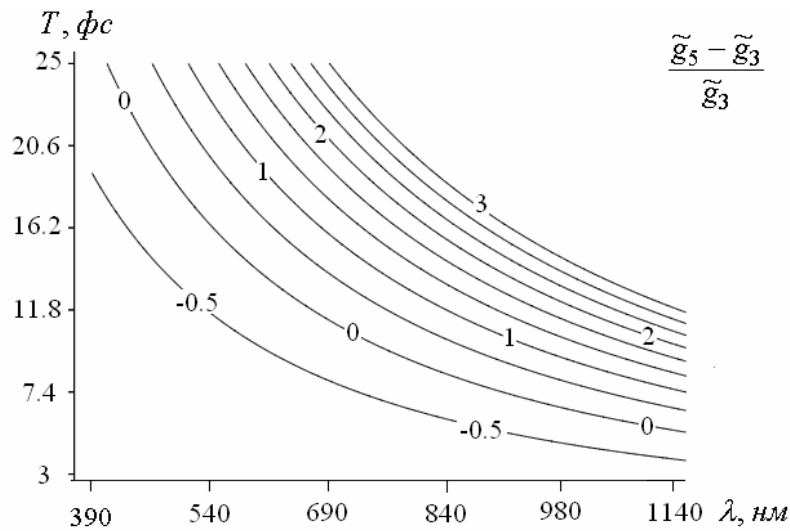


Рис 1. Соотношение безынерционной и инерционной плазменной компонент нелинейности среды при интенсивности импульса $I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вм/см}^2$

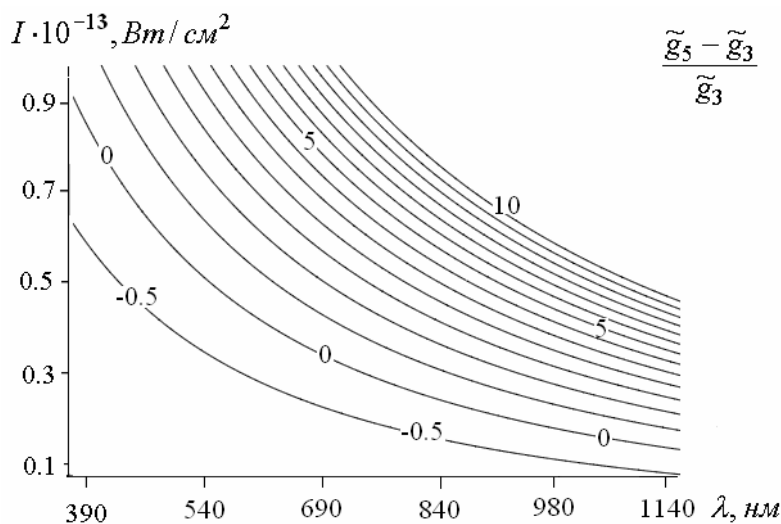


Рис 2. Соотношение безынерционной и инерционной плазменной компонент нелинейности среды при длительности импульса $T = 40 \text{ фс}$.

Работа поддержана грантами РФФИ N 05-02-16556и и программы «Развитие научного потенциала высшей школы» РНП.2.1.1.6877.

1. Th. Brabec, F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, №2, 545–591, (2000)
2. V.G. Bespalov, S.A. Kozlov, et al., *Phys. Rev. A.* **66**, 0138111, (2002)
3. С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов, *Изв. РАН*, **70**, №1, 124-130, (2006)
4. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, *Физическая оптика*. М., Наука. 657 с., (2004)

МОДЕЛЬ ВЗРЫВА СЛАБОПОГЛАЩАЮЩИХ ВОДНЫХ МИКРОЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫХ ФЕМОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Апексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия

В докладе представлена модель разрушения водных микрочастиц под действием сверхкороткого лазерного излучения. Физическим содержанием модели является эффект ударного вскипания жидкости при её газодинамическом расширении из областей подверженных оптическому пробоя. Проведён расчёт зависимости степени испарения жидкости в зонах плазмообразования. Установлена зависимость степени испарения от размеров частицы и параметров фемтосекундного импульса.

Среди широкого круга задач атмосферной нелинейной оптики важное место занимает задача о взаимодействии сверхкороткого лазерного излучения с водными микрочастицами. Капли, находясь в поле мощного светового излучения, вследствие эффектов испарения или взрыва изменяют свои оптические характеристики и оказывают влияние на оптические свойства окружающей среды. Это приводит к тому, что процесс распространения фемтосекундного лазерного излучения в ансамбле частиц носит характер самовоздействия и способен изменить интенсивность внутреннего поля капли за счёт возникновения областей оптического пробоя.

Пространственное расположение и размеры плазменных очагов внутри прозрачной водной частицы определяются исходя из особенностей формирования её внутреннего оптического поля. Максимальные значения интенсивности внутреннего поля достигаются вблизи поверхности сферы вдоль направления падения световой волны и соответствуют областям фокусировки падающей волны передней (освещённой) и задней (теневого) поверхностями частицы.

На основе численного решения уравнения для концентрации электронов плазмы в каждой точке частицы¹ был оценен энергозапас в очагах оптического пробоя, который образуется путём передачи энергии электронов ионам и которая будет участвовать в процессе ударного вскипания жидкости.

Задача о взрыве капли в мощном поле фемтосекундного лазерного импульса связана с вопросами физики фазовых переходов. В докритической области путь фазового перехода всегда пересекает область неустойчивых (метастабильных) состояний и сопровождается скачкообразным изменением термодинамических параметров, что связано с основным свойством любой фазы - наличием физической границы раздела, отделяющей её от смежной и равновесной фазы. В закритической области не происходит разделения системы на соответствующие фазы.

На основе оптотермодинамических переходов элементарного объёма вещества жидкости была рассчитана степень испарения в областях оптического пробоя, значение которой составило 0,4. Отсюда можно сделать вывод, что большая часть энергии уходит в ударную волну, а меньшая идёт на парообразование. С другой стороны при неизменной степени испарения, для частиц больших размеров и соответственно больших объёмов энерговыделения будет и больший взрывной эффект.

В нашем случае, физическим механизмом разрушения капель, приводящим к их распаду, является гидродинамическая неустойчивость, при которой, капли разрушаются под действием удара по фронтальным поверхностям отлетающим пароконденсатом, и причиной разрушения является развитие возмущений поверхности в условиях высоких скоростей деформации.

Задача о деформации частицы сводится к решению уравнения баланса энергии деформированной частицы². На его основе и знания величины степени испарения можно определить импульс отдачи от пара и соответственно энергию деформации (условие реализации газодинамического взрыва):

Таким образом, установлено, что при воздействии на слабопоглощающую водную микрочастицу мощного фемтосекундного лазерного излучения реализуется процесс газодинамического взрыва, его эффективность, в первую очередь, зависит от размера частицы (увеличение размера приводит к увеличению объёма области энерговыделения при оптическом пробое) и интенсивности падающего излучения (при увеличении интенсивности, при неизменном размере микрочастицы, область пробоя увеличивается). Определена энергия в областях оптического пробоя и на ее основе установлена степень испарения в данных областях.

Построена модель разрушения капли под действием мощного фемтосекундного импульса. В основу модели положен эффект гидродинамической неустойчивости деформированной частицы под действием реакции отдачи от высокоскоростного выброса пароконденсата из области пробоя, с высокой температурой и давлением образовавшихся в результате оптического пробоя. Теоретически введен критерии разрушения - энергия деформации капли, которая пропорциональна кинетической энергии испарившейся жидкости при газодинамическом расширении области капли

Проведено сравнение выводов теоретической модели с имеющимися экспериментальными данными³, которые показывают, что взрывной эффект возрастает с увеличением интенсивности падающего излучения. Это связано с увеличением области плазмообразования для случая воздействия импульсов с большой интенсивностью. Данное увеличение приводит к вовлечению большей массы жидкости в газодинамическое расширение и, следовательно, к образованию большей массы пара, с которым и связывается степень взрывного эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексного интеграционного проекта 3.13, гранта РФФИ № 06-05-64799, Лаврентьевского гранта СО РАН, молодежного гранта ИОА СО РАН.

1. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Пороги оптического пробоя прозрачной микрочастицы в нано-, пико- и фемтосекундном диапазонах длительностей лазерных импульсов // *Оптика атмосферы и океана*. Т. 17, №4. С. 306-311, (2004).

2. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Модель деформации и разрушения крупных водных капель под действием излучения CO₂ - лазера. *Оптика атмосферы и океана*. Т. 4, №6. С. 618-624, (1991).
3. A. Lindinger, J. Hagen, L.D. Socaciu, T.M. Bernhardt, L.Woste, D. Duff, and T. Leisner. Time- resolved explosion dynamics of H₂O droplets induced by femtosecond laser pulses. // *Applied optics*, V. 43, №27, (2004).

РАЗРУШЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Груздев В.Е., Комолов В.Л. *, Пржибельский С.Г. *, Смирнов Д.С. *
ФГУП ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия
* Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты теоретического исследования последствий нарушения зарядового равновесия в твердой наночастице при ее быстрой ионизации интенсивным сверхкоротким лазерным импульсом.

Доклад содержит результаты теоретического исследования кинетики разрушения твердой наночастицы при ее быстрой ионизации сверхкоротким лазерным импульсом. Анализ эволюции пространственного и энергетического распределения ионов, вылетающих из наночастиц разных форм, размеров при разной степени ионизации, выполнен как аналитическими, так и численными методами.

Разработанный аналитический метод основан на модели непрерывной среды; в данной работе он использован для расчета энергетических спектров вылетевших ионов и позволяет также описывать временную эволюцию этих спектров.

Проведенное компьютерное моделирование динамики разлета ионов базируется на модели, учитывающей следующие основные черты процесса:

1. Для произвольной степени ионизации среды пространственное распределение зарядов в наночастице в начальный момент считается случайным.
2. На каждом временном шаге проводится расчет характеристик движения (положения, скорости и ускорения) каждой частицы под действием кулоновских сил отталкивания со стороны остальных частиц ансамбля.
3. Столкновение заряженных частиц (ионов) с «нейтралями» учитывается введением варьируемого параметра – средней длины пробега иона до соударения. Доля энергии, теряемая ионом при соударениях – другой варьируемым параметр задачи, изменяющийся в интервале от 0 (упругое рассеяние) до 100%.
4. Допускается возможность варьирования углового распределения рассеяния, учитывающая то, что с ростом степени ионизации (т.е. с увеличением напряженности индуцированных в системе кулоновских полей) происходит переход от почти изотропного рассеяния к малоугловому.

Ранее¹ нами был проведен анализ предельного случая полностью ионизированной сферической частицы. В настоящей работе модификация метода позволила проанализировать более реалистичный случай частично ионизированной частицы, учитывая тормозящее влияние на движение ионов нейтральных компонентов кристаллической решетки.

Выполнено сравнение результатов аналитических оценок с вычислениями, проведенными с помощью разработанного пакета программ, позволяющего определять динамические характеристики заряженных частиц с учетом дискретной – узельной – структуры ионизованных наночастиц. Полученные аналитические оценки энергетического спектра разлетевшихся ионов, находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект РФФИ 05-02-17534) и Программы Поддержки Научных Школ (грант НШ 7952.2006.2).

1. В.Е. Груздев; В.Л. Комолов, С.Г. Пржибельский, Д.С. Смирнов, *Оптический журнал*, **73**, No 6, 16-23, (2006).

ВЕТВЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ НЕСКОЛЬКИХ КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ ПРИ ЕГО НЕПАРАКСИАЛЬНОЙ САМОФОКУСИРОВКЕ

Петрошенко П.А., Козлов С.А.

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

Проанализирована непараксиальная динамика импульсов, состоящих из нескольких колебаний светового поля в изотропной нелинейной диэлектрической среде. Показано, что при самофокусировке такого импульса может формироваться слабо изменяющийся с расстоянием в поперечных размерах интенсивный световой керн. Отличие фазовой скорости керна от скорости окружающей его световой оболочки приводит к ветвлению фазовых поверхностей.

В настоящей работе уравнение, описывающее непараксиальную динамику пространственно-временного спектра предельно коротких импульсов (ПКИ) в однородной изотропной диэлектрической среде с произвольной спектральной зависимостью линейного показателя преломления и нерезонансной электронной нелинейностью, выведенное в¹, было использовано для выявления особенностей самовоздействия непараксиальных двумерных ТЕ-поляризованных ПКИ, спектры которых лежат в области нормальной групповой дисперсии.

Входное (при $z = 0$) пространственно-временное распределение ПКИ будем предполагать гауссовым

$$E(x, t) = E_0 e^{-\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2} e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cos(\omega_0 t),$$

дисперсию диэлектрической среды охарактеризуем соотношением

$$n(\omega) = N_0 + a c \omega^2,$$

которое хорошо описывает зависимость показателя преломления от частоты в области нормальной групповой дисперсии стекла.

На рис. 1-2 представлена динамика поля импульса с $\omega_0 = 2,4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\frac{\tau}{T_0} = 3$, $\frac{\sigma}{\lambda_0} = 3$, где $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$, $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$, интенсивностью $I = 0,5 \cdot 10^{12} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ в кварцевом стекле с $N_0 = 1,450$, $ac\omega_0^2 = 0,007$, и коэффициентом нелинейного показателя преломления кварцевого стекла $n_2 = 2,9 \cdot 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{Вт}}$.

Из рисунков видно, что распространение импульса сопровождается эффективной генерацией излучения утроенных частот. На расстоянии $z = 75\lambda_0$ высокочастотный “хвост” отделяется от “материнского” импульса. Происходит, как и предсказано в ¹ самоделение ПКИ на низкочастотную и высокочастотную части. Дальнейшей генерации утроенных по частоте спектра компонент не происходит из-за уменьшения интенсивности излучения вследствие дифракционного и дисперсионного расплывания импульса.

Рис. 1 демонстрирует формирование вследствие самовоздействия в центральной части непараксиального светового импульса интенсивного ядра. Его фазовые поверхности из-за нелинейности среды отстают от фазовых поверхностей периферии излучения и, в отличие от дифракционно изменяющихся периферийных, являются плоскими. Из рис. 1-2 следует, что поперечные размеры ядра меняются значительно медленнее, чем общий размер дифракционно уширяющегося светового импульса. Различие фазовых скоростей ядра и его оболочки приводит к ветвлению фазовых поверхностей.

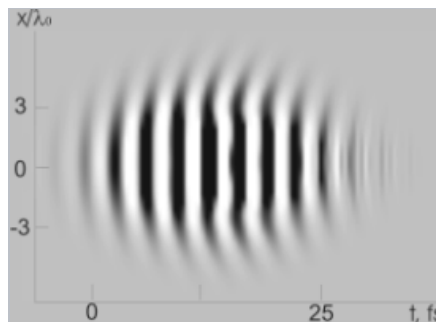


Рис. 1. Поле ПКИ после прохождения им в среде расстояния $z = 25\lambda_0$.

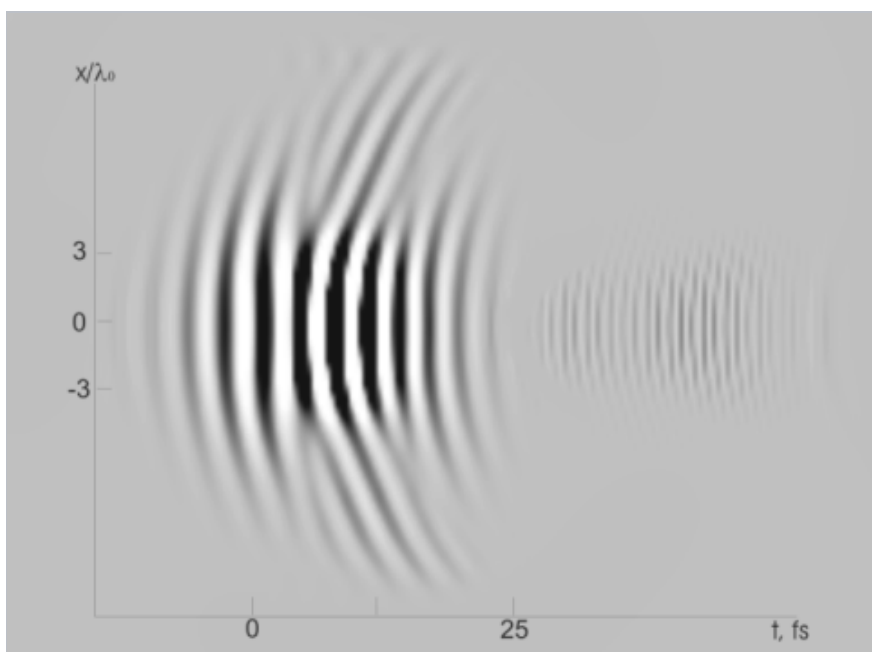


Рис. 2. Поле ПОИ после прохождения им в среде расстояния $z = 75\lambda_0$.

Работа поддержана РФФИ (грант 05-02-16556).

1. С.А. Козлов, П.А. Петрошенко, *Письма в ЖЭТФ*, **76**, №4, 241–245, (2002).

ЭФФЕКТ КОТТОНА-МУТОНА, ПОРОЖДАЕМЫЙ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ, В ПРИБЛИЖЕНИИ СПЕКТРАЛЬНОГО ПЕРЕКРЫТИЯ

Пархоменко А.Ю.

Астраханский Государственный Университет, Астрахань, Россия

Рассматривается простейшая модель, двухуровневой среды в магнитном поле, в которой может наблюдаться эффект Коттона-Мутона при взаимодействии с ней оптического предельно короткого импульса.

При распространении широкополосных предельно коротких оптических импульсов (ПОИ) в многоуровневых квантовых средах, находящихся во внешнем магнитном поле (ВМП), могут наблюдаться различные магнитооптические эффекты, например, нелинейный эффект Фарадея¹⁻². К таким эффектам относится также эффект Коттона-Мутона, заключающийся в возникновении двойного лучепреломления в среде, помещенной во ВМП.

Используемое приближение спектрального перекрытия³ выражается условием:

$$\omega_{mk} \tau_p \ll 1,$$

где ω_{mk} частота разрешенного перехода между уровнями m и k , τ_p характерная длительность ПОИ. Будем считать, что ПОИ распространяется перпендикулярно направлению ВМП. Уравнение распространения такого импульса было получено в работе⁴ для систем с произвольным числом квантовых уровней. Ограничимся простейшей моделью, в которой возможны переходы с подуровней 1, 2 основного

уровня на вышележащие подуровни 3, 4 и обратно: $1 \leftrightarrow 3$, $1 \leftrightarrow 4$, $2 \leftrightarrow 3$, $2 \leftrightarrow 4$ с правилами отбора $\Delta m = 0, \pm 1$. Будем предполагать, что расщепление уровней $\Delta\omega$ мало. Тогда $\omega_{mk} \approx \Delta\omega$. А населенности всех подуровней до взаимодействия ПКИ со средой отличны от нуля.

Пусть импульс распространяется вдоль оси z . Уравнение распространения ПКИ в такой среде принимает вид:

$$\frac{\partial^2(\theta_1 + \theta_2)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(\theta_1 + \theta_2)}{\partial t^2} = \alpha_1(\omega_{31}) \sin \theta_1 + \alpha_2(\omega_{31}) \sin \theta_2 + \Delta\omega A,$$

здесь

$$A = a_1 \sin \theta_1 + a_2 \sin \theta_2 + \gamma \cos \frac{\theta_1}{2} \sin \frac{\theta_2}{2} + \delta \sin \frac{\theta_1}{2} \cos \frac{\theta_2}{2}.$$

В нулевом приближении $\Delta\omega = 0$ имеем:

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial t^2} = \alpha_1(\omega_{31}) \sin \theta_1$$

$$\frac{\partial^2 \theta_2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial t^2} = \alpha_2(\omega_{31}) \sin \theta_2$$

Тогда соответствующие выражения для площадей импульса имеют вид:

$$\theta_1 = 4 \arctg \exp\left(\frac{t - z/v_1}{\tau_p}\right), \quad \theta_2 = 4 \arctg \exp\left(\frac{t - z/v_2}{\tau_p}\right).$$

В среде возникают две линейно поляризованные волны θ_1 и θ_2 , распространяющиеся с разными фазовыми скоростями. Связь между скоростями v_1 и v_2 распространения этих волн и длительностью импульса τ_p определяется соотношениями:

$$\frac{1}{v_1^2} = \frac{1}{c^2} + \alpha_1(\omega_{31}) \tau_p, \quad \frac{1}{v_2^2} = \frac{1}{c^2} + \alpha_2(\omega_{31}) \tau_p.$$

На выходе из среды свет будет иметь эллиптическую поляризацию. Степень эллиптичности зависит от разности показателей преломления:

$$\Delta n = n_1 - n_2 = C \lambda H^2,$$

которые определяются как:

$$n_1 = \frac{c}{v_1} = \sqrt{1 + \alpha_1(\omega_{31}) \tau_p^2 c^2}, \quad n_2 = \frac{c}{v_2} = \sqrt{1 + \alpha_2(\omega_{31}) \tau_p^2 c^2}.$$

Здесь H - напряженность магнитного поля, λ - длина световой волны в вакууме, C - постоянная Коттона-Муттона.

Последнее выражение позволяет определить постоянную Коттона-Муттона, которая в случае предельно коротких импульсов будет зависеть от длительности, подаваемого на среду ПКИ, а также от коэффициентов $\alpha_1(\omega_{31})$ и $\alpha_2(\omega_{31})$. Эти коэффициенты в свою очередь зависят от величины дипольных моментов, участвующих в динамике, и от концентрации атомов.

1. С.В. Сазонов, *ЖЭТФ*, **107**, №1, 20-43, (1995).
2. А.Ю. Пархоменко, С.В. Сазонов, *Квант. Электрон.*, **27**, №2, 139-144, (1999).
3. Э.М. Беленов, В.А. Исаков, А.В. Назаркин, *Квант. Электрон.*, **20**, №11, 1045-1053, (1993).
4. A.Yu. Parkhomenko, *Proc. SPIE*, **6181**, 227-235, (2006).

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ СУПЕРКОНТИНУУМОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ДИЭЛЕКТРИКЕ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Дроздов А.А., Цыпкин А.Н., Козлов С.А.

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

Проанализирована интерференция фемтосекундных световых импульсов с сильной линейной фазовой модуляцией. Показано, что при такой интерференции формируется квазидискретный спектральный суперконтинуум, которому соответствует терагерцовая последовательность импульсов из малого числа колебаний светового поля.

Распространение фемтосекундного излучения в оптических средах без разрушения вещества (по крайней мере, за сверхкороткую длительность импульса) оказалось возможным при гораздо больших интенсивностях, чем для более длинных импульсов¹. Это привело к возможности свободно наблюдать нелинейные явления, которые в поле импульсов больших длительностей наблюдаются редко. Так, достаточно необычное даже для пикосекундного диапазона явление генерации спектрального суперконтинуума в поле фемтосекундных импульсов наблюдается практически во всех прозрачных средах².

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 солитоны³ и т.п. При распространении лазерного импульса в области нормальной групповой дисперсии диэлектрика сверхуширение спектра можно получить за счёт очень сильной, но обычной фазовой самомодуляции. Причём на выходе из среды эта фазовая модуляция может оказаться линейной⁴.

На рис.1 и 2 приведены временная структура поля E и континуумный спектр $|G|^2$ фемтосекундного светового импульса с центральной длиной волны $\lambda = 780$ нм и длительностью $\tau = 20$ фс с сильной линейной фазовой модуляцией. На рис.3 и 4 представлены результаты интерференции этого импульса с ему идентичным, но отстающим по времени на $\tau = 3$ фс.

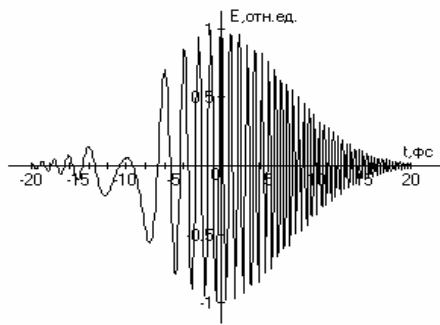


Рис.1. Поле E фемтосекундного импульса с сильной фазовой модуляцией

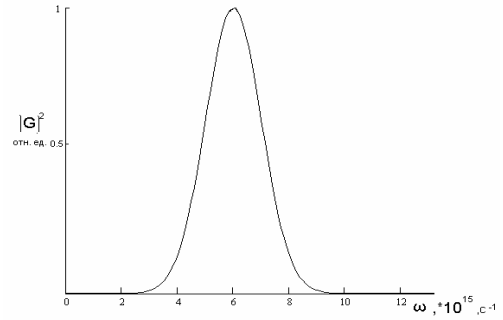


Рис. 2. Спектр $|G|^2$ фемтосекундного импульса с сильной фазовой модуляцией

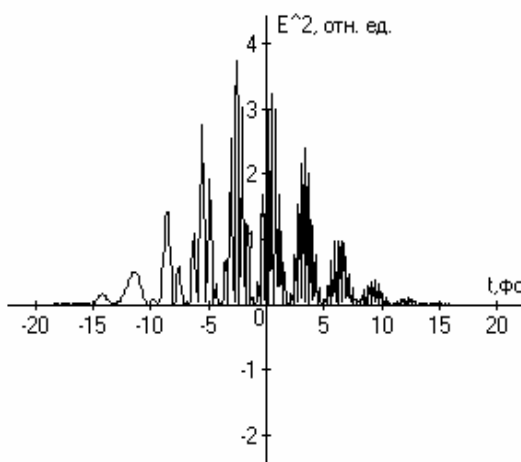


Рис. 3. Квадрат результирующего поля двух интерферирующих фазомодулированных фемтосекундных импульсов

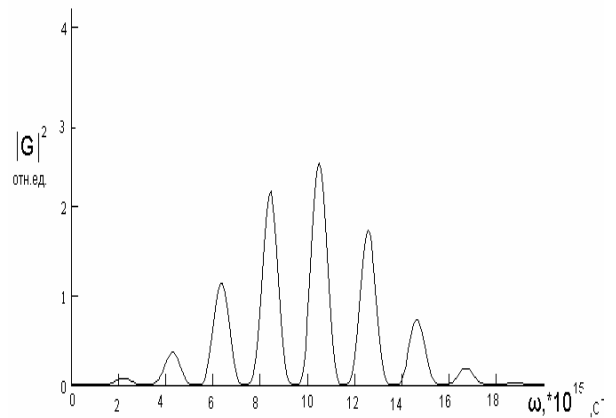


Рис. 4. Спектр двух интерферирующих фазомодулированных фемтосекундных импульсов

Как видно из рис.3 при интерференции сдвинутых во времени фазомодулированных фемтосекундных световых импульсов формируется последовательность импульсов из малого числа колебаний с частотой следования около 100 ТГц. Этой последовательности соответствует квазидискретный суперконтинуум, в котором каждой компоненте спектра соответствует “свой” импульс во временной последовательности.

1. L. Sudrie, A. Couairon, M. Franko, *Phys. Rev. Lett*, **89**, №18, 1-4, (2002).
2. A. Brodeur, S.L. Chin, *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, №4, 637-650, (1999).
3. A.V. Husakou, J. Herrmann, *J. Opt Soc. Am. B*, **19**, 2171, (2002).
4. В.Г. Беспалов, С.А. Козлов, А.Н. Сутягин, Ю.А. Шполянский, *Оптический журнал*, **65**, №10, 85-88, (1998).

ОТКЛИК СИНГУЛЯРНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА НА ВОЗДЕЙСТВИЕ ВИДЕОИМПУЛЬСА ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Войтюк М.И., Ливашвили А.И., Костина Г.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Изучается отклик классического сингулярного осциллятора на воздействие видеоимпульса фемтосекундной длительности, состоящего из нескольких колебаний поля. Получены и исследованы асимптотические решения, справедливые без ограничений на параметр нелинейности.

Как известно, в последние годы возрос интерес к изучению откликов различных сред и физических систем при воздействии на них импульсов фемтосекундной длительности ($\approx 10^{-15}$ с)^{2,4-5}. При описании волновых процессов столь малого пространственно-временного масштаба потребовались новые теоретические подходы, которые привели, в частности, к отказу от традиционного для нелинейной оптики аппарата - метода медленно меняющихся амплитуд (ММА). В серии работ⁴⁻⁵ была построена полуфеноменологическая модель поляризованного отклика диэлектрика, а проблемы распространения импульса из нескольких колебаний изучались на основе модели Дюффинга¹.

В нашей работе в качестве структурной единицы вещества рассмотрена система из двух частиц взаимодействующих по закону:

$$u(x) = \frac{kx^2}{2} + \frac{\beta}{x^2} \quad (k, \beta > 0) \quad (1)$$

В научной литературе подобную колебательную систему называют сингулярным осциллятором¹. Заметим, что соответствующая квантовомеханическая задача допускает точное решение в виде суперпозиций когерентных состояний³. Воздействие на осциллятор будем моделировать импульсами, представленными в виде линейных комбинаций функций Лагерра: $L_3(z) - L_5(z)$, которая в отличие от часто используемых выражений типа $e^{-\alpha t^2} \cos \omega t$ более реалистична, а именно: 1) крутизну фронта импульса можно менять и 2) точки пересечения кривой импульса с осью времени не равноотстоят друг от друга (рис. 1)⁶.

Классическое уравнение движения для нашей системы имело вид

$$\ddot{q} + \alpha^2 q - \frac{\gamma}{q^3} = \varepsilon \Phi(L_3(\eta) - L_5(\eta)), \quad (2)$$

где приведена параметризация: $\alpha^2 = (\omega_0 t_0)^2$, $q = \frac{x}{x_0}$, $\gamma = \frac{\beta t_0^2}{x_0^4}$, $\Phi = \frac{eE_0 t_0^2}{m x_0}$,

$\omega_0^2 = \frac{k}{m}$, t_0 - длительность импульса, x_0 - характерная длина, ε - малый

безразмерный параметр, например, $\varepsilon = \omega_0 t_0 \ll 1$ и

$$L(\eta) = L_3(\eta) - L_5(\eta) = e^{-\frac{\eta}{2}} \left(\frac{1}{120} \eta^5 - \frac{5}{2} \eta^4 + \frac{3}{2} \eta^3 - \frac{7}{2} \eta^2 + 2\eta \right). \quad (3)$$

Решение уравнения (2) запишем в виде ряда по степеням ε :

$$q(\eta) = q_0 + \varepsilon q_1 + \varepsilon^2 q_2 + \dots \quad (4)$$

Для нулевого приближения получаем уравнение

$$\ddot{q}_0 + \alpha^2 q_0 - \frac{\gamma}{q_0^3} = 0,$$

точное решение которого можно представить в виде

$$q_0 = \sigma \frac{\sqrt{c}}{2} (1 + \delta \sin 2\alpha\eta)^{1/2}, \quad (5)$$

где $\delta = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \gamma}{c^2}}$, ($0 < \delta < 1$), c - постоянная интегрирования, а $\sigma = \pm 1$.

Таким образом, собственное излучение нелинейного осциллятора происходит на удвоенной частоте линейного ($\gamma = 0$). Кроме того, наблюдается анизотропия колебаний относительно точки равновесия. Уравнение для первой поправки будет иметь вид

$$q_1 + \left(4 + 3 \frac{\ddot{q}_0}{q_0}\right) q_1 = \Phi(L_3(\eta) - L_5(\eta)). \quad (6)$$

Содержащиеся в левой части равенства (6) периодические функции позволяют считать его неоднородным уравнением Хилла. Если линеаризовать выражение $3 \frac{\ddot{q}_0}{q_0}$

по малому параметру δ , то приходим к уравнению Матье (неоднородному), которое требует отдельного исследования на предмет выявления (или его отсутствия) в системе параметрического резонанса. Частное решение уравнения (6) в

приближении $\left| 3 \frac{\ddot{q}_0}{q_0} \right| \ll 4$ запишется следующим образом:

$$q_1(\eta) = \Phi \exp\left(-\frac{\eta}{2}\right) (0.002\eta^5 - 0.05\eta^4 + 0.31\eta^3 - 0.5\eta^2 - 0.178\eta + 0.18).$$

На рис. 2 приведен график поляризационного отклика в линейном по ε приближении ($\varepsilon = 0,1$). Сравнивая график воздействующего импульса с графиком отклика, видим, что поляризационный отклик монополярен и сохраняет анизотропию в колебательном режиме, присущую невозмущенному осциллятору. Нами исследован также спектральный состав излучения. Выяснилось, что наряду со сплошным спектром, сопровождающий зондирующий импульс, в отклике присутствует также и линейчатый. Из качественных соображений, согласующиеся с методом последовательных приближений ясно, что приближение более высокого порядка будут содержать колебания на других частотах.

Полагаем, что если мы в качестве модели нелинейной среды примем совокупность невзаимодействующих сингулярных осцилляторов, то вместе с уравнением Максвелла, получим в качестве решения новый класс нелинейных волн одной из особенностей которых будет вышеупомянутая анизотропная форма

колебания (скорее всего несолитоноподобных). Эта модель может служить для описания явлений, протекающих в разряженных средах с высоковозбужденными атомами при воздействии подобных импульсов.

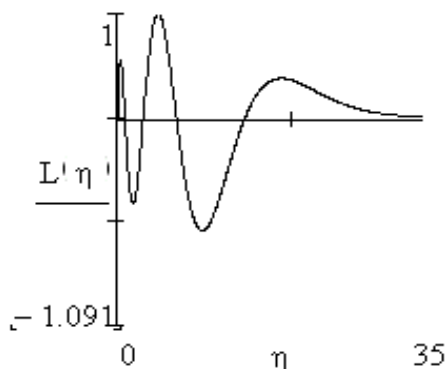


Рис. 1. Форма воздействующего импульса

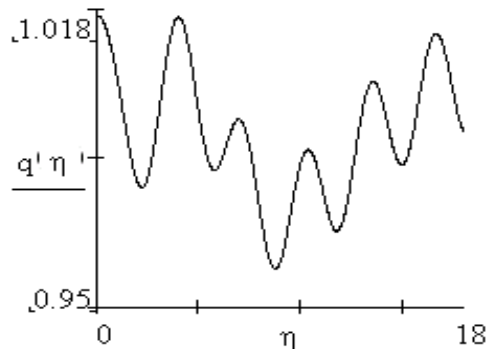


Рис. 2. Временная зависимость решения $q(\eta)$ в линейном приближении

1. А.И. Маймистов, *Опт. и спектр.*, **94**, №2, 281-287, (2003)
2. G.G. Paulus et al., *Techn. Digest of IQEC*. М., 2002, p.231
3. А.М. Переломов, *Обобщенные когерентные состояния и их применения*, М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987, 272 с.
4. *Проблемы когерентной нелинейной оптики. Сб. статей/С.А. Алексеев, П.А. Белов, В.Г. Беспалов и др.; под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова.-СПб. СПб: СПбГИТМО, 2000.-278с.*
5. Д.К. Скрипов, В.А. Трофимов, *Оптика и спектр.*, **95**, №5, 863-868. (2003)
6. А. Б. Шварцбург, *Успехи физических наук*, **168**, №1, 85-103, (1998).

ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КРАСИТЕЛЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ ПРИ НАКАЧКЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Быкова Е.Е., Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

Представлено теоретическое рассмотрение процессов вынужденного излучения органического красителя в диэлектрическом микрорезонаторе под действием лазерных импульсов фемтосекундной длительности.

Теоретически исследованы процессы вынужденного излучения органического красителя, помещенного в диэлектрический микрорезонатор, под воздействием импульсами лазерного излучения фемтосекундной длительности. Использовался подход, основанный на методе разложения оптических полей в ряды по собственным функциям.

Рассматривается двухуровневая система. Накачка создает и поддерживает инверсную заселенность перехода с нижнего уровня на верхний, и $N_2 > N_1$ (N_1, N_2 – концентрации нижнего и верхнего уровней, соответственно; $N(t) = N_2(t) - N_1(t)$). Вынужденные переходы происходят под действием оптического поля в резонаторе, следовательно, вероятности переходов линейно зависят от плотности числа фотонов в резонаторе $U(t)^{1-2}$.

Полная система кинетических уравнений лазерной генерации записывается следующим образом:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N - N^e}{T_1'} - 2w_i NU;$$
$$\frac{dU}{dt} = -\frac{U}{\tau_c} + w_i NU,$$

где w_i - скорость вынужденных переходов.

Установлен порог начала вынужденного излучения в микрорезонаторе. Показано, что интенсивность вынужденного излучения зависит от степени его пространственного перекрытия модами излучения накачки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы 2.9 ОФН РАН, гранта молодым ученым ИОА СО РАН и Лаврентьевского гранта СО РАН.

1. Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай, *Физика мощного лазерного излучения*, (1991).
2. Е.Е. Выкова, А.А. Zemlyanov, Yu.E. Geints, *Proc. SPIE*, 6160, 373-380, (2006).

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Андреев А.В., Коновко А.А.*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

*Международный лазерный Центр МГУ, Москва, Россия

Предложена модель спектра тормозного излучения фемтосекундной лазерной плазмы, учитывающая конечную длительность электронно-ионного соударения. Развита статистическая модель возбуждения ядер тормозным излучением горячей электронной компоненты плазмы.

В докладе рассматривается модель возбуждения ядер тормозным излучением плазмы, возникающей при облучении металлической мишени фемтосекундными лазерными импульсами. Первые эксперименты по возбуждению низколежащих уровней ^{181}Ta показали, что эффективность возбуждения значительно выше, чем предсказывали сделанные ранее теоретические оценки¹. По нашему мнению, основную причину указанных различий можно связать с неучетом специфики спектра тормозного излучения электронов в лазерной плазме. Большая спектральная ширина тормозного излучения, сопоставимая с несущей частотой, т.е. частотой максимума спектральной яркости тормозного излучения, приводит к существенному увеличению скорости возбуждения доплеровски уширенного ансамбля ядер.

В типичных условиях эксперимента по возбуждению ядерных переходов¹ в фемтосекундной лазерной плазме возбуждается один, самый низкоэнергетический ядерный уровень. Поэтому для описания динамики возбуждения оказывается возможным использование двухуровневой модели ядра²:

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \int \vec{j}(\vec{r}, t, \omega_0) f(\omega_0) d\omega_0 - \frac{4\pi}{c} \vec{j}_e(\vec{r}, t),$$

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + (\Gamma - i\omega_0) \vec{j} = -\frac{i|m|^2}{\hbar c} \vec{A} \rho_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \Gamma_1 \rho_2 = \frac{i}{\hbar c} \left[\vec{j}(\vec{r}, t) \vec{A}^*(\vec{r}, t) - \vec{A}(\vec{r}, t) \vec{j}^*(\vec{r}, t) \right],$$

В настоящей работе расчет эффективности возбуждения ядер в фемтосекундной лазерной плазме проводится на основании модели, в которой корректно описывается тормозное излучение горячих электронов. Основная идея предлагаемого метода состоит в учете конечного времени соударения между горячим электроном и ионом. Мы предлагаем следующее выражение для спектра корреляционной функции векторного потенциала тормозного излучения

$$A^*(\omega) A(\omega') = \left(\frac{e}{2\pi c} \right)^2 \sum_{i=0}^N \int_{T_i}^{T_{i+1}} \frac{v^2(t)}{R^2(t)} \exp(i\zeta t) dt \cdot$$

$$\cdot \int \exp \left[-\frac{\tau^2}{2\tau_0^2(v_i)} - i\Omega \tau \right] d\tau \quad (2)$$

где $A(\omega)$ – векторный потенциал, $v(t)$ – скорость электрона, $R(t)$ – его радиус-вектор, $\tau_0(v_i)$ – длительность соударения i -го электрона с ионом, T_i – случайный момент соударения, $\zeta = \omega - \omega'$, $\Omega = (\omega + \omega')/2$. Используя (2), легко получить выражение для эффективности возбуждения ядер:

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{6\sqrt{2\pi} N_0 \omega_n^2 |d|^2}{V \hbar^2 c^2} \frac{e^2}{(2\pi c)^2} \cdot \frac{v_e t}{\alpha^2} \cdot$$

$$\cdot |\omega| K_1 \left(\frac{|\omega|}{\alpha v_0} \right) \sqrt{\frac{2\pi}{4\Delta\omega_D^2 + v_e^2}} \int dV \frac{\exp(-2\mu r)}{r^2} \cdot I_\Omega \quad (3)$$

где введено обозначение

$$I_\Omega = \int d\Omega \exp \left(-\frac{2\Omega^2}{4\Delta\omega_D^2 + v_e^2} \right) \cos \left[\frac{2v_e^2 (\Omega - \omega_n) t}{4\Delta\omega_D^2 + v_e^2} \right] \cdot$$

$$\cdot \exp \left(-\frac{2 \left[\Delta\omega_D^2 v_e^2 t^2 + \omega_n (\omega_n - 2\Omega) \right]}{4\Delta\omega_D^2 + v_e^2} \right) \quad (4)$$

где $\Delta\omega_D$ – уширение Доплера, ω_n – центральная частота доплеровски уширенной линии перехода, множитель $v_e t$ определяет число соударений за время t . Предполагается, что скорости горячих электронов распределены по Максвеллу с температурой горячей электронной компоненты, а время электрон-ионного соударения обратно пропорционально скорости: $\tau_0^{-1} = \alpha v_i$.

Как показывают расчеты, с уменьшением τ_0 резко возрастает эффективность возбуждения, что можно объяснить следующим образом. Уменьшение времени

столкновения проявляется в расширении спектра тормозного излучения и его сдвиге в более высокочастотную область. Это приводит к увеличению области перекрытия спектра тормозного излучения и доплеровски уширенного контура ядерного перехода. Увеличение области перекрытия между этими двумя спектрами проявляется в росте числа возбужденных ядер.

Эффективность возбуждения ядер в лазерной плазме зависит от материала и размеров мишени, от интенсивности, длительности, формы и длины волны лазерного импульса, а также от геометрии эксперимента. Можно показать, что эффективность возбуждения ядер зависит также от соотношения между длительностью соударения и временем между двумя соударениями электронов с ионом.

Если время между соударениями двух разных электронов больше времени столкновения, то их излучение не будет интерферировать деструктивно. Полагая, что данное ядро возбуждается тормозным излучением нескольких электронов, приходящим на ядро с различными фазами, и считая, что фазы имеют нормальное распределение с коэффициентом корреляции r , можно получить выражение для корреляционной функции импульсов тормозного излучения:

$$\langle A^*(\omega) A(\omega') \rangle \approx \frac{\exp(-\mu R) e^2}{R^2 c^2} \cdot \left(\sum_{\substack{j,k=1 \\ j \neq k}} \langle v_j^*(\omega) \rangle \langle v_k(\omega') \rangle \exp[2(r-1)\sigma^2] + \sum_j \langle v_j^*(\omega) v_j(\omega') \rangle \right) \quad (5)$$

В рамках принятых приближений можно показать, что перекрывающиеся импульсы тормозного излучения электронов, соударяющихся с ионами, возбуждают ядра когерентным образом. Рост числа электрон-ионных столкновений приводит к росту числа возбужденных ядер, пока последнее не достигнет максимума. Последующий рост числа соударений приводит к спаду числа возбужденных ядер, поскольку перекрывающиеся импульсы тормозного излучения некогерентны. Однако затем дальнейшее увеличение числа соударений приводит к линейному росту числа возбужденных ядер.

Результаты расчетов находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Проведенные исследования позволяют оптимальным образом планировать эксперименты по возбуждению ядер фемтосекундными лазерными импульсами.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-16764).

1. A.V. Andreev, V.M. Gordienko, A.B. Savel'ev, *Quantum Electronics*, **31** (11) 941—956, (2001).
2. A.V. Andreev, R.A. Chalykh, *Laser Physics*, **12**, No. 2, pp. 1—5, (2002).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ СУПЕРКОНТИНУУМОВ В ПРОЗРАЧНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Бахтин М.А., Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрено взаимодействие сонаправленных фемтосекундных импульсов с отличающимися континуумными спектрами в объемной диэлектрической среде с нерезонансной дисперсией и нелинейностью. Показано, что при таком взаимодействии на оси пучка формируется квазирегулярная последовательность сверхкоротких импульсов.

Вопросы взаимодействия фемтосекундного спектрального суперконтинуума с веществом исследуются с момента появления лазерных систем, способных генерировать подобное излучение. Однако, как правило, исследования в этой области ограничиваются рассмотрением распространения в различных нелинейных средах одиночных лазерных импульсов с континуумным спектром.

В работе исследуется взаимодействие двух интенсивных фемтосекундных импульсов с различными спектральными составами при прохождении их «друг через друга» из-за различия групповых скоростей в прозрачной диэлектрической среде. Параксиальная динамика поля E линейно поляризованного светового излучения с широким спектром, распространяющегося в прозрачной нелинейной среде с дисперсией, может быть описана уравнением¹

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля излучения; z – направление, вдоль которого оно распространяется, Δ_{\perp} – поперечный лапласиан, t – время, c – скорость света в вакууме, N_0 , a , b – параметры среды, описывающие дисперсию ее линейного показателя преломления, g – характеристика среды, описывающая нерезонансную кубическую нелинейность.

При исследовании взаимодействия интенсивных импульсов в одномодовых оптических волноводах в предположении неизменности поперечной структуры электрического поля было установлено, что в результате взаимодействия двух фемтосекундных импульсов возможна генерация квазирегулярной последовательности фемтосекундных импульсов с частотой повторения в несколько десятков терагерц (Рис. 1). При этом каждый импульс в выходной последовательности имеет собственную центральную частоту, несколько отличающуюся от центральных частот соседних импульсов².

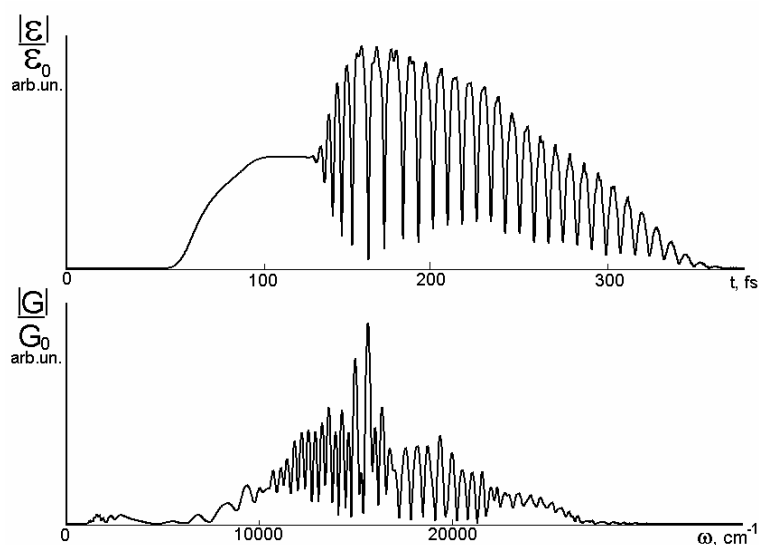


Рис.1. Результат взаимодействия двух 40-фемтосекундных импульсов, имеющих на входе в среду длины волн 780 нм и 680 нм и интенсивности 10^{13} Вт/см², после прохождения в кварцевом стекле дистанции 2мм. Сверху – огибающая электрического поля, достроенная для наглядности, снизу – спектральная плотность излучения.

Рассматривая распространение импульсов в объемной среде, необходимо учитывать явление дифракции, за которое отвечает правая часть уравнения (1). При этом на оси пучка общая картина остается такой же, т.е. идет формирование последовательности пиков излучения. Однако пространственно-временное взаимодействие импульсов, происходит не только на оси, но и по всему поперечному сечению. При этом в результате самофокусировки излучения может формироваться скачок фазы между интенсивной приосевой частью и периферией.

Настоящая работа частично поддержана грантами ЦП “Развитие научного потенциала высшей школы” РНП.2.1.1.6877 и ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники” на 2002-2006 годы N02.442.11.7568. Научная деятельность Ю.А. Шполянского поддержана фондом некоммерческих программ Д. Зимина “Династия”.

1. С.А. Козлов, С.В. Сазонов, *ЖЭТФ*, **111**, №2, 404-418, (1997).
2. М.А. Бахтин, С.А. Козлов, *Опт. и спектр.*, **98**, №3, 425-430, (2005).

НЕСТАЦИОНАРНАЯ САМОФОКУСИРОВКА ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ С АНОМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Берковский А.Н., Козлов С.А., Петрошенко П.А., Шполянский Ю.А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных
технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Описан сценарий нестационарной самофокусировки осесимметричных волновых пакетов с малым числом колебаний светового поля со спектром в области аномальной групповой дисперсией среды, характеризующийся формированием сложных электромагнитных образований вида световых

“гантелей”. Показано, что генерация фемтосекундного суперконтинуума в средах с аномальной групповой дисперсией среды более эффективна, чем в средах с нормальной групповой дисперсией при одинаковых входных интенсивностях излучения.

Оптика импульсов из малого числа колебаний является одним из приоритетных направлений развития лазерной физики¹. Такие импульсы принято сейчас называть предельно короткими (ПКИ). Уравнения нелинейной оптики ПКИ обычно записываются непосредственно для светового поля²⁻⁴, поскольку для импульсов, содержащих малое число колебаний, формализм огибающей как в аналитических исследованиях, так и в численных расчетах перестает быть необходимым. На основе этих полевых уравнений в работе⁵ исследована параксиальная самофокусировка ПКИ, спектр которых лежит в области нормальной групповой дисперсии прозрачной оптической среды. В настоящей работе представлены результаты численного моделирования параксиальной самофокусировки осесимметричных ПКИ, спектр которых лежит в области аномальной групповой дисперсии среды.

Параксиальная динамика поля E линейно поляризованного светового излучения, распространяющегося в однородной изотропной нелинейной диэлектрической среде, может быть описана уравнением²

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (1)$$

где N_0, a, b характеризуют зависимость от частоты ω излучения показателя преломления среды

$$n(\omega) = N_0 + a\omega^2 - \frac{bc}{\omega^2}, \quad (2)$$

$g = \frac{2n_2}{c}$ описывает безинерционную кубичную нелинейность диэлектрика, n_2 - его коэффициент нелинейного показателя преломления (в СГСЭ), c - скорость света в вакууме, z - направление, вдоль которого распространяется излучение, Δ_{\perp} - поперечный лапласиан, t - время

На рис. 1 приведены результаты численного решения уравнения (1), иллюстрирующие пространственно-временную динамику осесимметричного поля излучения, с увеличением пройденного импульсом расстояния z в оптической среде, на входе в нее имеющего вид

$$E(z, r, t)|_{z=0} = E_0 \exp\left(-2 \frac{r^2}{\Delta r^2}\right) \exp\left(-2 \frac{t^2}{\Delta t^2}\right) \cos(\omega_0 t), \quad (3)$$

с центральной длиной волны $\lambda_0 = 2\pi/\omega_0 = 1500 \text{ нм}$, и пространственно-временными параметрами $\Delta t = 15 \text{ фс}$ и $\Delta r = 10\lambda_0$ в кварцевом стекле, которому соответствуют $N_0 = 1.4508$, $a = 2.7401 \cdot 10^{-44} \text{ с}^3 \text{ см}^{-1}$, $b = 3.9437 \cdot 10^{17} \text{ с}^3 \text{ см}^{-1}$ и $\tilde{n}_2 = 2.9 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{кВм}$ ($\tilde{n}_2[\text{см}^2/\text{кВм}] = (4\pi/3N_0)n_2[\text{СГСЭ}]$)⁶ и пиковой входной интенсивностью $I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ ($I[\text{кВм/см}^2] = (3N_0/8\pi)E_0^2[\text{СГСЭ}]$).

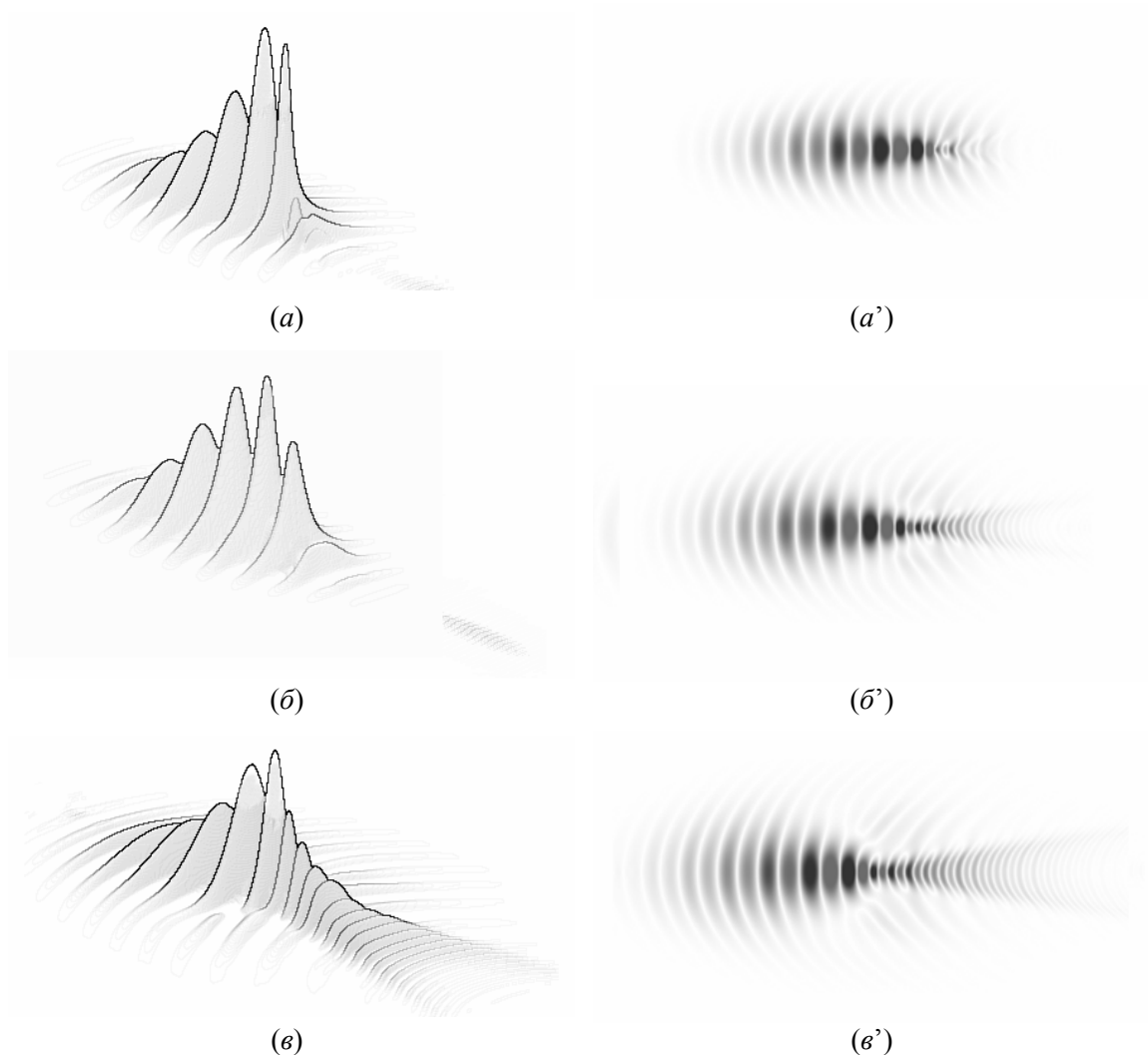


Рис. 1. Пространственно-временная эволюция электрического поля ПКИ с входной интенсивностью $I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ в кварцевом стекле:
 $a-a')$ $z = 0.4 \text{ мм}$, $б-б')$ $z = 0.6 \text{ мм}$, $в-в')$ $z = 0.8 \text{ мм}$.

Из рисунка видно, что существенное воздействие на динамику поля, оказывают нелинейные эффекты. Например, на рис. 1 $a, б$ можно увидеть отделяющийся от “материнского” импульс на утроенных частотах. Для основной части волнового пакета на первой стадии его распространения доминирует пространственная самофокусировка, которая увеличивает амплитуду поля на оси пучка, причем в наибольшей степени к окончанию импульса (рис. 1 a, a').

Увеличение поля на оси светового сгустка приводит к нелинейному усилению его дисперсионного расплывания (рис. 1 $б-б'$). Формируется распределение поля вида несимметричной гантели. Передняя часть значительно растянувшейся во времени световой гантели становится низкочастотной, задняя – высокочастотной. Субимпульс на заднем фронте составлен из высокочастотных компонент, достигающих области нормальной групповой дисперсии. Можно сказать, что интенсивная световая перемычка соединяет уже два разных (разнесенных в пространстве и различных по частоте) световых образования. Перемычка оказывается окруженной отличающимся по частоте световым “облаком”. Дальнейшее дифракционно-дисперсионное разбухание световой “гантели” происходит квазилинейно (см. рис. 1 $в-в'$).

Сопоставление результатов расчета самофокусировки импульса с входным спектром в области аномальной групповой дисперсии среды с полученными ранее в работе⁵ для ПКИ той же интенсивности, но со спектром в области нормальной групповой дисперсии, показывает, что эффективное воздействие нелинейности на импульс оказывается существенно более значимым в случае аномальной дисперсии. При формировании световой гантели минимальный размер перетяжки, образующейся в процессе самофокусировки, оказывается меньшим, а максимальное значение поля в приосевой части пучка, соответственно, большим. Наблюдается большая асимметрия, центр фокусировки сдвигается в хвост импульса. Сдвиг фазы в возникающем на оси филаменте незначительно превышает сдвиг фазы на периферии пучка - в соответствующем сценарии для области нормальной групповой дисперсии среды разность достигала 2π .

Анализ генерации суперконтинуума в рассматриваемом режиме показывает, что этот процесс также более эффективен по сравнению со случаем нормальной групповой дисперсии. Наблюдается мощная генерация “синего” крыла спектра, однако его уширения в “красную” область практически не наблюдается.

Настоящая работа частично поддержана государственным контрактом N02.442.11.7568 в рамках ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники” на 2002-2006 годы и грантом РФФИ N05-02-16556-а. Научная деятельность Ю.А. Шполянского поддержана фондом некоммерческих программ Д. Зимина “Династия”.

1. Brabec Th., Krausz F., *Rev. Mod. Phys.*, **72**, №2, 545-591, (2000).
2. Козлов С.А., Сазонов С.В., *ЖЭТФ*, **111**, №2, 404-418, (1997).
3. Маймистов А.И., *Квантовая электроника*, **30**, №4, С.287-304, (2000).
4. Козлов С.А., Проблемы когерентной и нелинейной оптики, 12-34, (2000).
5. Berkovsky A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A., *Phys. Rev. A*, **72**, 43821-43830, (2005).
6. Бахтин М.А., Колесникова С.Ю., Шполянский Ю.А., *Современные технологии*, 196-203, (2001).

ВКР-КОМПРЕССИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ

Ермолаева Е.В., Ютанова Е.Ю., Беспалов В.Г.

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

Исследовано влияние дифракционных эффектов на компрессию бесселевых пучков фемтосекундных длительностей при попутном вынужденном комбинационном рассеянии. Выявлены основные закономерности процесса формирования импульса Стокса, проведено сравнение результатов для случаев пучков с различными начальными параметрами.

Исследование попутного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) – одного из наиболее эффективных методов для компрессии и усиления фемтосекундных импульсов^{1,2} – проводится нами сравнительно давно³. Ранее были определены оптимальные условия ВКР компрессии-усиления в приближении плоских фемтосекундных пучков⁴, а также исследовано влияние дифракции на

формирование скомпрессированных стоксовых импульсов для пучков гауссовой формы. Было показано, что вследствие дифракционных эффектов выходной сигнал на стоксовой частоте распадается на несколько пиков высокой интенсивности, что является нежелательным эффектом и приводит к снижению эффективности временной компрессии.

В данной работе мы провели исследование попутной ВКР компрессии бесселевых пучков, которые, как известно⁵, приводят к увеличению эффективности нелинейно-оптических процессов, ВКР описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений, учитывающих дифракцию взаимодействующих волн:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_p} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_p} \Delta_{\perp} \right] e_p &= ig \left(\frac{\omega_p}{\omega_s} \right) \frac{e_s q}{2} \\ \left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_s} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} \right] e_s &= ig \frac{e_p q^*}{2} \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \right] q &= i \frac{e_s^* e_p}{T_2} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $|e_p|^2 = I_p$, $|e_s|^2 = I_s$ – плотности интенсивности волн накачки и Стокса, q – амплитуда фононной волны, g – коэффициент стационарного ВКР, T_2 – время дефазировки молекулярных колебаний, $V_{p,s}$, $\omega_{p,s}$ и $k_{p,s}$ – групповые скорости, центральные частоты и волновые вектора волн накачки и Стокса, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ –

член, учитывающий дифракцию взаимодействующих волн.

В качестве начальных условий мы рассматривали бесселевы пучки нулевого и первого порядка⁶:

$$e_p(r, t, z = 0) = A_{p0} \cdot \exp \left[- \left(\frac{t - t_0}{\tau_p} \right)^2 \right] \cdot J_n^2(\beta r) \cdot \exp \left[- (r/r_{p0})^2 \right], \quad (2a)$$

$$e_s(r, t, z = 0) = A_{s0} \cdot \exp \left[- \left(\frac{t - t_0 - t_d}{\tau_s} \right)^2 \right] \cdot J_n^2(\beta r) \cdot \exp \left[- (r/r_{s0})^2 \right], \quad (2б)$$

где A_{p0} , A_{s0} – константы, определяющие уровень начальной амплитуды волн накачки и Стокса, J_n – функция Бесселя порядка n , $n = 0, 1$, β – параметр бесселевого пучка, r_{p0} , r_{s0} – радиусы перетяжки пучков накачки и Стокса. По результатам численного моделирования⁷ системы (1) нами были построены снимки взаимодействующих волн в среде в различные моменты времени. На приведенных ниже рисунках верхний ряд слайдов соответствует распространению пучка накачки в среде, нижний – распространению пучка Стокса.

На рис. 1 представлен случай ВКР-компрессии бесселевых пучков нулевого порядка с радиусами перетяжки $r_{p0} = r_{s0} = 0.1$ см. Общей особенностью формирования пучков столь малых радиусов перетяжки является возникновение вторичных пиков, обладающих высокой интенсивностью.

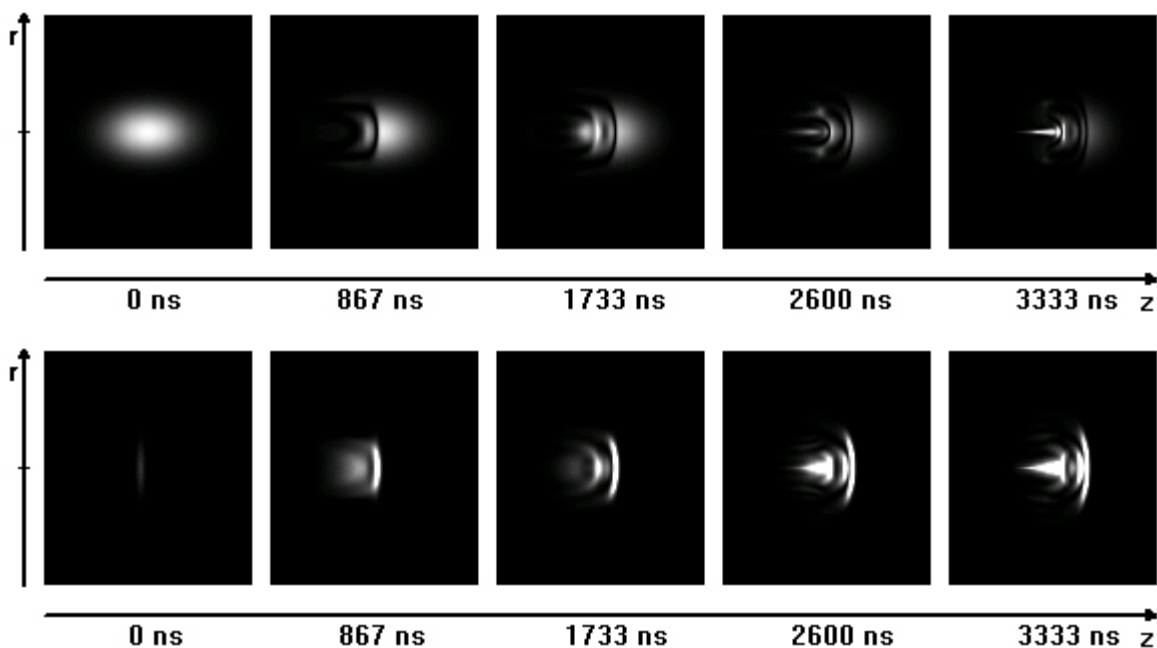


Рис. 1. Мгновенные картины распределения интенсивности пучков накачки и Стокса в среде при ВКР бesselевых пучков нулевого порядка, $r_{p0} = r_{s0} = 0.1$ см, $\beta = 10$ см⁻¹.

Возникновение вторичных пиков на центральной оси пучка связано с процессом обратной перекачки энергии, возникающей в областях полного истощения волны накачки и обусловленной инерционностью фоновой волны. Области высокой интенсивности на краях импульса появляются вследствие дифракционных эффектов в среде.

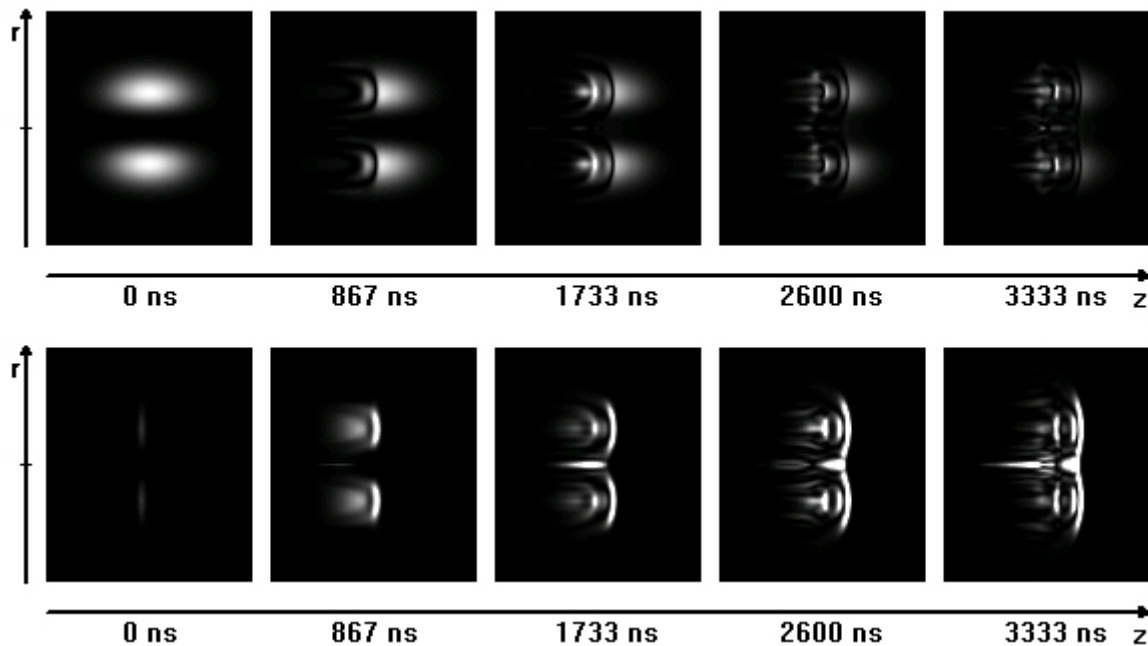


Рис. 2. Мгновенные картины распределения интенсивности пучков накачки и Стокса в среде при ВКР бesselевых пучков первого порядка, $r_{p0} = r_{s0} = 0.1$ см, $\beta = 10$ см⁻¹.

На рис. 2 отображено взаимодействие бesselевых пучков первого порядка. Основные закономерности формирования конечного импульса Стокса сохраняются

и для данной ситуации, но в этом случае в пучке Стокса также наблюдается появление максимума интенсивности на центральной оси пучка, отсутствующего в начале процесса, что также обусловлено дифракционными эффектами.

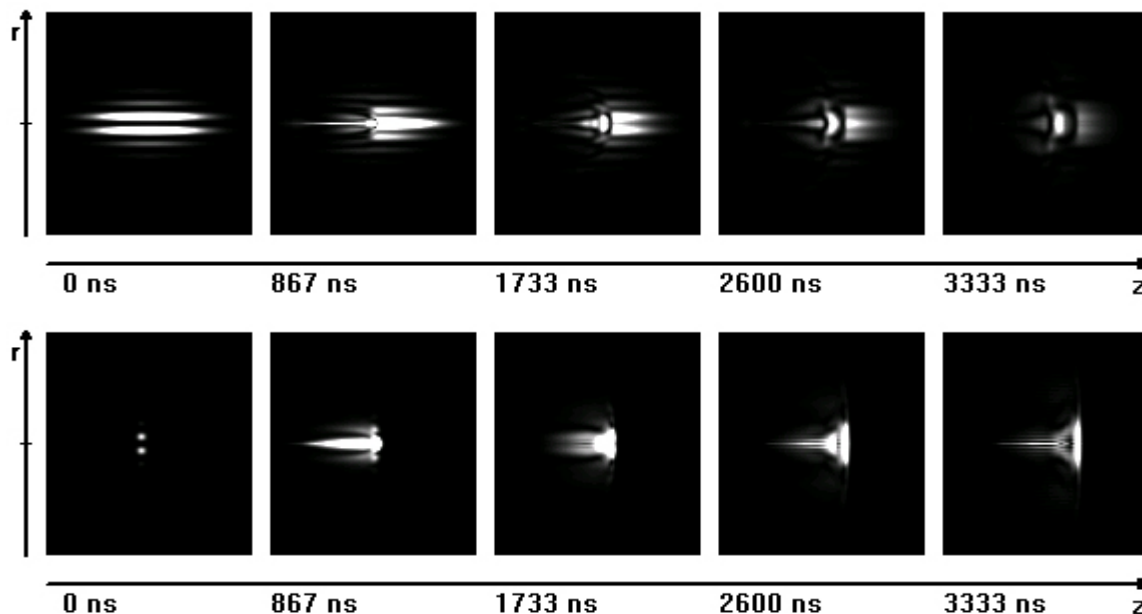


Рис. 3. Мгновенные картины распределения интенсивности пучков накачки и Стокса в среде при ВКР бesselевых пучков первого порядка в ,

$r_{p0} = r_{s0} = 0.1$ см, $\beta = 100$ см⁻¹. Интенсивность картинки увеличена в 5 раз.

Если увеличить значение параметра $\beta = 100$ см⁻¹ (рис. 3), фактический радиус начального пучка уменьшится на порядок. В данном случае сначала происходит формирование пика на центральной оси пучка, после чего большая часть энергии волны накачки переходит именно в этот пик. В результате дифракционных процессов на выходе среды наблюдается короткий стоксовый пучок, сопровождаемый хвостовой частью меньшей интенсивности. Заметим также, что в данном случае отсутствует сферическое искривление передней части пучка Стокса, наблюдаемое на рис. 1 и 2. Это можно объяснить следующим образом: вследствие дифракционных эффектов перекачка энергии на краях импульса Стокса происходит с той же скоростью, что и в центре пучка, что позволяет достичь минимальных искажений в пространственной плоскости волны.

1. Krylov V., Rebane A., Erni D., Ollikainen O., Wild U., Bepalov V., Staselko D. // *Opt. Lett.*, **21**(24), 2005-2007, (1996).
2. Джиджоев М.С., Михеев П.М., Платоненко В.Т., Савельев А.В. *Квантовая электроника*, **24**, №3, (1997).
3. Ермолаева Е. В. // *труды Международной Научной конференции "Оптика-99"*, 19-21 октября 1999, стр. 86-87.
4. Yermolayeva E. V., Bepalov V. G. // *Proc. SPIE*, **4268**, 117-122, (2001).
5. Белый В.Н. , Казак Н.С. , Хило Н.А. // *Квант. электроника*, **25** (6), 537-540, (1998).
6. V. Pyragaite, K. Regelskis, V. Smilgevicius, A. Stabinis // *Optics Communications*, **257**, 139-145, (2006).
7. Schoulepnikoff L., Mitev V. // *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, No. 1, 62-75, (1997).

СПЕКТРАЛЬНАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА - ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Мазуренко Ю.Т.

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

Рассмотрены идеи, достижения, и перспективы нового раздела физической оптики, который может быть назван «спектральная когерентная оптика». Основными составляющими спектральной когерентной оптики являются оптическое спектральное формирование импульсов, спектральная голография и спектральная нелинейная оптика. Методы спектральной когерентной оптики представляют существенный интерес для развития оптики и применений сверхкоротких импульсов.

Спектральная когерентная оптика опирается на оптический Фурье-анализ и синтез временных сигналов, который стал возможным только после появления сверхкоротких лазерных импульсов. На Рис. 1. показано амплитудное спектральное разложение импульса WP обычным спектральным прибором. Длительность импульса гораздо меньше обратного частотного разрешения прибора. Поэтому вблизи плоскости спектра S формируется волна SDW, фронт которой является физической реализацией комплексного Фурье-преобразования импульса. Эта волна может быть названа волной спектрального разложения светового импульса^{1,2}.

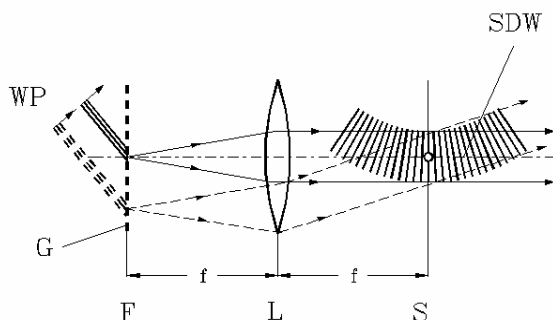


Рис. 1. G – дифракционная решетка, L – объектив камеры, S – плоскость спектра

Спектральная голография

При падении на вход прибора Рис. 1 двух импульсов (опорного и сигнального) возникают две волны SDW, которые могут интерферировать на плоскости S. Картина интерференции была названа спектральной голограммой³. Спектральная голография, предложенная в^{1,2,4}, предусматривает восстановление в реальной форме импульса, записанного на спектральной голограмме. Для этого используется двойной спектральный прибор, изображенный на Рис. 2. На вход прибора посылается копия опорного импульса. В результате дифракции на голограмме волны спектрального разложения этого импульса восстанавливаются волна спектрального разложения сигнального импульса и сопряженная ей волна. Правая часть прибора преобразует две восстановленные волны спектрального разложения в копию сигнального импульса и его копию, обращенную во времени. Спектральная голография исследовалась экспериментально для пикосекундных^{5,6}, фемтосекундных⁷ и наносекундных⁸ лазерных импульсов.

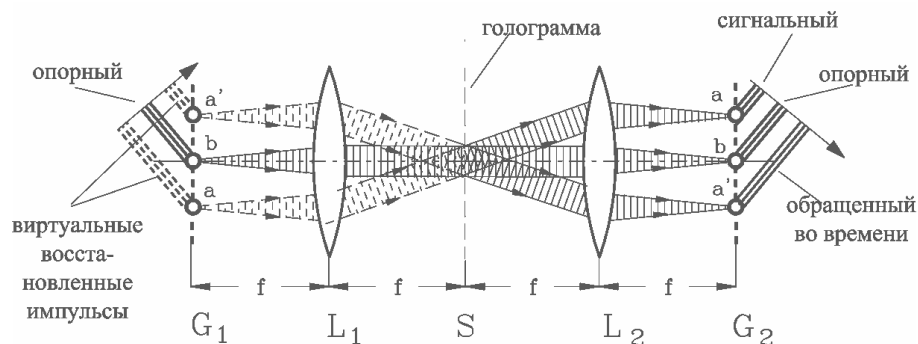


Рис. 2. Восстановление импульса, записанного на спектральной голограмме ^{1,2,4}

Спектральная нелинейная оптика

Спектральная нелинейная оптика - совокупность методов преобразований оптических импульсов, основанных на нелинейных взаимодействиях их волн спектрального разложения, - была предложена в ^{1,2,9}. С помощью надлежащим образом построенных оптических систем вблизи одной и той же плоскости спектра могут быть совмещены волны спектрального разложения нескольких световых импульсов. На ту же плоскость могут быть, кроме того, спроектированы неподвижные монохроматические изображения. Если мы теперь заполним окрестность плоскости спектра оптически нелинейной средой, то указанные волны могут взаимодействовать в этой среде. Такое взаимодействие приводит в общем случае к появлению новых волн, которые могут оказаться волнами спектрального разложения новых временных сигналов или пространственными спектрами новых монохроматических изображений. Анализ показывает, что рассматриваемые взаимодействия могут быть использованы для разнообразных преобразований импульсов, в том числе для сверхбыстрых пространственно-временных и время-пространственных преобразований сигналов ^{1,2,9}.

Схема время-пространственного преобразования, основанная на трехволновой спектральной нелинейной оптике, была предложена и впервые продемонстрирована в ¹⁰. На Рис. 3 изображен спектральный прибор, левая ветвь которого подобна Рис. 1, а правая осуществляет оптическое преобразование Фурье монохроматической волны. Два коротких волновых пакета WP1 и WP2 падают на дифракционную решетку G этого прибора. Направления распространения этих волновых пакетов выбраны таким образом, что дисперсии их волн спектрального разложения SDW1 и SDW2 равны по величине, но противоположны по направлению. Поместим в плоскости спектра S нелинейный кристалл N, в котором возможна генерация суммарной частоты волн SDW1 и SDW2. Поскольку направления дисперсии этих волн противоположны, волна суммарной частоты MW окажется монохроматической. Пусть один из импульсов (опорный) является дельтаобразным, а другой (сигнальный) имеет сложную структуру. Эта структура проявится в виде сложного амплитудно-фазового фронта волны спектрального разложения сигнального импульса. Та же самая структура проявится и в генерируемой монохроматической волне MW. Поэтому амплитудное монохроматическое изображение сигнального импульса может быть получено на плоскости F при Фурье-преобразовании волны MW Фурье-линзой L2. Этот метод исследовался экспериментально в работах ¹⁰⁻¹².

В докладе будут также рассмотрены пространственно-временные преобразования сверхкоротких сигналов, основанные на четырехволновой спектральной нелинейной оптике ^{1,2,9,13-15}.

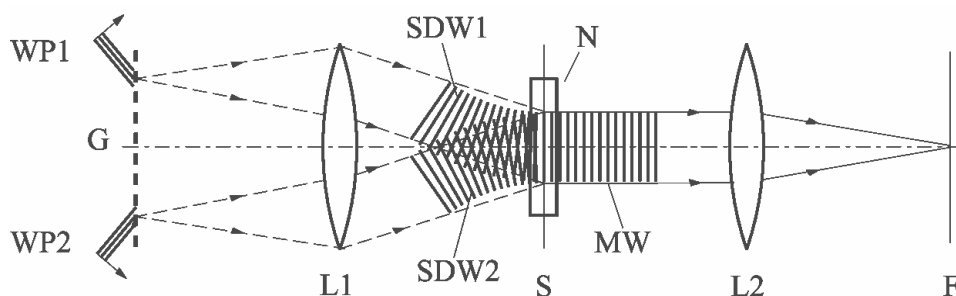


Рис. 3. Сверхбыстрое время-пространственное преобразование при сложении частот двух волн спектрального разложения ¹⁰

Потенциальные применения спектральной когерентной оптики относятся к сверхбыстродействующим (сверхширокополосным) системам обработки и передачи информации. В этом аспекте спектральная когерентная оптика может быть названа импульсной Фурье-оптикой ^{1,9,16} сверхкоротких оптических сигналов. Отметим одно из такого рода применений ^{1,2,9,10,13}. Устройство типа Рис. 3 позволяет преобразовать последовательность N сверхкоротких импульсов в изображение, состоящее из N независимых элементов, со скоростью, недоступной для оптоэлектронных переключателей. Это преобразование эквивалентно демультиплексированию сигналов на выходе оптического канала связи, если на входе в канал связи они были мультиплексированы с разделением во времени. Такое применение спектральной нелинейной оптики продемонстрировано в ¹⁷ для типичной длины волны телекоммуникационных систем 1,5 мкм. Было осуществлено демультиплексирование пакетов фемтосекундных импульсов при скорости конверсии пакетов, достигающей сотен МГц, и скорости передачи данных около 500 Гбит/сек.

1. Yu.T. Mazurenko, *Appl. Phys.*, **B50**, 101-114, (1990).
2. Yu.T. Mazurenko, *Opt. Engin.*, **31**, 739-749, (1992).
3. C. Froehly, B. Colombeau, M. Vampouille, *Progress in Optics*, **20**, 63-153, (1983).
4. Ю.Т. Мазуренко, *Квант. Электроника*, **12**, 1235-1241, (1985).
5. Ю.Т. Мазуренко, С.Э. Путилин, В.В. Кузнецов и др. *Онм. и Снектр.*, **71**, 385-388, (1991).
6. K. Oba, P.-C. Sun, Y. Fainman, *Opt. Lett.*, **23**, 915-917, (1998).
7. A.M. Weiner, D.E. Leaird, D.H. Reitze, E.G. Pack, *IEEE J. Quant. Electron.*, **28**, 2251-2261, (1992).
8. Yu.T. Mazurenko, S.E. Putilin, V.L. Bogdanov et al., *Opt. and Laser Techn.*, **28**, 285-290, (1996).
9. Ю.Т. Мазуренко, *Онм. и Снектр.*, **59**, 57-62, (1985).
10. Yu.T. Mazurenko, A.G. Spiro. S.E. Putilin. et al., *Opt. Commun.*, **118**, 594-600, (1994).
11. Yu.T. Mazurenko, S.E. Putilin, A.G. Spiro. et al., *Opt. Lett.*, **21**, 1753-1755, (1996).
12. P.C. Sun, Y. Mazurenko, Y. Fainman, *Appl. Opt.*, **14**, 1159-1170, (1997).
13. K. Ema, *Jpn. J. Appl. Phys. Lett.*, **30**, 2046-2049, (1991).
14. D.M. Marom, D. Panasenko, P.-C. Sun, Y. Fainman, *Opt. Lett.*, **24**, 563-565, (1999).
15. D. Marom, D. Panasenko, P.C. Sun, Y. Fainman, *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 1759-1773, (2000).
16. Ю.Т. Мазуренко, *Онм. и Снектр.*, **57**, 8-11, (1984).
17. J.-H. Chung, A. M. Weiner, *Journal of Lightwave Technology*, **21**, 3233-3333, (2003).

Секция 4. Оптика фемто- и аттосекундных импульсов	1
ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ИЗЛУЧЕНИЕМ ТЕРАВАТНОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА Ti:Sa Большаков В.В., Волков Р.В., Князьков В.С., Воробьев А.А., Урюпина Д.С., Курилова М.В., Надыр Моршедиан, Савельев А.Б.	1
УЧЕТ ИНЕРЦИОННОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОЛЯРИЗОВАННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А.	2
МОДЕЛЬ ВЗРЫВА СЛАБОПОГЛАЩАЮЩИХ ВОДНЫХ МИКРОЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ Алексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.	5
РАЗРУШЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ Груздев В.Е., Комолов В.Л. *, Пржибельский С.Г. *, Смирнов Д.С.	7
ВЕТВЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ НЕСКОЛЬКИХ КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ ПРИ ЕГО НЕПАРАКСИАЛЬНОЙ САМОФОКУСИРОВКЕ Петрошенко П.А., Козлов С.А.	8
ЭФФЕКТ КОТТОНА-МУТОНА, ПОРОЖДАЕМЫЙ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ, В ПРИБЛИЖЕНИИ СПЕКТРАЛЬНОГО ПЕРЕКРЫТИЯ Пархоменко А.Ю.	10
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ СУПЕРКОНТИНУУМОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ДИЭЛЕКТРИКЕ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ Дроздов А.А., Цыпкин А.Н., Козлов С.А.	12
ОТКЛИК СИНГУЛЯРНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА НА ВОЗДЕЙСТВИЕ ВИДЕОИМПУЛЬСА ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ Войтюк М.И., Ливашвили А.И., Костина Г.В.	14
ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КРАСИТЕЛЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ ПРИ НАКАЧКЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ Быкова Е.Е., Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.	16
ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ Андреев А.В., Коновко А.А.*	17
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ СУПЕРКОНТИНУУМОВ В ПРОЗРАЧНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ Бахтин М.А., Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А.	20
НЕСТАЦИОНАРНАЯ САМОФОКУСИРОВКА ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ С АНОМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ Берковский А.Н., Козлов С.А., Петрошенко П.А., Шполянский Ю.А.	21
ВКР-КОМПРЕССИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ Ермолаева Е.В., Ютанова Е.Ю., Беспалов В.Г.	24
СПЕКТРАЛЬНАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА - ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ Мазуренко Ю.Т.	28