

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатели:

проф. Гордиенко Вячеслав Михайлович,

проф. Савельев-Трофимов Андрей Борисович



НОВЫЙ МЕТОД УСИЛЕНИЯ ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ, СОЗДАННОГО В ГАЗАХ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫМИ ДВУХЦВЕТНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Гнездовская Н.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: gnezdovsky.ne15@physics.msu.ru

В работе предлагается новый подход к проблеме усиления ТГц излучения в плазме. Этот подход основан на формировании терагерцового сигнала двухцветным фемтосекундным оптическим или ИК импульсом в газе и его последующем усилении в неравновесном плазменном канале по механизму, предложенному в [1]. Наличие дополнительного усиления ТГц сигнала в плазме может в конечном итоге привести к созданию более эффективных ТГц источников. Интерес к источникам терагерцового излучения обусловлен его уникальными свойствами, благодаря которым это излучение нашло широкое применение в спектроскопии и других областях фундаментальных и прикладных исследований.

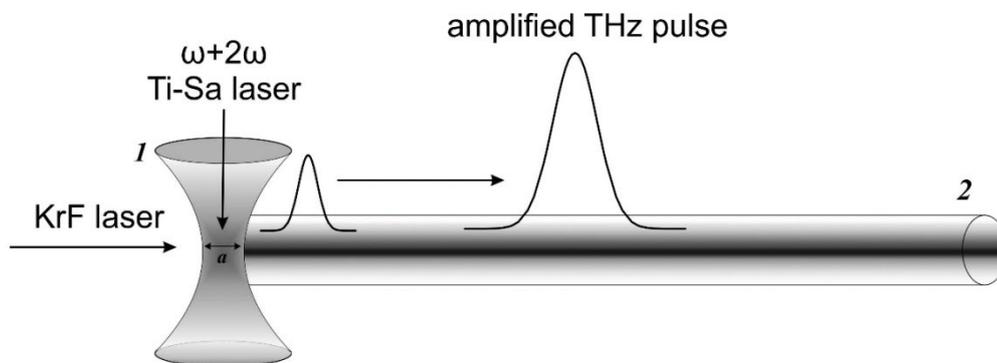


Рис. 1. Принципиальная схема генерации и усиления ТГц импульса. ТГц сигнал генерируется в области фокального центра при воздействии двухцветного Ti-Sa лазера (канал 1), а затем усиливается во 2-м канале, образованном в ксеноне импульсом Kr-F лазера.

Принципиальная схема генерации представлена на рисунке 1. Схема предполагает наличие двух лазерных источников: Ti-Sa лазер плюс его вторая гармоника и Kr-F лазер. Один из этих источников (Ti-Sa + 2^{ая} гармоника) создает затравочный ТГц импульс, который затем усиливается в плазменном канале, созданном Kr-F лазером. Рабочий газ в данной схеме — ксенон. Двухцветное поле Ti-Sa лазера и его второй гармоники, действующее в первом канале, приводит к пространственной асимметрии ионизации и, как следствие, возникновению низкочастотных токов в ТГц диапазоне частот. Полученный затравочный сигнал усиливается во втором канале, созданном независимо фемтосекундным УФ лазерным импульсом, за счет особых свойств неравновесной плазмы. Из [2] известно, что в плазменном канале с нерасовесностью спектра электронов, созданном в газе с растущим транспортным сечением (в частности, выбор газа ксенона обусловлен данным фактом), может наблюдаться эффект усиления низкочастотного излучения ($\Omega < \nu$, где ν — транспортная частота электрон-атомных столкно-

вений). В частности, в [1] было показано, что при фотоионизации инертных газов атмосферного давления (аргон, ксенон) УФ фемтосекундными лазерными импульсами оказываются выполнены требуемые условия для возникновения эффекта усиления ТГц излучения (рис. 2). Аналитическое решение данной задачи показало, что усиливаются те частоты, которые удовлетворяют условию $\Omega < \nu/2$.

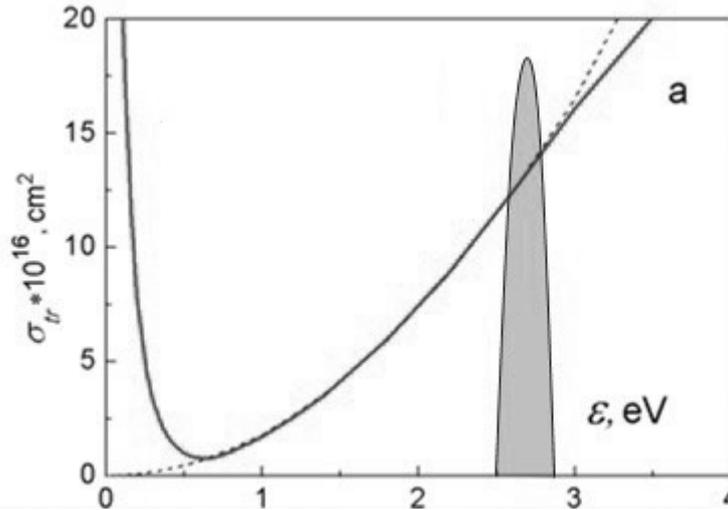


Рис. 2. Транспортное сечение и положение пика фотоэлектронов для ксенона в случае ионизации газа Kr-F лазером в диапазоне интенсивностей $I \approx 10^{11} - 10^{13}$ Вт/см². Усиление ТГц излучения возможно, если неравновесность энергетического спектра электронов (пик фотоионизации) сформирована в зоне растущего с энергией транспортного сечения газа.

Для распространения ТГц сигнала в усиливающем канале решается волновое уравнение. Расчеты показали, что происходит усиление той части спектра, которая удовлетворяет условию $\Omega < \nu/2$. Регулируя давление в неравновесном плазменном канале, можно управлять границей отсечки усиливаемых частот. Эффективное усиление терагерцовых частот обеспечивается давлением в канале порядка 10 атм. В ходе работы был получен следующий вид напряженности поля усиливаемого сигнала [3]:

$$E_{z,\Omega} = \frac{\sqrt{\pi} P_0 \alpha \Omega}{2nc} \frac{e^{-\frac{(\alpha n \Omega)^2}{c^2}} e^{i \frac{n \Omega z}{c}}}{(i(\Omega - W_p) - Nu)}$$

где P_0 — поляризация среды, сформированная к концу воздействия двухцветного поля, $n = n' + in''$ — комплексный показатель преломления усиливающей среды (его мнимая часть в данных условиях оказывается отрицательной [1] и обеспечивает экспоненциальный рост напряженности поля сигнала), z — длина распространения, α — размер фокальной перетяжки области воздействия двухцветного лазерного импульса (область формирования затравочного ТГц сигнала), W_p , Nu — плазменная частота и частота столкновений в области формирования затравочного ТГц сигнала.

Таким образом, разработанная концепция позволяет получать терагерцовые импульсы высокой интенсивности, тем самым повышая эффективность плазменных методов конверсии оптического излучения в терагерцовое.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18-72-00125.

Литература

1. Богацкая А.В., Попов А.М. // Письма в ЖЭТФ, **97** 453–457 (2013); Laser Phys., **28**, № 11, 115301 (2018)
2. Бункин Ф.В., Казаков А.Е., Федоров М.В. // УФН **107** 559–593 (1972)
3. Гнездовская Н.Е., Богацкая А.В. Сборник тезисов конференции UltrafastLight-2018, p. 59: http://ultrafastlight.lebedev.ru/files/BookOfAbstracts_UltrafastLight2018.pdf

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ДВУХЦВЕТНОМ ПОЛЕ:
СПЕКТРАЛЬНАЯ КАУСТИКА, РОЛЬ КУЛОНОВСКИХ ЭФФЕКТОВ,
КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК УФ ИЗЛУЧЕНИЯ

Бируля В.А.

МФТИ (ГУ), факультет проблем физики и энергетики, Москва, Россия

E-mail: valeryia.birulia@gmail.com

Спектр гармоник высокого порядка, генерируемый двухцветным интенсивным лазерным полем в атомарных газах при определенных условиях, имеет ярко выраженный максимум, вызванный так называемой спектральной каустикой [1]. Двухцветное поле мы определяем, как основное поле и его вторую гармонику со следующими параметрами: отношение амплитуд основной и второй гармоник и их разность фаз. Используя численное решение трехмерного нестационарного уравнения Шредингера, была исследована спектральная ширина максимума и степень усиления генерации за счет каустики в зависимости от интенсивности основного поля, длины волны и потенциала ионизации атома. Было обнаружено, что степень усиления зависит от потенциала ионизации даже при неизменном параметре Келдыша γ (см. рис. 1а). Это означает, что параметр Келдыша не полностью описывает роль кулоновского притяжения. Было показано, что степень усиления может быть количественно охарактеризована одним параметром r : отношением радиуса свободных колебаний электрона в лазерном поле к размеру атома (см. рис. 1б). Такое поведение можно объяснить кулоновским притяжением фотоэлектрона к родительскому иону. Более того, было найдено, что влияние этого притяжения на ширину спектрального максимума незначительно.

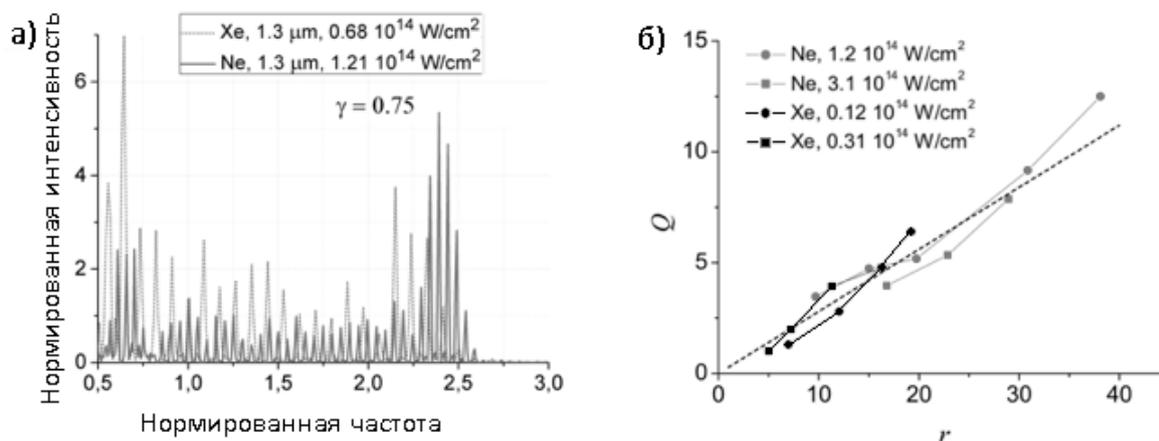


Рис. 1. (а) Спектры, генерируемые неоном и ксеноном в двухцветном поле. Нормированная частота $(\omega - I_p)/U_p$ (где ω — частота генерируемых гармоник, I_p — потенциал ионизации, а U_p — ponderomotive энергия) показана вдоль горизонтальной оси. Длина волны основного поля одинакова для неона и ксенона, а интенсивность основного поля выбирается так, чтобы обеспечить один и тот же параметр Келдыша γ . (б) Степень усиления гармоник высокого порядка за счет спектральной каустики (Q — отношение максимальной интенсивности гармоник в окрестности спектральной каустики к средней интенсивности гармоник плато) в зависимости от параметра r (отношение радиуса свободных электронных колебаний в лазерном поле к размеру атома).

Подбирая параметры поля, обеспечивающие ярко выраженное усиление, был рассчитан макроскопический отклик высоких гармоник с учетом фазового синхронизма. На рис. 2 показаны микроскопический и макроскопический отклик неона в двухцветном поле. Можно видеть, что для используемых условий (соответствующее давление газа и толщина мишени) макроскопический сигнал является квазимонохроматическим, а его частота меняется во времени почти линейно [2]. Такой источник может быть применен, в частности, для построения изображения с временным разрешением, используя только один импульс света.

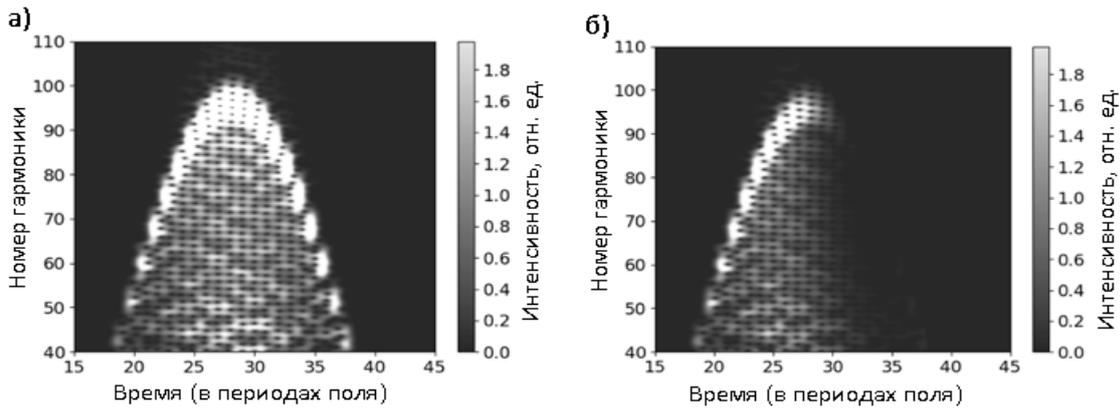


Рис. 2. (а) Преобразование Габора микроскопического отклика, рассчитанное для неона в двухцветном поле. (б) Преобразование Габора макроскопического отклика, рассчитанное с учетом временного фазового синхронизма.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-02-00858, 19-02-00739.

Литература

1. O. Raz, O. Pedatzur, B. D. Bruner and N. Dudovich, Spectral Caustic in Attosecond Science // Nat. Photonics 2012. V.6. P. 170.
2. V. Birulia and V. Strelkov, Spectral caustic in two-color high harmonic generation: role of Coulomb effects, submitted to Phys. Rev. A, see also: <https://arxiv.org/abs/1901.10518>.

ВИХРЕВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ В (3D+1) КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОМ ВОЛНОВОДЕ

Брянцев Б.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: brisbryantsev@mail.ru

Вихревая структура присуща многим волновым явлениям. В последние десятилетия внимание исследователей, работающих в области лазерной физики, когерентной и нелинейной оптики, привлекли необычные свойства вихревых — электромагнитных полей с винтовой формой волнового фронта. Впервые фазовые дислокации, близкие по топологической структуре некоторым типам дефектов в кристаллах были рассмотрены в работе, написанной Наем и Берри в 1974 году [1]. Вихревые солитоны, солитоны с сингулярностью фазы, весьма неустойчивы и легко распадаются на несколько безвихревых составляющих [2]. Однако, в присутствии нескольких противодействующих процессов, стабильные вихревые солитоны все-таки могут существовать. Стабильные вихревые солитоны наблюдаются в средах с нелинейностями второго и третьего [3] или третьего и пятого порядков [4], в средах с модуляцией нелинейности [5,6], в присутствии граничных эффектов [7], в жидких кристаллах [8] и волноводных массивах [9].

В работе [10] авторами была исследована стабильность вихревых солитонов в аксиально симметричном волноводе с квадратичным поперечным профилем показателя преломления и получен интервал значений полной энергии импульса, при которых солитон стабилен. В данной работе представлены результаты численных экспериментов по наблюдению вихревых солитонов в квадратичной среде в присутствии волновода с параболическим профилем показателя преломления. В отличие от вышеупомянутой работы, в данной статье исследование произведено для случая нормальной дисперсии, а не аномальной.

В результате, нам удалось обнаружить трехмерные оптические солитоны, распространяющиеся в квадратично-нелинейной среде с нормальной дисперсией. Исходные

импульсы преобразуются в солитоны со значительной потерей в амплитуде, что может означать значительное отличие настоящей формы солитона от начальных профилей.

Литература

1. J.F. Nye, M.V. Berry Dislocations in wave trains // Proc. R. Soc. Lond. A. 1974. V. 336. P. 165–190.
2. Torres J.P., Soto-Crespo J. M., Torner L., Petrov D.V. Solitary-wave vortices in quadratic nonlinear media // J. Opt. Soc. Am. B, 1998 т. 15, № 2, с. 625–628.
3. Tristram J. A. and Buryak A. V. and Kivshar Yu. S. Stabilization of dark and vortex parametric spatial solitons // Opt. Lett., 1998, т. 23, № 9, с. 670–672.
4. Reyna A.S., De Araújo C. B., Guiding and confinement of light induced by optical vortex solitons in a cubic–quintic medium // Opt. Lett., 2016, т. 46, № 1, с. 191–194.
5. Lutsky V., Malomed B.A., One- and two-dimensional solitons supported by singular modulation of quadratic nonlinearity // Phys. Rev. A., т. 91, с. 023815.
6. Lutsky V., Malomed B.A., Multi-soliton states under triangular spatial modulation of the quadratic nonlinearity // Eur. Phys. J. Special Topics, 2018, т. 227, № 5, с. 533–549.
7. Chen M., Zhang T., Li W., Lu D., Guo Q., Hu W., Boundary enhanced effects on the existence of quadratic solitons // Opt. Communications, 2018, т. 415, с. 18–24.
8. Izdebskaya Y.V., Shvedov V.G., Jung P.S., Krolikowski W. Stable vortex soliton in non-local media with orientational nonlinearity // Opt. Lett., 2017, т. 43, № 1, с. 66–69.
9. Fleischer J.W., Bartal G., Cohen O., Schwartz T., Manela O., Freedman B., Segev M., Spatial photonics in nonlinear waveguide arrays // Opt. Express, 2005, т. 13, № 6, с. 1780–1796.
10. Sakaguchi H., Malomed B.A., Vortical light bullets in second-harmonic-generating media supported by a trapping potential // Opt. Express, 2013, т. 21, № 8, с. 9813–9823.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК И ОРГАНИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ, СФОРМИРОВАННОГО НАНОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Василевский П.Н., Федорова Ю.О.

*Национальный исследовательский университет МИЭТ,
Институт биомедицинских систем, Зеленоград, Москва, Россия
E-mail: PavelVasilevs@yandex.ru*

В настоящее время в современной хирургии начинают активно использоваться лазерные установки [1]. Их преимущества по сравнению с традиционными способами проведения операций заключаются в отсутствии прямого контакта с тканью, сравнительно малые кровопотери, уменьшение операционного времени и минимальные шансы занесения инфекций [2]. Также лазеры активно применяются в создании биоматериалов для замещения поврежденных участков тканей и непосредственной их фиксации – лазерная сварка тканей [3]. В качестве эквивалента замещаемой биологической ткани принято использовать органические материалы, в частности различные протеины и растительные комплексы, поскольку они отличаются биосовместимостью и прозрачны в видимом диапазоне [4]. Однако для правильного подбора параметров лазерного излучения с целью минимизировать вред для органических материалов, необходимо изучать их нелинейные оптические характеристики, чтобы улучшить выходные качества получаемых образцов.

В работе представлены нелинейные оптические исследования материалов, выполненных из водных дисперсий альбумина, коллагена и хитозана, а также эти же дисперсии с добавлением одностенных углеродных нанотрубок. Использование последних обосновывается их способностью поглощать излучение лазера и таким образом организовываться в каркасную структуру, что позволяет повысить прочностные свойства образцов.

Исследование характеристик производилось на неодимовом лазере Nd:YAG (длительность импульса 16 нс). Эксперименты проводились на длинах волн лазерного излучения 532 нм, регулировка энергии осуществлялась набором нейтральных светофильтров, а её плавное изменение при помощи призмы Глана, так как луч, генерируемый лазером, имеет линейную поляризацию. Падающая плотность энергии рассчитывалась по данным детектора, фиксирующего отраженное излучение от светоделительной пластины. Регистрация прошедшего через образец луча осуществлялась с помощью дополнительного детектора. Для достижения плотности энергии, которая приводит к проявлению нелинейных эффектов, была использована фокусировка лазерного излучения, фокусное расстояние линзы составляло 10 см. Также, для определения нелинейных свойств образцов были получены кривые Z-сканирования с открытой апертурой и зависимости выходной энергии от входной энергии при фиксированном положении исследуемого материала.

Установлено, что увеличение плотности энергии выше пороговой приводит к значительному росту ослабления излучения, причем доля излучения, поглощенного нанотрубками начинает резко возрастать. Это подтверждается коэффициентами нелинейного поглощения, которые были определены для следующих водных дисперсий: альбумин 4 см/ГВт, коллаген 5.9 см/ГВт и хитозан 16 см/ГВт, после добавления нанотрубок – 345 см/ГВт, 67 см/ГВт и 516 см/ГВт соответственно. Даже низкий процент содержания любого из компонентов, кроме альбумина приводит к сильному снижению пропускания образца, что определяет глубину проникновения лазерного излучения в дисперсную среду. За счет роста нелинейного поглощения излучения почти полностью поглощается в слое толщиной 0.5 мм.

Использование наносекундных лазерных импульсов с предлагаемыми в работе параметрами позволяет формировать композиционный материал при меньшем тепловом воздействии на белки и хитозан, поскольку наибольшая часть поглощается нанотрубками при формировании каркаса, что способствует увеличению прочности.

Литература

1. Конов В.И., Осико В.В., Щербаков И.А. Фундаментальные достижения оптики и лазерной физики для медицины // Вестник РАН. 2004. Т. 74. №2. С. 99–113.
2. Шахно Е.А. Физические основы применения лазеров в медицине. СПб: НИУ ИТМО, 2012.
3. Chan B.P., Leong K.W. Scaffolding in tissue engineering: general approaches and tissue-specific considerations // European spine journal. 2008, №17(4). p. 467–479.
4. Tripathi A. Bio-composite scaffolds containing chitosan/nano-hydroxyapatite/nano-copper-zinc for bone tissue engineering // International journal of biological macromolecules. 2012. № 50(1). p. 294–299.

ДИНАМИКА ДИПОЛЯРИТОННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

Васильева О.Ф., Зинган А.П.

ПГУ им. Т.Г. Шевченко физ.-мат. факультет, Тирасполь, Молдова
E-mail: florina_of@mail.ru

Нами рассмотрена ситуация, когда диполяритоны большой плотности возбуждаются на средней ветви закона дисперсии мощным импульсом лазерного излучения (накачка). В результате возникает параметрическое рассеяние диполяритонов накачки и генерация диполяритонов сигнальной и холостой мод. При этом возможны три канала рассеяния диполяритонов, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса. Один из них — это рассеяние пары диполяритонов накачки с образованием диполяритонов сигнальной и холостой мод на средней ветви закона дисперсии. Другой канал — это рассеяние пары диполяритонов накачки с образованием сигнального диполяритона на нижней ветви и холостого диполяритона на верхней ветви закона дисперсии. Третий

канал — это рассеяние сигнального и холостого диполяритонов средней ветви в сигнальный диполяритон нижней ветви и холостой диполяритон верхней ветви. Переходы по каждому из указанных каналов могут происходить как в прямом, так и в обратном направлениях. Это и определяет динамику изменения плотностей диполяритонов на каждой моде. Гамильтониан взаимодействия, описывающий процесс параметрического рассеяния рупр–диполяритонов в диполяритоны сигнальной и холостой мод, можно записать в виде

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hbar g_1 (\hat{a}_1^+ \hat{a}_2^+ \hat{a}_p \hat{a}_p + \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_2 \hat{a}_1) + \hbar g_2 (\hat{a}_3^+ \hat{a}_4^+ \hat{a}_p \hat{a}_p + \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_3 \hat{a}_4) + \hbar g (\hat{a}_1^+ \hat{a}_2^+ \hat{a}_3 \hat{a}_4 + \hat{a}_3^+ \hat{a}_4^+ \hat{a}_1 \hat{a}_2), \quad (1)$$

где g_1 , g_2 и g — константы взаимодействия по каждому каналу рассеяния, \hat{a}_p и \hat{a}_i ($i = 1, \dots, 4$) — операторы уничтожения диполяритонов накачки, а также сигнальной ($i = 1, 3$) и холостой ($i = 2, 4$) мод соответственно. Используя (1), легко получить систему гайзенберговских уравнений для операторов \hat{a}_p и \hat{a}_i ($i = 1, \dots, 4$). Усредняя эту систему и используя приближение среднего поля (mean field approximation), для комплексных амплитуд диполяритонов $a_p = \langle \hat{a}_p \rangle$, $a_i = \langle \hat{a}_i \rangle$ ($i = 1, \dots, 4$), мы получили систему эволюционных уравнений. В условиях точного резонанса, когда $2\omega_p = \omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ (где ω_p , ω_i ($i = 1, \dots, 4$) — собственные частоты диполяритонов), решения системы уравнений ищем в виде: $a_p = A_p \exp(i\varphi_p)$, $a_i = A_i \exp(i\varphi_i)$ ($i = 1, \dots, 4$), где A_p , A_i и φ_p , φ_i — действительные амплитуды и фазы. И, вводя далее плотности диполяритонов $N_p = A_p^2$, $N_j = A_j^2$ ($j = 1, 2, 3, 4$), мы приходим к системе нелинейных эволюционных уравнений.

Решение нашей системы уравнений существенно зависит от начальных условий. Так например, при $N_{30} = N_{40} = 0$, при $\theta_{12,0} = \pm(2n+1)\pi/2$ наблюдается аperiodический режим эволюции плотности диполяритонов сигнальной (холостой) моды. Если $\theta_{12,0} \neq \pm(2n+1)\pi/2$, то будет наблюдаться периодическое превращение диполяритонов сигнальной (холостой) мод в диполяритоны накачки и обратно. Что касается амплитуды колебаний плотности диполяритонов, то она вначале увеличивается, достигая своего максимального значения, затем уменьшается. Таким образом период осцилляций плотности диполяритонов существенно зависит от начальных плотностей квазичастиц и начальной разности фаз.

ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ОТСЕЧКИ В СПЕКТРЕ СВЕТОВОЙ ПУЛИ

Гейнц И.Ю., Залозная Е.Д.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: geintc.ii17@physics.msu.ru

В результате нелинейно-оптического взаимодействия с прозрачной средой короткого лазерного импульса высокой мощности, а именно при динамическом балансе между керровской самофокусировкой и дефокусировкой излучения в самонаведённой лазерной плазме происходит явление филаментации, представляющее собой локализацию светового поля лазерного излучения, поддерживающуюся на значительном расстоянии [1]. Этот процесс сопровождается формированием суперконтинуума — широкополосного когерентного импульсного излучения. При генерации плазмы в филаменте уширение спектра суперконтинуума в стоксову область, то есть в область длин волн, больших центральной длины волны импульса, значительно уступает его уширению в антистоксову область, и в спектре наблюдается выраженная асимметрия [2].

Отдельный интерес представляет распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего и среднего ИК-диапазона в прозрачных диэлектриках в условиях аномальной дисперсии групповой скорости (АДГС). В данных условиях спектральная область импульсного излучения, соответствующая большим частотам, распространяется с большей групповой скоростью, чем область низких частот, поэтому высокочастотные компоненты волнового пакета, располагающиеся на его хвосте вследствие частотной модуляции, возникающей в среде с нелинейным показателем преломления, догоняют низкочастотные компоненты на его переднем фронте, и импульс сжимается во времени. Соответственно, при филаментации импульса в условиях АДГС происходит крайне сильное сжатие его центральной области в пространстве и во времени, и образуется световая пуля — экстремально сжатый волновой пакет с высокой плотностью энергии светового поля [3]. При этом в антистоксовой области спектра суперконтинуума, генерируемого световой пулей, формируется явно выделенное узкое крыло, обособленное от центральной области широким спектральным минимумом.

Смещение спектра световой пули в сторону меньших длин волн или, другими словами, положение его коротковолновой отсечки, как было показано в [4], зависит от порядка многофотонности процесса плазмообразования, то есть количества фотонов, поглощение которых в данной среде необходимо для перехода электрона в свободное состояние. Порядок многофотонности, в свою очередь, зависит от ширины запрещенной зоны диэлектрика и от центральной длины волны действующего излучения и определяет процесс многофотонной ионизации плазмы, создаваемой световой пулей.

Тем не менее, остаётся неизученным вопрос существования других факторов, влияющих на указанное смещение спектра. В данной работе исследовалось влияние отношения дифракционной и дисперсионной длин волнового пакета L_{diff}/L_{disp} на динамику формирования коротковолновой отсечки антистоксова крыла спектра суперконтинуума световой пули. Для этого в численном моделировании, как и в лабораторном эксперименте, изменялась дифракционная длина ($L_{diff} = ka_0^2$, где a_0 — начальный радиус пучка), в то время как величина дисперсионной длины оставалась постоянной ($L_{disp} = T_0^2/|k_2|$, где T_0 — начальная длительность импульса, k_2 — параметр дисперсии групповой скорости).

Рассматривалось распространение в прозрачных диэлектриках фемтосекундных волновых пакетов, начальное распределение амплитуд светового поля которых в поперечном сечении и во времени совпадает с гауссовским. Центральные длины волн лазерных импульсов соответствовали области АДГС для всех рассматриваемых диэлектриков. Так как дифракционная длина прямо пропорциональна квадрату радиуса пучка, для изменения величины L_{diff} использовались различные значения начального радиуса пучка a_0 . При этом превышение пиковой мощности волнового пакета над критической мощностью стационарной самофокусировки оставалось неизменным.

Для математического моделирования филаментации волнового пакета и формирования световых пуль применялась модификация метода медленно меняющихся амплитуд — приближение медленно меняющейся волны [5], позволяющее рассматривать распространение в среде с кубической нелинейностью сверхкоротких импульсов с длительностью вплоть до полутора периодов колебаний светового поля и шириной спектра, сравнимой с несущей частотой. Используемая математическая модель описывает дифракцию и дисперсию спектрально-ограниченного излучения, его затухание, уширение спектра, керровскую и плазменную нелинейности, а также генерацию лазерной плазмы.

На рис. 1 приведено изменение с расстоянием длины волны коротковолновой отсечки при филаментации в LiF волновых пакетов с центральной длиной волны 2000 нм при различном значении L_{diff}/L_{disp} . Видно, что интервал формирования антистоксова крыла в спектре волнового пакета возрастает с увеличением размера пучка. При этом длина волны коротковолновой отсечки, взятая по разному уровню интенсивности (1%; 0,1%; 0,01% от пиковой величины) не зависит от отношения L_{diff}/L_{disp} (рис. 2).

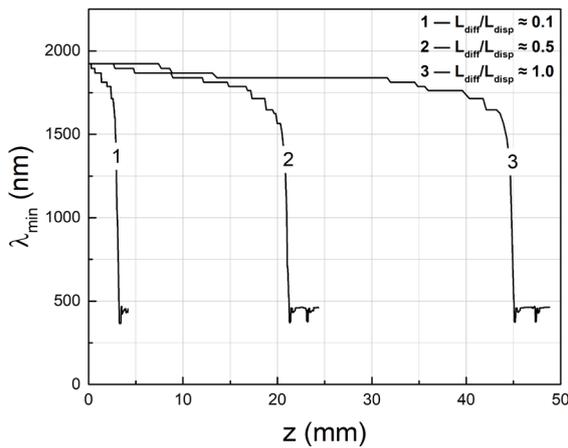


Рис. 1. График зависимости длины волны коротковолновой отсечки от расстояния, пройденного волновым пакетом (значения минимальной длины волны взяты по уровню интенсивности в 0,1% от пиковой)

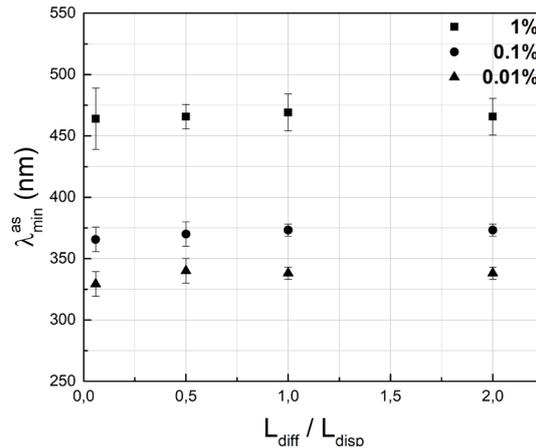


Рис. 2. График зависимости длины волны коротковолновой отсечки от величины отношения дифракционной и дисперсионной длин волнового пакета

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод, что длина волны коротковолновой отсечки λ_{min} спектра суперконтинуума световой пули не зависит от величины L_{diff}/L_{disp} , а области формирования отсечки для различных значений L_{diff}/L_{disp} в значительной степени схожи.

Литература

1. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электр. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
2. Liu W., Petit S., Becker A., Aközbek N., Bowden C. M. and Chin S. L. Intensity clamping of a femtosecond laser pulse in condensed matter // Opt. Commun. 202, 189 (2002).
3. Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. Световые пули и спектр суперконтинуума при филаментации фемтосекундного импульса в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце // Квантовая электроника, 2013, том 43, номер 4, с. 326–331.
4. Кандидов В.П., Компанец В.О., Чекалин С.В. Роль многофотонной ионизации в коротковолновом уширении спектра световой пули среднего ИК-диапазона // Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 5, с. 307–31 (2018).
5. Brabec T., Krausz F. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78, N. 17. P. 3282–3285.

МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ МАЛОФОТОННЫМ СЖАТЫМ ВАКУУМОМ ЧЕРЕЗ ПОСТСЕЛЕКЦИЮ ФОТООТСЧЕТОВ

Гостев П.П., Магницкий С.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: fongostev@gmail.com

Управление состоянием сжатого света — важная прикладная задача, которая для мощных пучков решается с помощью когерентной либо измерительной обратной связи [1]. Однако, для малофотонных сжатых состояний такие техники не разработаны.

Мы предлагаем новый метод управления состоянием импульсного малофотонного сжатого вакуума, основанный на измерительной обратной связи (см. рис. 1а). В реперном канале 1 установлен матричный SiPM-детектор, разрешающий число фотоотсчетов (в т. ч. нулевое за счет синхросигнала накачки Sync), который управляет пропусканием амплитудного модулятора АМ. Так как SiPM измеряет число фотонов в конкретном

импульсе, то можно использовать для открытия модулятора не все зарегистрированные импульсы, а только импульсы с определенным числом фотонов m . Число фотонов в импульсе в обоих каналах одинаково, поэтому, с учетом квантовой эффективности SiPM η , состояния в сигнальном канале $\hat{\rho}_2^m$ при такой частичной селекции принимает вид:

$$\hat{\rho}_2^m = \sum_{n \geq m} \hat{\rho}_2^n \left[\frac{n!}{m!(n-m)!} \right] \eta^m (1-\eta)^{n-m} \quad (1)$$

Здесь n — число фотонов, а m — число фотоотсчетов в канале 1. $\hat{\rho}_2^n = \text{Tr}_1 [\hat{\rho}_{12} |n\rangle\langle n|]$ — состояние в канале 2, соответствующее n фотонам в канале 1. Например, на рис. 1б показано одномодовое состояние сжатого вакуума со средним $\langle n \rangle = 7$ (сверху) и результат селекции с $\eta = 0.5, m = 0$ (снизу, результат численного моделирования). То есть техника позволяет изменять статистику излучения в значительных пределах и безусловно найдет применение в задачах, связанных с малофотонными сжатыми состояниями.

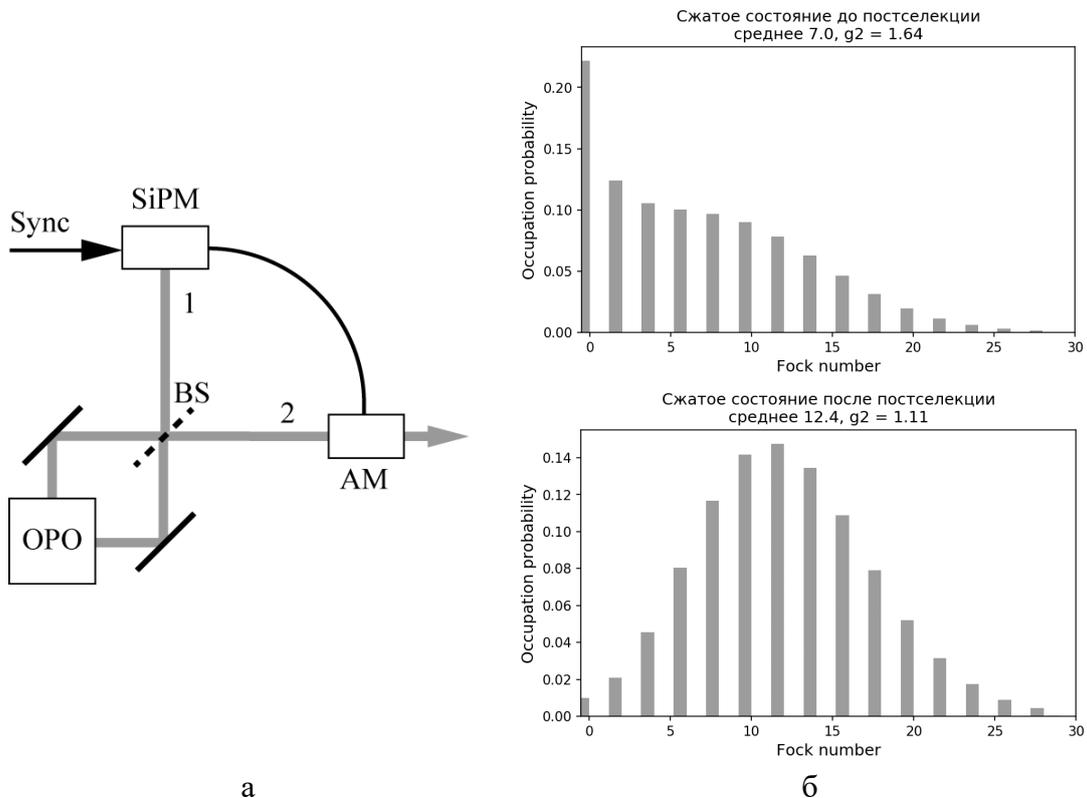


Рис. 1.

Литература

1. Yamamoto N. Coherent versus measurement feedback: Linear systems theory for quantum information //Physical Review X. 2014. Т. 4. №. 4. С. 041029.

КРАТНОЕ СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ: НОВЫЙ ТИП ВКР-ЛАЗЕРА

Гришин М. Я.

*МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Россия
E-mail: mikhail.grishin@phystech.edu*

В ходе исследований по дистанционному зондированию воды с использованием пикосекундных лазерных импульсов было обнаружено новое явление: кратное сниже-

ние порога вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) при фокусировке лазерного пучка вблизи поверхности жидкости.

На рисунке 1 приведена схема экспериментальной установки. Излучение пикосекундного Nd:YLF лазера (527 нм, 15 пс, 2 Гц, 0.03–5 мДж/имп.) заводили в образец вертикально через открытую поверхность с использованием поворотной призмы. Лазерный пучок фокусировали при помощи собирающей линзы с фокусным расстоянием 82 мм. Кювету с образцом закрепляли на вертикальной подвижке с микрометрической подачей, в то время как все остальные элементы оптической схемы были неподвижны. Энергию лазерных импульсов измеряли цифровым пироэлектрическим приёмником.

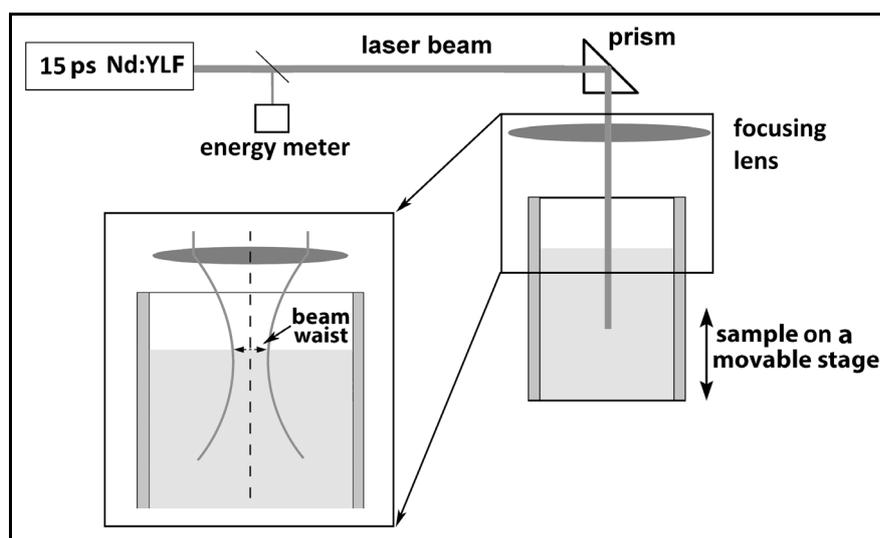


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. На вставке показано расположение перетяжки лазерного пучка относительно поверхности образца, при котором пороговая энергия ВКР достигала минимума.

Перемещая образец вертикально и варьируя энергию лазерных импульсов, для каждого положения образца регистрировали пороговую энергию, при которой начиналось развитие ВКР. Полученная зависимость порога ВКР от положения перетяжки пучка относительно поверхности жидкости имеет N-образный вид (см. рис. 2(а)): рост пороговой энергии по мере приближения перетяжки к поверхности, затем, при положении перетяжки на поверхности, — резкое падение пороговой энергии, далее — снова рост пороговой энергии.

Для проверки влияния наличия водородных связей в жидкости на наблюдаемый эффект в качестве образца был взят жидкий азот, были проведены измерения зависимости порога ВКР от положения перетяжки пучка, и была получена аналогичная N-образная кривая (рис. 2(б)). Аналогичный результат был также получен при использовании в качестве образца тяжёлой воды (D_2O , см. рис. 2(в)).

Повторяемость N-образной формы зависимости порога ВКР от положения перетяжки лазерного пучка в разных жидкостях указывает на фундаментальный характер наблюдаемого явления. Мы объясняем наблюдаемое кратное падение порога ВКР реализацией в образце аналога несимметричного лазерного резонатора: «плоское зеркало» в плоскости перетяжки на поверхности жидкости и распределённый элемент в объёме жидкости [1]. Резкое падение пороговой энергии происходит за счёт включения механизма генерации.

Таким образом, в работе получен новый тип лазера с накачкой импульсным пикосекундным лазером, водой/тяжёлой водой/жидким азотом в качестве рабочего тела и распределённой обратной связью за счёт ВКР.

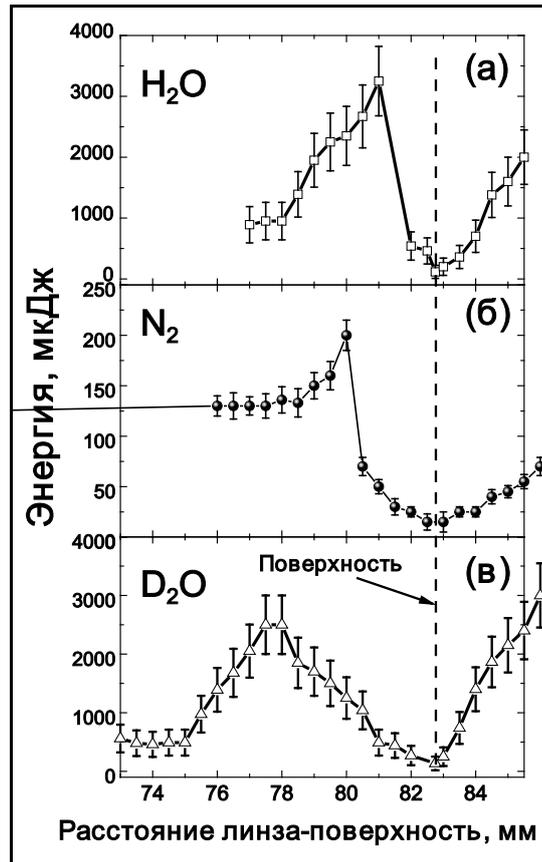


Рис. 2. Зависимости пороговой энергии ВКР от расстояния между линзой и поверхностью жидкости: (а) вода, (б) жидкий азот, (в) тяжёлая вода.

Литература

1. С.А. Ахманов, Г.А. Ляхов, Эффекты неоднородности оптической накачки в лазерах и в вынужденном рассеянии. Самовозбуждение за счет распределенной обратной связи // Журнал экспериментальной и теоретической физики, том 66, №1, стр. 96–108 (1974).

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ПЕРОВСКИТОВ НА ОСНОВЕ ИОДИДА СВИНЦА

Егоренков М.В., Попкова А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: egorenkov@nanolab.phys.msu.ru

Перовскитные материалы — это металлоорганические вещества, кристаллическая структура которых аналогична кристаллической структуре минерала перовскита. Данные материалы известны на протяжении более полувека, однако особенно пристальное внимание эти материалы привлекают в последние десять лет, так как была показана перспективность их использования в солнечной энергетике [1]. Интерес к перовскитам обусловлен возможностью создавать высокоэффективные и простые в изготовлении солнечные ячейки [6] и фотодетекторы [2] с их помощью. Подобная возможность возникает в связи с такими электронными свойствами этих материалов, как низкая скорость рекомбинации носителей заряда [5] и высокий коэффициент поглощения в области солнечного спектра.

В настоящее время активно исследуются перовскиты на основе иодида свинца, в частности, метиламмоний иодид свинца. Значительным является тот факт, что при тем-

пературе 54 С данный перовскит испытывает фазовый переход первого рода между тетрагональной и кубической фазами [3]. Температура данного фазового перехода приходится на область работы солнечных ячеек, поэтому влияние фазового перехода на свойства материала и ячейки в целом может быть критичным. Таким образом, изучение кристаллической структуры перовскитов интересно как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Некоторые фундаментальные свойства кристаллической структуры перовскитов, например, центросимметричность, остаются неизвестными. Такие свойства не поддаются изучению привычными методами, такими, как рентгеновская дифракция и рамановское рассеяние. Однако исследования с использованием генерации второй гармоники могут дать ответы на данные вопросы.

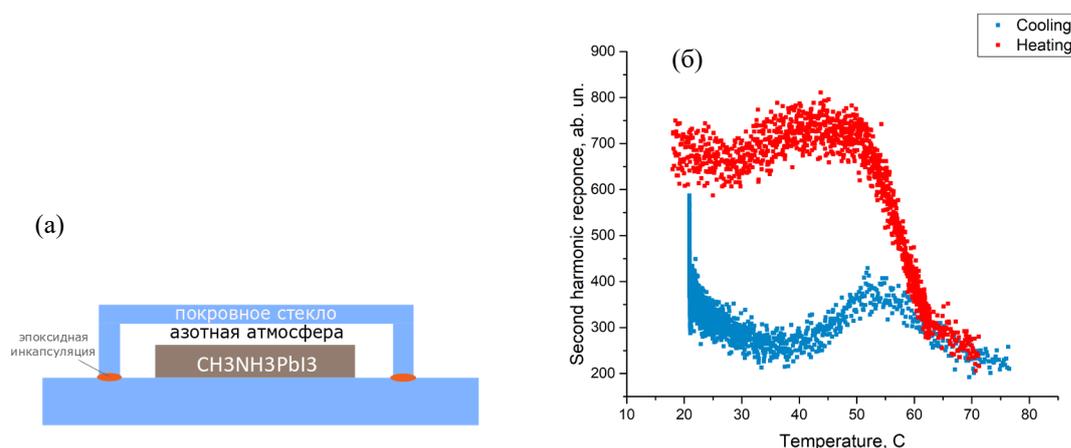


Рис. 1. а.— Схема капсулы с образцом. б — Температурные зависимости генерации второй гармоники, полученные при длине волны 830 нм и мощности 13 мВт. Красные точки отражают процесс нагрева, синие – охлаждения..

Используемый в работе образец был изготовлен путем осаждения ацетата метиламмония по методике, описанной в работе [4]. Образец представляет из себя однородную пленку поликристаллического метиламмония иодида свинца толщиной 400 нм с крупными кристаллическими доменами, характерные размеры которых 500 нм [4]. В связи с тем, что исследуемое вещество разлагается под действием атмосферной влаги, пленка после изготовления была инкапсулирована в азотной атмосфере. Схема подобной ячейки приведена на рис. 1а. Эксперимент по генерации и измерению второй гармоники был проведен с использованием титан-сапфирового лазера с длительностью импульса 140 фс и частотой 80 МГц. Рабочая длина волны составила 830 нм для того, чтобы работать в минимуме поглощения. Средняя мощность варьировалась в диапазоне 0.3–30 мВт. Так как размер фокального пятна был равен 20 мкм, что много больше характерных размеров поликристаллита, можно было говорить об усреднении по большому числу поликристаллитов. Исследования температурных зависимостей генерации второй гармоники в области фазового перехода проводились при температуре 34–74 С.

В результате эксперимента были получены температурные зависимости, представленные на рис. 1б. Производился нагрев до температуры выше фазового перехода (красные точки) и последующее охлаждение (синие точки). На графике видно резкое уменьшение сигнала в области фазового перехода. При последующем охлаждении сигнал немного восстанавливается в области фазового перехода, но не достигает прежнего значения, что говорит о необратимой деградации образца. Уменьшение сигнала при температуре фазового перехода свидетельствует о том, что кристаллы перовскита при комнатной температуре находятся в нецентросимметричной кристаллической фазе.

Литература

1. Kojima, A., K. Teshima, Y. Shirai, T. Miyasaka, Organometal Halide Perovskites as
2. Visible-Light Sensitizers for Photovoltaic Cells // J. Am. Chem. Soc., 2009. 131, 6050–6051.

3. Lian, Z., Yan, Q., Lv, Q., Wang, Y., Liu, L., Zhang, L., Pan, S., Li, Q., Wang, L., Sun, J., High-Performance Planar-Type Photodetector on (100) Facet of MAPbI₃ Single Crystal // *Scientific Reports*, 2015. 5, 16563.
4. Stoumpos, C.C., C.D. Malliakas, and M.G. Kanatzidis, Semiconducting Tin and Lead Iodide Perovskites with Organic Cations: Phase Transitions, High Mobilities, and Near-Infrared Photoluminescent Properties // *Inorg. Chem.*, 2013. 52, 9019–9038.
5. Venkatesan, S., M. Hasan, J. Kim, N.R. Rady, S. Sohal, E. Neier, Y. Yao, and A. Zakhidov, Tailoring nucleation and grain growth by changing the precursor phase ratio for efficient organic lead halide perovskite optoelectronic devices // *J. Mater. Chem.*, 2017. 5, 10114–10121.
6. Wehrenfennig, C., G.E. Eperon, M.B. Johnston, H.J. Snaith, and L.M. Herz, High Charge Carrier Mobilities and Lifetimes in Organolead Trihalide Perovskites // *Advanced Materials*, 2014. 26, 1584–1589.
7. Zhou, H., Q. Chen, G. Li, S. Luo, T.-B. Song, H.-S. Duan, Z. Hong, J. You, Y. Liu, Y. Yang, Interface engineering of highly efficient perovskite solar cells // *Science*, 2014. 345, 542–546.

ТЕХНИКА ДВУМЕРНОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

Жданов А.Н., Степанов Е.А., Федотов А.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: zhdartn@gmail.com

Двумерная ИК спектроскопия (2DIR spectroscopy) — современный оптический метод описания структуры сложных органических молекулярных соединений (например, белков), исследования колебательных связей и быстрой молекулярной динамики в них. Техника двумерной ИК спектроскопии является развитием и альтернативой методике многомерной ядерной магнитно-резонансной спектроскопии и находит все более широкое применение в физической химии и биофизике по мере развития методов генерации предельно коротких импульсов в среднем и дальнем ИК диапазоне [1–3]. В отличие от «классической» спектроскопии поглощения или ИК Фурье-спектроскопии, двумерная (или многомерная) ИК спектроскопия позволяет получать информацию не только о спектрах колебательных уровней молекул, но и о динамике переходов, их временной и пространственной когерентности, ангармонизме колебательных связей и др.

Суть метода заключается в использовании последовательности сверхкоротких лазерных импульсов для когерентного возбуждения и спектрально-временного анализа динамики релаксации этого возбуждения (эту технику можно представить как четырехволновое смешение с временным разрешением). Варьирование задержки зондирующего импульса позволяет наблюдать динамику состояния молекул, перетекание энергии с одного колебательного уровня на другой.

В основе нашей экспериментальной техники лежит эффективная генерация сверхкоротких лазерных импульсов в среднем и дальнем ИК диапазоне. Лазерная система состоит из Ti:Sapphire генератора и регенеративного усилителя фемтосекундных импульсов, обеспечивающих получение излучения на длине волны 800 нм, с энергией импульсов более 1 мДж и длительностью порядка 50 фс. Это излучение используется для накачки оптического параметрического усилителя, который позволяет получать перестраиваемое по длине волны излучение в сигнальной и холостой волнах, покрывающих диапазон от 1110 до 2200 нм. Далее сигнальная и холостая волна пересекаются в кристалле AgGaS₂ (AGS) для получения перестраиваемых инфракрасных импульсов в результате процесса генерации разностной частоты. Область перестройки этих импульсов составляет 3–11 мкм, а длительность импульсов составляет всего в несколько периодов

колебаний световой волны и изменяется от 100 до 200 фс в зависимости от длины волны.

Эти импульсы и используются далее в схеме двумерной ИК спектроскопии. Накачка в этом случае представляется двумя импульсами, разнесенными во времени. Зондирование происходит с помощью одиночного импульса, задержанного относительно накачки (аналог Фурье-анализатора) [4]. Измерение реализуются в схеме интерферометра Майкельсона. В силу необходимости определения перемещения плеч интерферометра с точностью до долей микрометров, в схеме используется He-Ne лазер и фазовая квадратурная методика точного контроля разности длин плеч интерферометра в диапазоне большем, чем длина волны данного лазера. В результате это позволяет обеспечивать высокое спектральное разрешение методики. Далее последовательность импульсов фокусируется параболическим зеркалом на исследуемый образец, при этом зондирующее излучение имеет угол падения отличный от накачки для обеспечения неколлинеарной схемы нелинейно-оптического взаимодействия. Спектр зондирующего импульса измеряется с помощью монохроматора и ИК детектора. После получения двумерной картины спектра в зависимости от величины задержки, проводится Фурье-преобразование по времени задержки между импульсами накачки. Благодаря изменению задержки зондирующего импульса, будет получена серия спектров, отражающая динамику колебательных уровней системы. Эта техника была нами испытана на тестовых образцах и показала высокий потенциал для исследования сложных белковых соединений.

Литература

1. Hamm P. and Zanni M. Concepts and methods of 2D infrared spectroscopy. Cambridge university press, 2011.
2. Lauren P. DeFlores, Rebecca A. Nicodemus, and Andrei Tokmakoff, Two-dimensional Fourier transform spectroscopy in the pump-probe geometry // OPTICS LETTERS / Vol. 32, No. 20 / October 15, 2007.
3. J. Helbing and P. Hamm Compact implementation of Fourier transform two-dimensional IR spectroscopy without phase ambiguity // J. Opt. Soc. Am. B \Vol. 28, No. 1 / January 2011
4. Bylsma, Jason Michael, Multidimensional Spectroscopy of Semiconductor Quantum Dots, Graduate Theses and Dissertations, 2012.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ФОКУСИРОВКИ НА ЧАСТОТНО-УГЛОВУЮ СТРУКТУРУ ИЗЛУЧЕНИЯ СУПЕРФИЛАМЕНТА

Жидовцев Н.А., Пушкарев Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: kitozawr07@mail.ru

Возникающие в процессе филаментации непараксиальные компоненты суперконтинуума, формирующие так называемую коническую эмиссию (КЭ), являются одним из механизмов потери энергии при распространении излучения. Компоненты суперконтинуума, идущие под углом к основной оси, играют важную роль в процессах множественной филаментации: взаимодействие нитей мультифиламента и формирование новых нитей осуществляется посредством интерференции кольцевых структур конической эмиссии. Режим суперфиламентации, обнаруженный в недавней работе [1], является частным случаем режима мультифиламентации. В этом режиме за счёт взаимодействия нитей мультифиламента в условиях дополнительной слабой фокусировки формируется протяженная область, в которой интенсивность и концентрация плазмы превышают соответствующие значения насыщения, что представляет значительный интерес для ряда практических приложений. Изучение КЭ суперфиламента может быть полезно как для более глубокого понимания процесса его формирования, так и для выбора оп-

тимальных условий суперфиламентации. К настоящему моменту частотно-угловая структура излучения суперфиламента ещё не была детально исследована в литературе.

В настоящей работе нами была поставлена цель изучить частотно-угловую структуру излучения при мультифиламентации в стохастическом и амплитудно-регуляризованном режимах. В работе рассмотрено влияние дополнительной фокусировки на спектральные и пространственные характеристики мультифиламента и формирование суперфиламента. Проведено сравнение результатов с данными по энерговыделению излучения в среду и пространственной структуре плазменных каналов мультифиламента, полученных ранее в нашей лаборатории методом акустической диагностики с высоким временным разрешением. [3,5,6]

Пучок филаментов формировался излучением лазерной системы Ti:Sa, излучающей импульсы длительностью 50 фс и энергией 5–25 мДж с центральной длиной волны 812 нм при частоте повторения 10 Гц и диаметре пучка 7 мм FWHM. Дополнительная фокусировка, необходимая для формирования суперфиламента, осуществлялась с помощью внесения в оптический тракт плоско-выпуклой линзы. В данной работе использовались линзы с фокусными расстояниями 50 см и 1 м. Регистрация частотно-углового спектра излучения филамента осуществлялась в дальней зоне после отражения излучения от клина (с целью его дополнительного ослабления). Измерения проводились с помощью изображающего монохроматора-спектрографа SOLAR Laser Systems M150 на ПЗС TheImagingSource dmk33gx249. Одновременно с регистрацией спектров в каждом импульсе лазерной системы с помощью широкополосного акустического детектора [5] измерялся акустический сигнал филамента (в точке, соответствующей максимуму сигнала) и фиксировалась энергия импульса. Для создания регуляризованной филаментации используется амплитудная маска, представляющая собой непрозрачную пластинку с 4 отверстиями [3]. Измерение частотно-угловых спектров производилось при тех же условиях филаментации, что и в наших работах [4,5,6], где были изучены акустический сигнал и пространственная мода излучения мультифиламента.

В режиме амплитудно-регуляризованной мультифиламентации при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 1 м наблюдалась уединенная спектральная компонента на длинах волн 830–850 нм, распространяющаяся вдоль оси пучка. При этом компоненты, распространяющиеся под углами к оси (соответствующие исходным филаментам) на данной длине волны отсутствуют, что может быть интерпретировано как результат формирования суперфиламента при данных условиях. В то же время при более острой фокусировке ($F = 50$ см) в этой области спектра формируются отдельные спектральные компоненты, распространяющиеся под углами к оси, соответствующие исходным филаментам. Их слияния не происходит. Это позволяет сделать вывод о том, что в режиме с менее острой фокусировкой взаимодействие исходных филаментов происходит более эффективно. Данный результат находится в соответствии с полученными ранее результатами измерений акустического сигнала в этих режимах.

Обнаружено, что при суперфиламентации в амплитудно-регуляризованном режиме происходит подавление генерации конической эмиссии в синей части спектра: яркость соответствующих спектральных компонент оказывается намного слабее, чем в стохастическом режиме при тех же энергиях. Напротив, при формировании суперфиламента становится более яркой КЭ в ИК области спектра. Экспериментально показано наличие корреляции между положением уединенной компоненты в ИК области спектра и симметрично ей расположенной уединенной компоненты в синей области спектра. Ранее в работе [7] этот результат был получен для режима одиночной филаментации. При этом уединенная компонента в синей части спектра была интерпретирована как результат четырёхволнового взаимодействия между компонентой в ИК части спектра и излучением резервуара. В нашей работе этот результат был подтверждён также для суперфиламентации в амплитудно-регуляризованном режиме при мощностях, более чем на порядок превосходящих критическую мощность самофокусировки.

Литература

1. Point G. et al. Superfilamentation in air //Physical review letters. 2014. Т. 112. №. 22. С. 223902.
2. Uryupina D. et al. 3D Raman bullet formed under filamentation of femtosecond laser pulses in air and nitrogen //Applied Physics B. 2013. Т. 110. №. 1. С. 123–130.
3. Нелинейный рост энерговклада в среду при слиянии регуляризованных фемтосекундных филаментов / Д. В. Пушкарев, Е. В. Митина, Д. С. Урюпина и др. // Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики". 2017. Т. 106, № 9. С. 545–548.
4. Femtosecond laser superfilamentation under various focusing conditions / D.V. Pushkarev, E.V. Mitina, N.A. Zhidovtsev et al. // Book of Abstracts of the International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2018). — ФИАН, Москва, 2018. P. 172.
5. Laser optoacoustic diagnostics of femtosecond filaments in air using wideband piezoelectric transducers / D. S. Uryupina, A. S. Bychkov, D. V. Pushkarev et al. // Laser Physics Letters. 2016. Vol. 13, no. 9. P. 095401.
6. Transverse structure and energy deposition by a subTW femtosecond laser in air: from single filament to superfilament/ D. V. Pushkarev, E. V. Mitina, D. S. Uryupina et al.// New J. Phys. – 2019.
7. Four-wave mixing in molecular gases under filamentation of the collimated femtosecond beam / N. Panov, M. Kurilova, D. Uryupina et al. // Laser Physics Letters. 2014. Vol. 11, no. 12. P. 125302.

ВЛИЯНИЕ ОСТРОТЫ АКСИКОННОЙ ФОКУСИРОВКИ НА ФИЛАМЕНТАЦИЮ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА

Залозная Е.Д.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: ed.zaloznaya@physics.msu.ru

Взаимодействие мощного фемтосекундного излучения с нелинейной средой, результатом которого является пространственно-временная локализация световой энергии, определяет собой явление филаментации, в основе которого лежит противостояние керровской самофокусировки лазерного излучения и его дефокусировки в самонаведенной лазерной плазме [1]. Особенностью фемтосекундной филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости ($k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2 < 0$) является возможность образования высокоинтенсивного экстремально сжатого волнового пакета — световой пули (СП). Формирование СП происходит в результате одновременной и согласованной компрессии волнового пакета (ВП) в пространстве и во времени [2], а длительность такого образования может составлять всего несколько осцилляций светового поля.

В настоящей работе исследуется процесс формирования СП в гауссовом пучке фемтосекундного излучения, сфокусированном конической линзой — аксиконом. При прохождении через аксикон плоский волновой фронт падающего излучения трансформируется в конический за счет приобретения пучком пространственной фазовой модуляции. Интерференция формируемых при этом конических волн приводит к Бессель-Гауссову распределению интенсивности вдоль радиуса пучка [3].

Протяженность области интерференции зависит от угла сходимости к оси конического волнового фронта, который в свою очередь определяется углом при основании аксикона. С увеличением этого угла длина области, на которой происходит интерференция сходящихся пучков, уменьшается, что характеризует переход от режима мягкой фокусировки к режиму острой фокусировки.

Представляет интерес исследование влияния остроты аксиконной фокусировки на сценарий формирования световой пули, длину наведенных плазменных каналов и появление особенностей в спектре суперконтинуума. Согласно результатам экспериментального исследования зависимости режима филаментации излучения в условиях нормальной дисперсии групповой скорости от угла при основании аксикона, представленным в [4], порог образования филамента возрастает при уменьшении угла от 7.5 до

1 градуса. Насколько нам известно, на данный момент нет подобных исследований в области аномальной дисперсии групповой скорости, кроме проведенных в нашей научной группе. В настоящем докладе представлены результаты численного исследования формирования световых пульс при филаментации во фторидах фемтосекундного излучения среднего ИК-диапазона, сфокусированного аксиконом с различным углом при основании.

Для математического описания филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов при численном моделировании использовалось приближение медленно меняющейся волны [5], особенностью которого является возможность описания распространения волновых пакетов, длительностью, вплоть до одной оптической осцилляции поля. Уравнения рассматриваемой модели описывают дифракцию пучка, дисперсию импульса, изменение показателя преломления среды, связанное с керровской и плазменной нелинейностями, генерацию лазерной плазмы и ослабление излучения.

На рис. 1 представлен полученный численно для фемтосекундного излучения на длине волны 1250 нм радиальный профиль интенсивности Бессель-Гауссова пучка, сформировавшегося на входной грани образца в воздухе на расстоянии 85 мм от аксикона с углом 0.5° при основании при фокусировке коллимированного гауссова пучка радиусом 0.85 мм. Поскольку в центральном максимуме пучка интенсивность много больше, чем в охватывающих его концентрических кольцах, процесс фемтосекундной филаментации определяется именно мощностью P_l , содержащейся в центральном лепестке распределения интенсивности в поперечном сечении. Параметры же центрального максимума формирующегося Бессель-Гауссова пучка — а именно его радиус, максимальная интенсивность и, как следствие, содержащаяся в нем мощность, зависят от угла сходимости интерферирующих пучков, который в свою очередь определяется углом при основании аксикона.

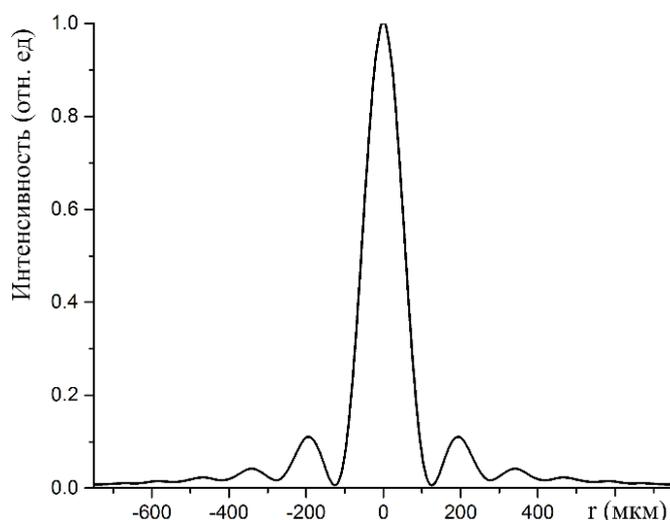


Рис.1. Радиальный профиль интенсивности Бессель-Гауссова пучка на входной грани образца LiF на расстоянии 85 мм от аксикона, фокусирующего фемтосекундное излучение длительностью 60 фс на длине волны 1250 нм.

В настоящей работе для исследования зависимости процесса формирования световой пули от угла при основании аксикона начальная энергия волнового пакета оставалась неизменной. Это позволило оценить влияние именно остроты аксиконной фокусировки на филаментацию в условиях аномальной дисперсии групповой скорости фемтосекундного волнового пакета с Бессель-Гауссовым распределением интенсивности, формирование световых пульс, частотно-углового спектра и плазменных каналов.

Е.Д. Залозная благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за финансовую поддержку исследований.

Литература

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квантовая электроника. 2009. Т. 39 (3). С. 205–228.
2. Silberberg Y. Collapse of optical pulses // Opt. Lett. 1990. V. 15 (22). P. 1282–1284.
3. Пятницкий Л.Н., Волновые бесселевы пучки (М.: Физматлит, 2012).

4. Dota Krithika, et al. Femtosecond laser filamentation in condensed media with Bessel beams // *Physical Review A*. 2012. V. 86 (2). P. 023808.
5. Brabec T., Krausz F. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78 (17). P. 3282–3285.

КОРРЕЛЯЦИИ ФОТОНОВ В СИЛЬНО НЕВЫРОЖДЕННОМ РЕЖИМЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

Захаров Р.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: roma1997z@mail.ru

Неклассические состояния света широко исследуются как теоретически, так и экспериментально. Сжатые состояния света могут быть получены путем параметрического рассеяния или четырехволнового смешения. При высокой интенсивности накачки генерируемый нелинейный сигнал содержит огромное количество фотонов и называется ярким сжатым вакуумом [1]. Такие состояния характеризуются сильными корреляциями между многими фотонами, как в частотной, так и в пространственной области. Важной неклассической особенностью является значительное подавление дисперсии для одной из квадратур поля. Это делает сжатые состояния очень перспективными и перспективными для многих приложений, включая сверхчувствительные измерения.

Обычно частоты сигнальных и холостых фотонов, генерируемых в процессе параметрического рассеяния, оказываются достаточно близкими друг к другу. Однако есть режимы сильно невырожденного параметрического рассеяния, когда энергии генерируемых фотонов могут различаться на несколько порядков, например, сигнальный фотон соответствует оптической частоте, в то время как холостой находится в терагерцовом (ТГц) диапазоне. Генерация ТГц излучения с неклассическими характеристиками открывает новые возможности для многочисленных практических применений. Однако существует проблема сбора ТГц сигнала без потери его неклассических свойств. Поэтому важно теоретически исследовать пространственные свойства генерируемого сжатого терагерцового поля, особенно в режиме достаточно высокого параметрического усиления. В таком режиме с высоким коэффициентом усиления теория возмущений более неприменима, и необходимо использовать новые теоретические подходы, способные описать сильные корреляции между многими фотонами. Другая особенность связана с тем, что одновременно с параметрическим рассеянием ТГц излучение участвует в процессе генерации суммарной частоты, так что стоксовы и антистоксовы компоненты генерируются с участием ТГц фотонов.

Чтобы преодолеть эти трудности, мы разработали теоретический подход для описания пространственных свойств и фотонных корреляций сжатых электромагнитных полей, генерируемых в сильно невырожденном процессе параметрического рассеяния. Подход основан на концепции независимых мод Шмидта и справедлив для случаев как слабого, так и сильного нелинейного взаимодействия [2]. Сначала рассмотрен один нелинейного кристалла. Проанализированы формы и веса различных мод Шмидта, и оказалось, что ТГц излучение характеризуется довольно широким угловым распределением. Полученные теоретические результаты хорошо сходятся с экспериментальными данными [3]. Для управления пространственными свойствами и фотонными корреляциями генерируемого квантового света удобно использовать интерферометр, состоящий из двух последовательных нелинейных кристаллов. Такая схема позволяет усиливать генерируемое сжатое излучение при одних полярных углах и частотах и одновременно подавлять его на других. Так как характеристики получаемого света оказываются чувствительным к дисперсии промежуточного слоя, такой интерферометр можно использовать для точных измерений дисперсионных свойств различных материалов. Кроме того, процессы генерации стоксовой и антистоксовой компонент учтены одно-

временно и предложена идея детектирования ТГц излучения на основе корреляций между стоксовым и антистоксовым сигналом.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-42-04105

Литература

1. T. Sh. Iskhakov, A. M. Perez et al., *Opt. Lett.*, 37, 1919 (2012).
2. [P Sharapova, A M Pérez, O V Tikhonova and M V Chekhova, *Phys. Rev. A* 91, 043816 (2015).
3. V V Kornienko, S A Savinov, Yu A Mityagin and G Kh Kitaeva, *Opt. Lett.* 41, 4075 (2016).

ВЛИЯНИЕ ФОКУСИРОВКИ НА ГЕНЕРАЦИЮ СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА В СРЕДЕ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

Львов К.В., Стремоухов С.Ю., Потемкин Ф.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: lvov.kv14@physics.msu.ru

Филаментация фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных конденсированных средах сопровождается генерацией суперконтинуума — уширением первоначального спектра импульса, покрывающим весь видимый, а также ближний и средний ИК диапазоны [1]. Излучение суперконтинуума в настоящее время широко применяется в качестве затравочного излучения для параметрических усилителей [2], а также для генерации высоких гармоник [3]. Вместе с тем, теоретическое описание процессов взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с конденсированными средами дает уникальный инструмент для анализа способов управления спектрально-временными характеристиками импульсов. В данной работе в качестве такого способа исследуется изменение фокусировки, необходимой для генерации суперконтинуума. Влияние этого параметра схемы изучалось и ранее [4], но только в среде с положительной дисперсией групповой скорости (ДГС). В этой работе было отмечено, что при увеличении фокусного расстояния спектральная яркость красной части спектра суперконтинуума возрастает. Этот факт объясняется более длинной перетяжкой в области фокуса при более мягкой фокусировке, что усиливает протекание нелинейных процессов.

В данной работе численно исследуется возможность управления спектрально-временными характеристиками импульсов путем изменения фокусировки в случае отрицательной ДГС на примере кристалла CaF_2 . Длина волны падающего излучения выбрана равной 4 мкм. Фокусное расстояние выбиралось в диапазоне 5–20 см. Длительность импульса выбрана равной 120 фс (ширина на полувысоте), а энергия импульса — 370 мкДж, что соответствует превышению критической мощности самофокусировки [5] примерно в 7 раз. Теоретическая модель основана на уравнении UPPE [6], которое учитывает дифракцию, дисперсию среды, нелинейный эффект Керра, дефокусировку и поглощение излучения в генерируемой плазме. Существенным преимуществом построенной модели является ее непараксиальность, т.е. возможность проводить расчеты и при острой фокусировке.

На рис. 1 приведено сравнение спектров суперконтинуума на длине распространения $z = 0,5$ см для различных условий фокусировки. Эта область находится за точкой линейного фокуса, которая расположена на длине 0,3 см. Кристалл CaF_2 для излучения с длиной волны 4 мкм является средой с сильно отрицательной ДГС, поэтому образуются световые пули [7] с временной длительностью 2,5 фс. При этом пиковая интенсивность излучения в световых пулях составляет 70 ТВт/см². Наличие антистоксова

крыла в спектре суперконтинуума на длине волны 900 нм и глубокого провала между основным пиком и этим крылом подтверждает наблюдение именно световых пульс.

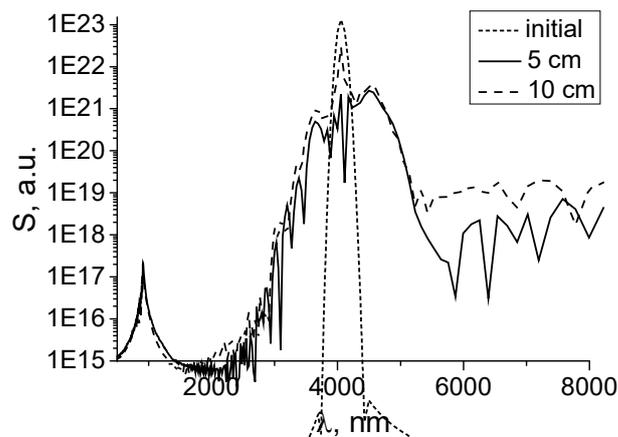


Рис. 1. Спектры суперконтинуума при разных фокусных расстояниях.

Положение антистоксова пика, спектр суперконтинуума в синей области и длительность световых пульс не зависят от фокусировки, т.е. световые пули являются стабильными относительно изменения фокусного расстояния схемы. Дисперсионная длина для таких условий составляет 5 см, в то время как нелинейная длина 85 см, а дифракционная еще не порядок больше. Поэтому условия фокусировки, влияющие на нелинейности, возникающие в области линейного фокуса, почти не оказывают влияния на формирование световых пульс, возникающих после области линейного фокуса.

Вместе с тем, спектры суперконтинуума отличаются по крайней мере на порядок в области длины волны падающего излучения и при длинах волн, больших 5 мкм. Таким образом, изменяя условия фокусировки, можно влиять на спектральные свойства фемтосекундных импульсов в красной части спектра.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 18-02-40014). Львов К. В. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. A. Couairon, A. Mysyrowicz. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
2. F.V. Potemkin et al. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 125403 (2016).
3. N. Garejev et al. *Optics Express*, **24**, 15 (2016).
4. M. Bradler, P. Baum, E. Riedle. *Appl. Phys. B*, **97**, 561–574, (2009).
5. J.H. Marburger, *Theory. Prog. Quant. Electr.*, **4**, 35 (1975).
6. A. Couairon. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **199**, 5–76 (2011).
7. S.V. Chekalin et al. *Quantum Electronics*, **47**, 3, 252 – 258 (2017).

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ И ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ НА ХАРАКТЕР ИОНИЗАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ОБЪЕМОМ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ

Новиков И.Д., Мигаль Е.А., Мареев Е.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет и МЛЦ,
E-mail: 1999in@list.ru

Нелинейное поглощение высокоинтенсивного (10^{13} – 10^{14} Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения в фокальной области может привести к возбуждению электронной подсистемы твердого тела, что после передачи энергии в ионную подсистему может

вызвать необратимое изменение структуры вещества. Это может выражаться в виде возникновения микромодификаций или изменения показателя преломления [1]. Особый интерес представляет возможность необратимого изменения показателя преломления в объеме полупроводников с помощью острогофокусированного фемтосекундного лазерного излучения. Трехмерный микромашининг полупроводников является одной из перспективных областей развития кремниевой фотоники - области, охватывающей полупроводниковые лазеры, светодиоды, а также интеграцию фотоники и микроэлектронных компонент. Таким образом, вопрос о создании сложных систем внутри объема полупроводника становится все более и более важным для современной электроники и фотоники.

Передача большого количества энергии в объем полупроводников затруднена за счет делокализации энергии лазерного импульса ввиду высокой концентрации свободных носителей [2] и уменьшения остроты фокусировки из-за большой разницы показателей преломления полупроводников и воздуха [3]. В рамках данной работы для компенсации этих эффектов можно использовать газы высокого давления, а также методику двухцветного воздействия, когда излучение ближнего ИК диапазона создаёт затравочные электроны, а второй импульс среднего ИК диапазона, приходящий после первого, за счёт лавинной ионизации увеличивает их концентрацию до сверхкритической, позволяя осуществить пробой локально, в сверхмалом объёме.

В рамках данной работы исследовался процесс взаимодействия высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения ближнего и среднего ИК диапазона с монокристаллом ZnSe, а также SiO₂.

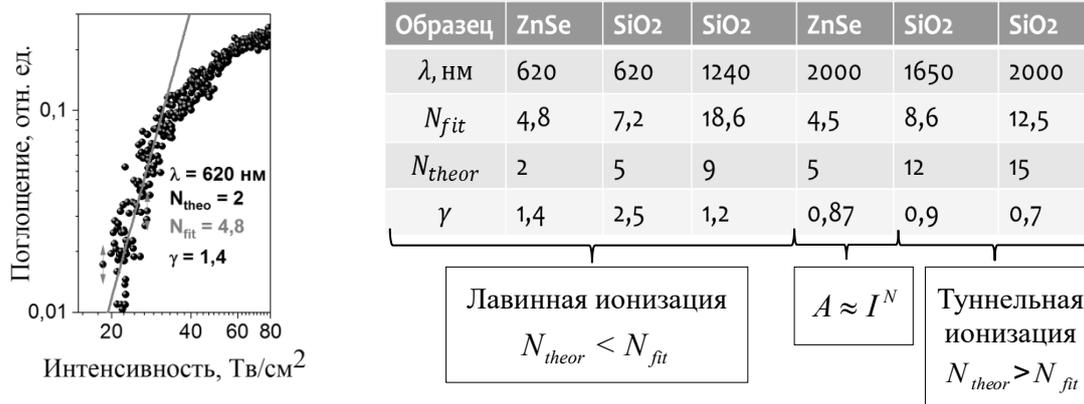


Рис. 1. (а) Зависимость поглощения в объёме монокристалла ZnSe от интенсивности падающего излучения. График построен в логарифмических шкалах и произведена линейная аппроксимация. (б) Результаты экспериментов с ZnSe и SiO₂ для разных длин волн.

По полученным результатам были оценены вклады многофотонной, туннельной и лавинной ионизаций в процессе формирования микроплазмы. Из теории Келдыша [4] известно, что при многофотонном поглощении зависимость поглощения энергии лазерного импульса от интенсивности должна иметь вид $A \approx I^N$, где N — фотонность процесса, (определяемая как: $N = \left\lceil \frac{\varepsilon}{w} \right\rceil + 1$), а ε — ширина запрещенной зоны.

Увеличение порядка фотонности процесса, наблюдаемое в эксперименте, свидетельствует о значительном вкладе лавинной ионизации, эффективная работа которой сопровождается экспоненциальным ростом концентрации электронов. Уменьшение значения фотонности является признаком туннельной ионизации. Из рис. 1. видно, что вклад лавинной ионизации увеличивается при коротковолновом излучении (при $\lambda = 0,62 \text{ мкм}, 1,24 \text{ мкм}$ $N_{theor} < N_{fit}$). Туннельная ионизация наблюдается при более длинноволновом излучении накачки (при $\lambda = 1,65 \text{ мкм}, 2 \text{ мкм}$ $N_{theor} > N_{fit}$).

Развитие используемых нами методов могут определить новые тенденции в современной фотонике и оптоэлектронике, а именно, создание интегральной оптики на основе полупроводниковых материалов.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований 18-32-20016.

Мигаль Е.А., Мареев Е.И. являются стипендиатами фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

Литература

1. Zavedeev E. V., Kononenko V. V., Konov V.I. Delocalization of femtosecond laser radiation in crystalline Si in the mid-IR range // *Laser Phys.* IOP Publishing, 2016. Vol. 26, № 1. P. 16101.
2. Kononenko V. V., Konov V. V., Dianov E.M. Delocalization of femtosecond radiation in silicon // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37, № 16. P. 3369.
3. Chanal M. et al. Crossing the threshold of ultrafast laser writing in bulk silicon // *Nat. Commun.* Springer US, 2017. Vol. 8, № 1. P. 1–6.
4. Келдыш Л. В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1965. Т. 47. №. 5. С. 1945–1958.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ ТЕРАГЕРЦОВОГО ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Новикова Т.И., Леонтьев А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: tanya.novik00@mail.ru

Спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) представляет собой процесс распада фотонов накачки с частотой ω_p на пары фотонов, называемых сигнальными и холостыми, с соответствующими частотами ω_s и ω_i , удовлетворяющими условию сохранения энергии $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Если частота холостого фотона попадает в область решеточного поглощения среды, то СПР носит характер рассеяния света на поляритонах. Рассматриваемые параметрические процессы реализуются только в средах с ненулевой квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}$.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по регистрации частотно-угловых спектров сигнального излучения СПР в сильно частотно-невырожденном режиме, когда $\omega_i \ll \omega_s$ и холостые фотоны рождаются в терагерцовом диапазоне частот. Исследования проводились в широком диапазоне температур ($4.2\text{K} < T < 300\text{K}$), с использованием аргонового лазера с длиной волны 514.5 нм (рис. 1) для возбуждения СПР. Интерферометр Фабри-Перо, помещенный в лазерный резонатор, выделял одну продольную моду генерации с шириной менее 100 МГц, что позволяло использовать узкополосный йодный фильтр и эффективно гасить паразитное излучение накачки после кристалла. В качестве нелинейной среды использовался легированный примесью магния 7.1 мол.% кристалл ниобата лития, помещенный в криостат с возможностью охлаждения от 300 до 4.2 К.

Известно, что мощности сигнального стоксового и антистоксового излучения зависят от среднего числа тепловых фотонов в холостых модах $\langle N_T \rangle = (\exp(\hbar\omega / kT) - 1)^{-1}$ (Т-температура нелинейного кристалла источника) по-разному:

$$\begin{aligned} P_{St} &\propto 1 + \langle N_T \rangle \\ P_{ASt} &\propto \langle N_T \rangle \end{aligned} ,$$

Физический смысл различия этих зависимостей заключается в следующем: излучение сигнальных фотонов стоксового диапазона происходит за счет нелинейного преобразо-

вания как тепловых, так и квантовых флуктуаций электромагнитного поля, рождение же фотонов антистоксового диапазона происходит только за счет тепловых флуктуаций поля. Таким образом, при охлаждении кристалла должно происходить постепенное исчезновение антистоксовой ветви в спектре сигнального излучения, что и наблюдалось в эксперименте (рис. 2).

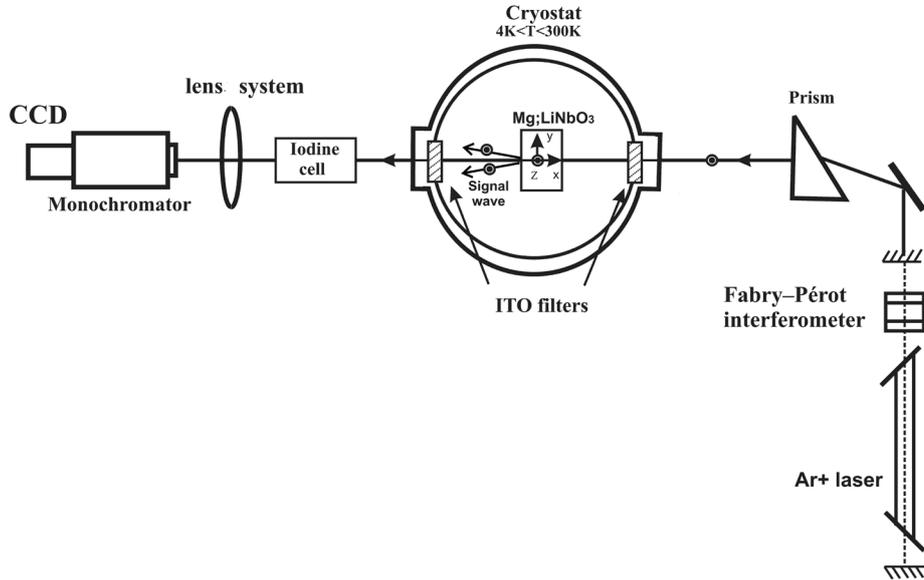


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

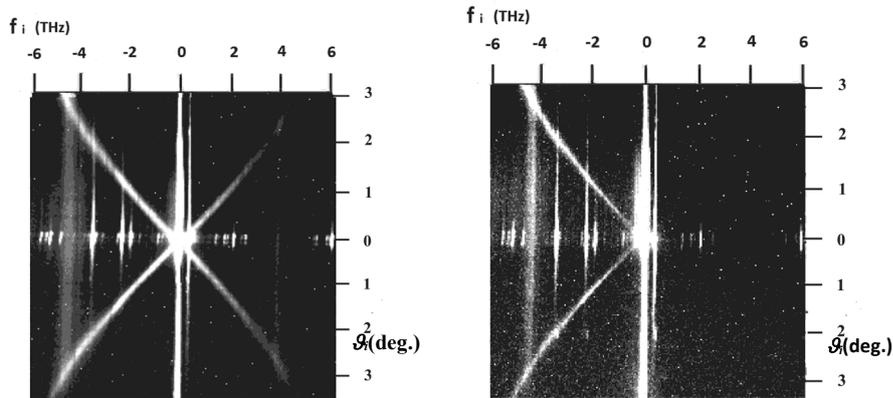


Рис. 2. Частотно угловые спектры СПР при 297К и 4К.

Используя нелинейный закон Кирхгофа (НЗК) в формулировке Д.Н. Клышко [1] с учетом поглощения кристалла на частотах холостого излучения и классических тепловых флуктуаций поля на терагерцовых частотах, можно получить следующее выражение для мощности сигнального излучения [2]:

$$P_s^{SPDC} = C_{\omega_s} (1 + \langle N_T \rangle) \int S_{\omega}^{SPDC}(\vartheta_i, \varphi_i) d\vartheta_i d\varphi_i d\vartheta_s d\varphi_s,$$

где

$$S_{\omega}^{SPDC}(\vartheta_i, \varphi_i) = \left(L w_p \chi^{(2)} \right)^2 \omega_i^3 \operatorname{tg} \vartheta_i e^{-\frac{w_p^2 (\mathbf{k}_{s\perp} + \mathbf{k}_{i\perp})^2}{2}} \left[\frac{1 + (i\Delta k_z - \mu_i)L - e^{(i\Delta k_z - \mu_i)L}}{(\Delta k_z + i\mu_i)^2 L^2} + c.c. \right]$$

Здесь, $\mu_m \equiv \alpha_m / 2 \cos \vartheta_m$ зависит от коэффициента поглощения кристалла α_m на частоте холостой волны, Δk_z продольная проекция расстройки волнового вектора, w_p ширина гауссового пучка, L длина кристалла, ϑ_i угол холостой волны внутри кристалла.

В настоящей работе проверяется соответствие экспериментальных результатов и численного расчета согласно теоретической модели НЗК.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 17-12-01134

Литература

1. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика, 1988.
2. G.Kh. Kitaeva, V.V. Kornienko, A.A. Leontyev, A.V. Shepelev. Phys. Rev. A, **98**, 063844 (2018).

ПРИГОТОВЛЕНИЕ БИФОТОННОГО ПОЛЯ С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ЖЕСТКОЙ ФОКУСИРОВКЕ НАКАЧКИ В ТОНКОМ КРИСТАЛЛЕ

Пащенко А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: pashenko.av15@physics.msu.ru

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований, направленные на создание источника широкополосного бифотонного поля с рекордно малым временем корреляции для последующей реализации прототипа системы квантовой оптической когерентной томографии (ОКТ).

Спонтанное параметрическое рассеяние света (СПР) является наиболее эффективным и распространенным способом получения коррелированных фотонных пар (бифотонов) [7]. Уширение спектра пространственно одномодового бифотонного поля является одной из важнейших задач управления спектром СПР.

Так, например, в задачах квантовой связи широкий спектр бифотонов позволяет увеличить скорость передачи информации за счет частотного мультиплексирования [8], либо за счет кодирования информации в частотных бинах [1]. Кроме того, бифотоны с широким спектром, обладая малым временем корреляции $\Delta\tau \sim 1/\Delta\nu$, используются в двухфотонных процессах, на которых основаны методы формирования изображений с разрешением, превышающим дифракционный предел [2]. Также малое время корреляции определяет временное и аксиальное разрешение в задачах удаленной синхронизации часов [4] и квантовой оптической когерентной томографии [9].

Ключевым элементом системы квантовой ОКТ является источник бифотонов, который с одной стороны должен обладать широким частотным спектром, чтобы обеспечить высокое разрешение, а с другой — быть пространственно одномодовым, чтобы его излучение с минимальными потерями сопрягалось с интерферометром и микроскопом. При этом фотоны пары должны быть не вырождены по поляризации или направлению. Это означает, что для процесса СПР следует использовать либо неколлинеарный синхронизм, который снижает эффективность генерации в заданную пару мод, либо синхронизм типа II, обладающий существенно более узким спектром по сравнению с синхронизмом типа I.

В работе используется способ уширения спектра бифотонов, основанный на использовании тонких нелинейных сред [3]. Главным его недостатком является сильное снижение эффективности процесса СПР в тонком кристалле. Как было недавно теоретически показано в работе [6], малая эффективность СПР в тонких кристаллах может быть скомпенсирована за счет более жесткой фокусировки накачки. В работе представлены результаты эксперимента, направленные на проверку этого эффекта.

Литература

1. Bessire B. [и др.]. Versatile shaper-assisted discretization of energy-time entangled photons // *New Journal of Physics*. 2014. № 3 (16). С. 033017.
2. D'Angelo M., Chekhova M. V., Shih Y. Two-photon diffraction and quantum lithography // *Physical Review Letters*. 2001. № 1 (87). С. 013602/1-013602/4.
3. Dauber E. [и др.]. Tests of a Two-Photon Technique for Measuring Polarization Mode Dispersion With Subfemtosecond Precision // *Journal Of Research Of The National Institute Of Standards And Technology*. 2000. № 1 (104). С. 1–10.
4. Giovannetti V. [и др.]. Clock synchronization with dispersion cancellation // *Physical Review Letters*. 2001. № 11 (87). С. 117902-1-117902-4.
5. Herbauts I. [и др.]. Demonstration of active routing of entanglement in a multi-user network // *Optics Express*. 2013. № 23 (21). С. 29013.
6. Katamadze K.G., Kulik S.P. Broadband biphotons in the single spatial mode through high pump focusing and walk-off effect под ред. V.F. Lukichev, K. V. Rudenko, 2016. 102242N с.
7. Klyshko D.N. Scattering of Light in a Medium With Nonlinear Polarizability // *ЖЭТФ*. 1969. № 3 (28). С. 522--.
8. Lim H.C. [и др.]. Wavelength-multiplexed distribution of highly entangled photon-pairs over optical fiber // *Optics Express*. 2008. № 26 (16). С. 22099.
9. Nasr M.B. [и др.]. Demonstration of Dispersion-Canceled Quantum-Optical Coherence Tomography // *Physical Review Letters*. 2003. № 8 (91). С. 083601.

ФЕМТОСЕКУНДНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ КОМПОЗИТНОГО СВЕТОВОДА С ФОСФАТНОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ, ЛЕГИРОВАННОЙ 3 ВЕС.% ЭРБИЯ

Галаган Б.И.¹, Денкер Б.И.¹, Камынин В.А.¹, Поносова А.А.^{1,2},
Сверчков С.Е.¹, Семенов С.Л.³, Цветков В.Б.^{1,4}

¹ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Российский квантовый центр, Москва, Россия

³Научный центр волоконной оптики РАН, Москва, Россия

⁴НИЯУ «МИФИ», Москва, Россия

E-mail: nastya-aleksi@mail.ru

К актуальным задачам волоконной оптики относится увеличение частоты повторения ультракоротких импульсов в волоконных лазерах 1.5 мкм спектрального диапазона. Это может быть достигнуто за счет использования в резонаторе более высококонцентрированных активных световодов меньшей длины. Однако для кварцевых световодов максимальная концентрация ионов эрбия составляет порядка 0.4 вес.%. Дальнейшее увеличение концентрации неэффективно, так как приводит к существенному концентрационному тушению люминесценции.

Для уменьшения длины резонаторов было предложено использовать световоды из лазерных фосфатных стекол, позволяющих вводить концентрации редкоземельных элементов на порядок выше, чем кварцевые. Хотя в ряде работ продемонстрированы хорошие усиливающие свойства фосфатных световодов, их применение на практике затруднено из-за низкой стойкости к атмосферной влаге, повышенной хрупкости, а также сложности сварки с традиционными кварцевыми световодами из-за существенного отличия их физических свойств.

В ИОФ РАН совместно с НЦВО РАН были разработаны композитные световоды с высококонцентрированной фосфатной сердцевиной в кварцевой оболочке. Такая конструкция световода позволяет использовать преимущества обоих стёкол и обеспечивает одновременно высокое усиление на единицу длины и высокую механическую прочность.

В настоящей работе продемонстрирован фемтосекундный импульсный волоконный лазер, в качестве активной среды которого использован разработанный композитный световод длиной на порядок меньшей, чем в традиционных схемах.

Схема кольцевого волоконного лазера представлена на рисунке 1. Режим пассивной синхронизации мод получен за счет нелинейного вращения плоскости поляризации. Излучение от лазерного диода накачки с длиной волны 976 нм и выходной мощностью до 680 мВт вводилось в резонатор лазера через спектрально-селективный ответвитель 980/1550. Однонаправленное распространение излучения обеспечивалось с помощью оптического изолятора. Вывод излучения из резонатора лазера осуществлялся с помощью волоконного поляризационного делителя. Для настройки лазера в оптическую схему кольцевого лазера были помещены два контроллера поляризации.

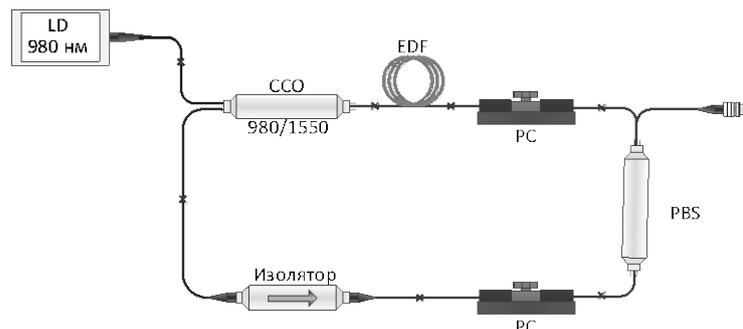


Рис. 1. Экспериментальная схема лазера (LD — лазерный диод накачки, ССО — спектрально-селективный ответвитель, РС — контроллер поляризации, PBS — поляризационный делитель).

В качестве активной среды использован композитный световод с фосфатной сердцевиной, легированной 3 вес.% ионов эрбия, в кварцевой оболочке. Поглощение слабого сигнала на длине волны 980 нм составляло около 1.2 дБ/см, на длине волны 1535 нм — около 3.6 дБ/см. Длина активного световода была 19 см, а общая длина кольцевого резонатора — около 8.35 м. таким образом, большая длина резонатора экспериментальной схемы была образована пассивными световодами.

В работе выполнено исследование мощностных, спектральных, амплитудно-временных и шумовых характеристик лазера.

Импульсный режим генерации на основной частоте, соответствующей длине резонатора, 23.9 МГц получен при мощности накачки 115 мВт. Спектр излучения представлен на рисунке 2. Полученная форма спектра характерна для солитонного режима. Ширина центрального локального максимума выходного спектра на полувысоте составила около 11 нм.

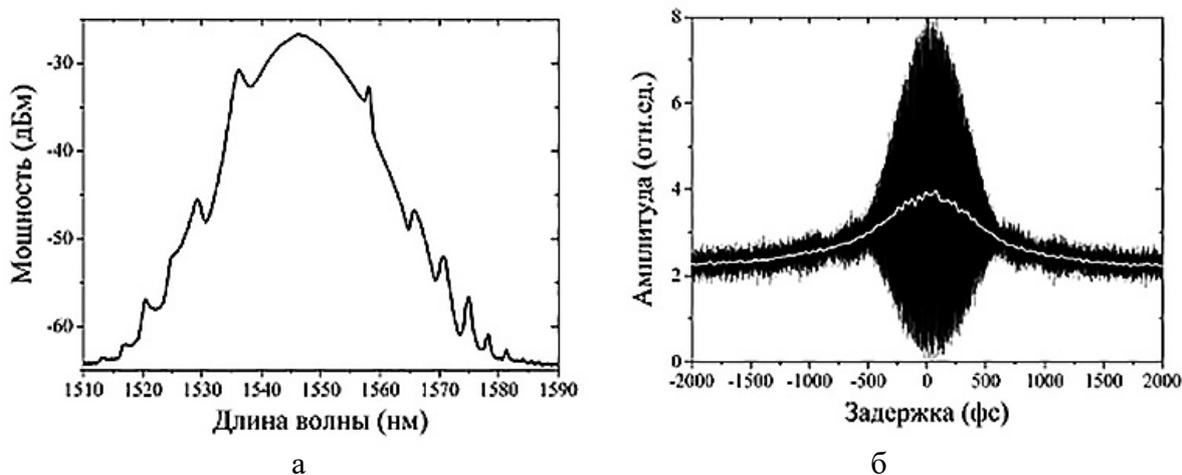


Рис. 2. Спектр излучения (а) и автокорреляционная функция (б) излучения.

Длительность импульсов, измеренная с помощью автокоррелятора, составила 570 фс. Средняя выходная мощность равнялась порядка 1.4 мВт. Энергия одиночного

импульса составляла 60 пДж, а пиковая мощность 105 Вт. Отношение сигнал/шум было более 35 дБ.

Таким образом, в работе продемонстрирован композитный световод с высококонцентрированной фосфатной сердцевинкой, который обеспечивает аналогичные параметры генерации фемтосекундных импульсов, что и кварцевые световоды, но при длине активной среды в резонаторе лазера на порядок меньшей.

Авторы выражают благодарность Ольге Николаевне Егоровой за предоставленные световоды. Работа выполнена при частичной поддержке программы президиума РАН № 5 "Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов" и РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-01010.

ИЗУЧЕНИЕ АКТИВНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СВОЙСТВ МИКРОСТРУКТУР В ФОРМЕ СТЕРЖНЕЙ НА ОСНОВЕ ХИРАЛЬНОГО ОРГАНИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА *Binol*

М.Е. Попов, Н.В. Митетело, К.Д. Жданова

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: popov@shg.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований многофотонных нелинейно-оптических процессов в микроструктурах в форме стержней, полученных из на основе органического соединения *Binol* в результате процесса самоорганизации. Показано, что такие структуры могут быть использованы в качестве активных волноводов.

В последние десятилетия микроструктуры из диэлектрических материалов активно изучались с целью создания миниатюрных фотонных устройств. В отличие от неорганических структур, свойства органических веществ, такие как форма, размер и показатель преломления, можно довольно просто контролировать в широком диапазоне. Известно, что структуры в виде микростержней могут проявлять как резонаторные моды Фабри-Перо [1], так и волноводные свойства [2].

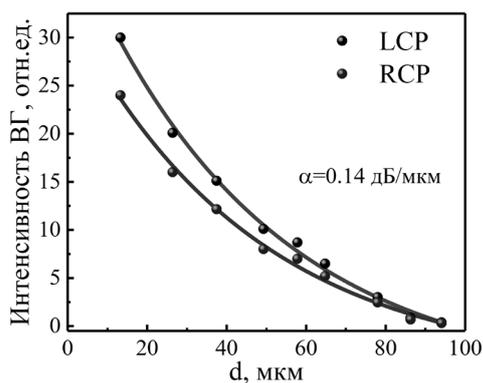


Рис. 1. Зависимость интенсивности прошедшей второй гармоники от расстояния между точками возбуждения и сбора

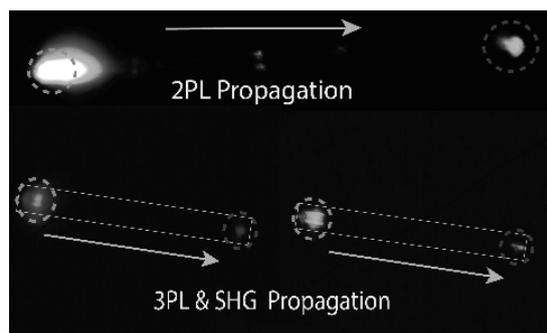


Рис. 2. Фотография распространения нелинейно-оптического сигнала второй гармоники, двух- и трехфотонной люминесценции вдоль микростержня

В данной работе были изучены активные волноводные свойства микростержней, изготовленных методом самоорганизации на основе R-энантиомера хирального органического соединения *Binol* [3], в двух- и трехфотонном нелинейно-оптическом отклике с использованием фемтосекундных титан-сапфирового (длина волны 760 нм, длительность импульса 60 фс) и волоконного иттербиевого лазера (длина волны 1050 нм, длительность импульса 200 фс) в схеме многофотонной микроскопии. Экспериментально

измерены зависимости интенсивности излучения двух- (ДФЛ) и трехфотонной (ТФЛ) люминесценции, а также второй гармоники при их волноводном распространении от расстояния между точками возбуждения и сбора при двух различных круговых поляризациях пучка накачки (рис. 1). Измеренные коэффициенты затухания для двухфотонной и трехфотонной люминесценции составляли 0,14 дБ / мкм и 0,22 дБ / мкм, соответственно. Кроме того, в исследуемых микроструктурах наблюдается эффект нелинейного кругового дихроизма, что позволяет управлять откликом микроструктур на величину до 11% лишь за счет изменения поляризации излучения накачки.

Таким образом, показано, что результаты, полученные в этой работе, могут быть использованы для создания новых функциональных элементов для приложений фотоники, таких как активные микромасштабные волноводы.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ номер 18-32-00710.

Литература

3. Городецкий М.Л. Основы теории органических микрорезонаторов. Москва, МГУ, 2010.
4. Takazawa K., Kitahama Y., Kimura Y., and Kido G. Optical waveguide self-assembled from organic dye molecules in solution // Nano letters, vol. 5, 2005. No. 7, p. 1293–1296.
5. Venkatakrishnarao D. et al. Chiral organic photonics: self-assembled micro-resonators for an enhanced circular dichroism effect in the non-linear optical signal // Journal of Materials Chemistry C. 2017. vol. 5. No. 47. p. 12349–12353.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЁМНОГО ЭНЕРГОВКЛАДА В СРЕДУ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФИЛАМЕНТА В ВОДЕ ЛАЗЕРНЫМИ ИЗЛУЧЕНИЕМ БЛИЖНЕГО ИК ДИАПАЗОНА МЕТОДАМИ ОПТОАКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ И ТЕНЕВОЙ ФОТОГРАФИИ

Румянцев Б.В.^{1,2}, Мареев Е.И.^{1,2}, Бычков А.С.^{1,3}

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²МГУ им. М.В. Ломоносова, МЛЦ, Москва, Россия

³НИТУ «МИСиС», Москва, Россия

E-mail: rumjancev.bv15@physics.msu.ru

Формирование фемтосекундных филаментов высокоинтенсивным лазерными импульсами в жидкостях и газах сопровождается как механическими пост-эффектами, такими как возбуждение ударных волн и образование кавитационных пузырей [1], так и эффектами модификации свойств среды вследствие образования плазмы. В частности, изменяется показатель поглощения электромагнитного излучения в области формирования филамента. Нами было сделано комплексное исследование энерговклада и характеристик филамента [2] при фемтосекундной филаментации с использованием двух методов: широкополосной оптоакустической томографии [3] и теневой фотографии.

Комбинация этих двух методов позволяет, во-первых, провести комплексный анализ процесса филаментации и, во-вторых, проследить взаимосвязь между характеристиками филамента на фемтосекундном масштабе времени (зависящими от концентрации электронов плазмы) и микросекундном масштабе (которые могут быть получены из исследования временных профилей генерируемых ударных волн). Таким образом, комбинация этих двух методов является эффективным и уникальным подходом к исследованию фемтосекундной филаментации.

В эксперименте филамент генерировался интенсивными фемтосекундными импульсами хром-форстеритового лазера (центральная длина волны 1240 нм, энергия импульса до 2 мДж, длительность импульса около 200 фс, частота повторения 10 Гц). Метод оптоакустической томографии основан на регистрации акустического сигнала, созданного филаментом, посредством пьезоэлектрического детектора с полосой реги-

страции 100 МГц, который вращался вокруг оси филамента с угловым разрешением 1° по окружности. Используя метод обратных проекций [4], мы восстановили двумерное радиальное распределение давления, созданное филаментом в воде, что дало возможность определить конверсию энергии в механические пост-эффекты, а также радиальный профиль филамента (рис. 1а). Кроме того, амплитуда и временной профиль акустического сигнала позволяют определить как величину энерговклада в среду, так и реализуемый режим филаментации, что, однако, требует калибровки, которая была реализована в рамках проведенных исследований.

Метод теневой фотографии, в свою очередь, позволил нам получить распределение концентрации электронов плазмы внутри филамента (рис. 1б) на основе данных о поглощении излучения пробного импульса, проходящего через филамент.

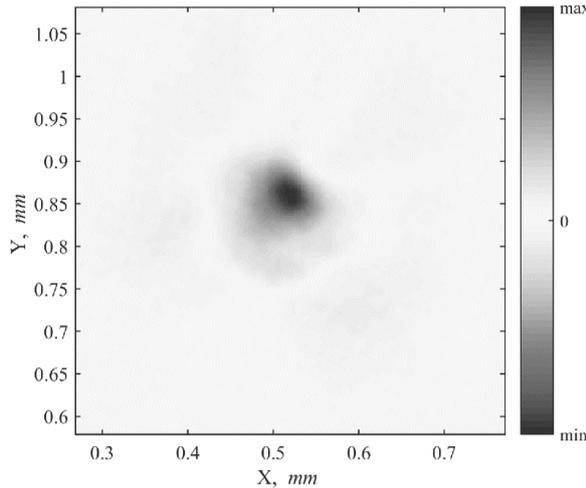


Рис. 1а. Оптоакустическая томограмма филамента.

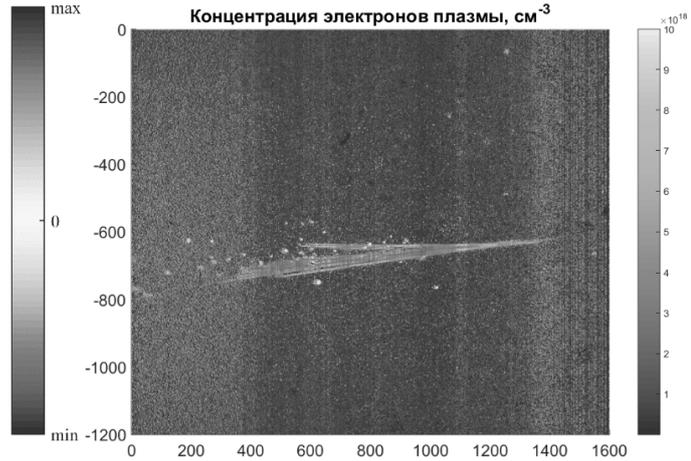


Рис. 1б. Распределение концентрации электронов плазмы в филаменте.

Данная методика также позволяет восстановить энерговклад в среду. Было обнаружено, что он возрастает на порядок в случае острой фокусировки, т.е. в режиме суперфиламентации.

Определение энерговклада в среду при различных режимах филаментации посредством метода теневой фотографии позволяет определить реализуемый режим филаментации, а при одновременном получении оптоакустических томограмм позволит также произвести калибровку оптоакустического метода, что в дальнейшем позволит использовать этот метод как самостоятельную технику для исследования процесса фемтосекундной филаментации.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-32-00696. Борис Румянцев и Евгений Мареев являются стипендиатами фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. Potemkin F.V., et al. Highly extended high density filaments in tight focusing geometry in water: from femtoseconds to microseconds. // *New J. Phys.* 2015, vol. 17, no. 5, p. 53010.
2. Potemkin F.V., et al. Laser control of filament-induced shock wave in water. // *Laser Phys. Lett.* Sep. 2014, vol. 11, no. 10, p. 106001.
3. Potemkin F.V., et al. Two-dimensional photoacoustic imaging of femtosecond filament in water. // *Laser Physics Letters*, 2018, Volume 15, p. 075403-075403.
4. Bychkov A.S., et al. Laser optoacoustic tomography for the study of femtosecond laser filaments in air. // *Laser Phys. Lett.* 2016, vol. 13, no. 8, p. 85401.

ПОЛУЧЕНИЕ СТАТИСТИКИ ДРОБОВОГО ШУМА
ИМПУЛЬСНЫХ МАЛОФОТОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ
ИЗ СТАТИСТИКИ ФОТООТСЧЕТОВ

Садретдинов Т.Р., Гостев П.П., Магницкий С.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: t.sadretdinov@mail.ru

С развитием малофотонных технологий, например в коммуникации [1], встает вопрос о паспортизации малофотонных импульсных источников света (МФИС). На таком уровне сигнала дробовой шум источников может быть сравним с сигналом и существенно влиять на характеристики МФИС

Мы предлагаем новый метод исследования дробового шума МФИС, основанный на анализе их статистики фотоотсчетов. Дробовой шум связан с дискретностью фотонов и электронов и обладает пуассоновской статистикой, так же, как и излучение лазера. Распределение суммы случайных величин можно представить в виде свертки парциальных распределений. Статистика фотонов и фотоотсчетов, полученная сверткой распределений источников сигнала и шума, представлена на рис. 1.

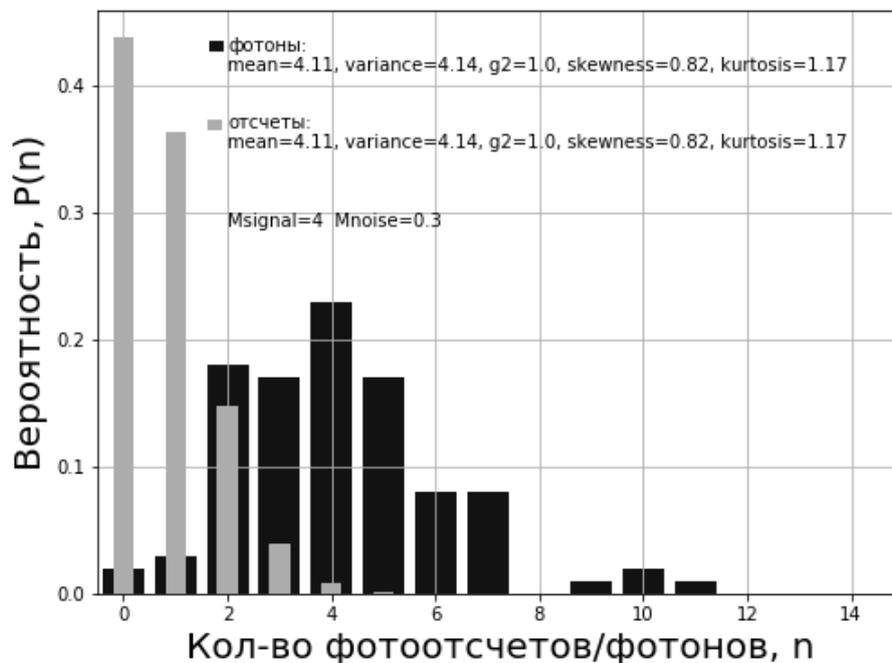


Рис. 1. Пример распределения количества фотонов и фотоотсчетов для пуассоновской модели сигнала со средним числом 4 и пуассоновской модели шумов со средним 0.3

Таким образом, зная распределение фотоотсчетов и восстановив из него статистику фотонов известными методами [3], мы можем выделить шум, решая задачу оптимизации с двумя основными параметрами: средним числом «сигнальных» фотонов, средним числом «шумовых» фотонов. Дополнительно можно вводить параметры оптимизации, связанные с другими характеристиками источника.

Данный метод удобен тем, что не требует отдельных измерений и может проводиться совместно с анализом статистики фотоотсчетов источника, необходимым для метрологической паспортизации малофотонных источников [3].

Литература

1. J-P Bourgoin et al 2013 New J. Phys. 15 023006
2. Д.Н. Клышко Неклассический свет // Успехи физических наук. 1996, Том 166, №6

3. S. Magnitskiy, P. Gostev, D. Agapov. et. al. Metrology of photon statistics of pulsed low-photon light sources. In IEEE Conference Publications: 2018 International Conference Laser Optics (LO). IEEE USA USA, 2018.

ИЗМЕРЕНИЕ И СРАВНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОСНОВНЫХ ТИПОВ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Самоделкин Л.А.¹, Старых Д.Д.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²МФТИ (ГУ), г. Долгопрудный, Россия

E-mail: Samodelkin.leonid@list.ru, starykh@t8.ru

На сегодняшний день волоконно-оптические линии связи (ВОЛС), использующие когерентный формат приема сигнала, являются наиболее производительными и перспективными [2]. К сожалению, при повышении уровня мощности сигнала возникают нелинейные искажения, осложняющие качественный прием. Эти искажения можно описывать как аддитивный гауссов шум [1]. Высокоскоростные форматы передачи данных имеют высокие требования к качеству сигнала, поэтому актуальны теории и методики, позволяющие описывать нелинейные искажения сигнала в различных типах волокон.

Основная задача при проектировании ВОЛС — расчёт отношения сигнал-шум в конце линии (Optical Signal to Noise Ratio, OSNR), которое влияет на уровень битовых ошибок (Bit Error Rate, BER). Эта величина складывается из двух составляющих — линейных шумов (Amplified Spontaneous Emission, ASE) и нелинейных искажений[4]. В данной работе рассматриваются только внутриканальные нелинейные шумы, вызванные взаимодействием отдельных импульсов сигнала.

Согласно теоретической концепции гауссова шума и усовершенствованным моделям, учитывающим возможное наличие в линии рамановских усилителей[3, 4], мощность нелинейного шума (P_{NL}) зависит от максимума канальной мощности (P_{peak}) и может пересчитываться как к началу линии (in), так и к концу (out):

$$P_{NL}^{in} = \frac{P_{in}}{OSNR_{NL}} = \eta^{in} \times P_{peak}^3 \quad (1)$$

$$P_{NL}^{out} = \frac{P_{out}}{OSNR_{NL}} = P_{NL}^{in} \times e^{-\alpha L} \times G_R = \eta^{out} \times P_{peak}^3, \quad (2)$$

где η — коэффициент нелинейности, P_{in} — входная канальная мощность, P_{out} — выходная канальная мощность, αL — полное затухание в линии, G_R — коэффициент ВКР-усиления, $OSNR_{NL}$ характеризует уровень нелинейных шумов в линии и определяется формулой ниже.

В работе были рассмотрены нелинейные искажения сигнала в трех типах оптоволокон от компании Corning: SMF-28 (Single Mode Fiber) — стандартное одномодовое волокно, ULL (Ultra Low Loss) — волокно со сверхнизкими потерями, TXF — волокно со сверхнизкими потерями и увеличенным модовым диаметром. Основной задачей стало получение коэффициента нелинейности η при наличии рамановских усилителей, которые посредством вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) усиливают сигнал в самом волокне. Целью данной работы было нахождение оптимального типа волокна для применения в ВОЛС, обеспечивающего максимальную производительность.

Для каждого типа волокна измерены: спектр пропускания, зависимость рамановских коэффициентов от частотного сдвига между накачкой и сигналом, отвечающая за эффективность перекачки энергии между ними. Для измерений применялись: DP-QPSK транспондер, анализаторы оптического спектра. Для расчета рамановского усиления в

волокне использовалась программа на языке MATLAB. В итоге, из измерений и расчета получались коэффициенты нелинейности η .

Простой расчет продольного профиля мощности в волокне позволил понять, что замена SMF-28 волокна на TXF или ULL дает выигрыш 50 км и 90 км без использования и с использованием попутных рамановских усилителей в однопролетных линиях соответственно.

Экспериментально установлено, что в SMF-28 волокне перекачка энергии от коротковолновой компоненты к длинноволновой при вынужденном комбинационном рассеянии эффективнее, чем для ULL и TXF волокон. Наибольший коэффициент нелинейности η отмечен у SMF-28, наименьший у ULL. Также для каждого типа волокон получена зависимость коэффициента нелинейности η от максимума канальной мощности, а значит, и от мощности накачки (смотри рис. 1). Это позволит проектировать новые, более современные ВОЛС с учетом нелинейных эффектов не только для SMF-28, но и для ULL, TXF волокон.

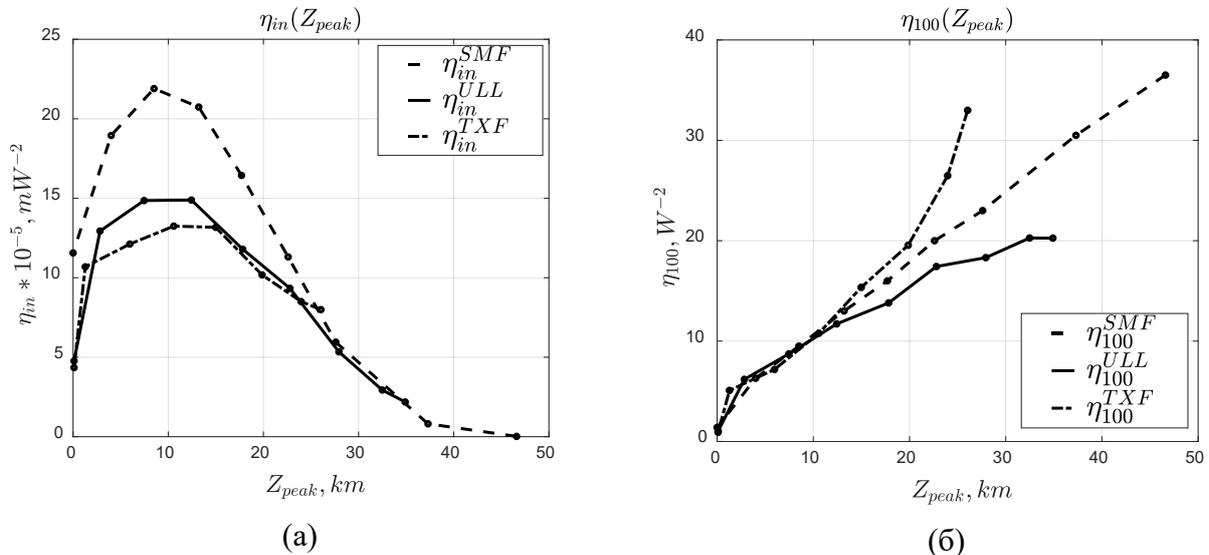


Рис. 1 Зависимость η_{in} (а), η_{out} (б) от положения максимума канальной мощности в волокне

Литература

1. Agrawal G. Nonlinear Fiber Optics // New York. 2001. С. 467.
2. Gainov V. et al. Record 500 km unrepeated 1 Tbit/s (10x100G) transmission over an ultra-low loss fiber // Optics Express. 2014. №19(22) С. 22308–22313.
3. Poggiolini P. et al. The GN-model of fiber non-linear propagation and its applications // Journal of Lightwave Technology. 2014. № 4 (32). С. 694–721.
4. Starykh D.D. et al. Experimental investigation of nonlinear operation mode of a DP-QPSK 100G link with co-propagating-pump Raman amplification // Quantum Electronics. 2018. № 8 (48). С. 767–772.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОТ ГРАДИЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Сенькевич А. М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: alexandra1997.04.23@gmail.com

При взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом мишени, находящимся в состоянии плазмы, могут быть получены высокоэнергетичные электроны. Такие источники горячих электронов могут быть применены для решения различ-

ных задач ядерной физики. В настоящее время проводятся исследования по поиску режима, в котором генерация высокоэнергетичных электронов оказалась бы наиболее эффективной. Для таких исследований очевидна необходимость получения информации о состоянии плазмы, взаимодействующей с лазерным излучением.

Был разработан следующий подход к изучению данного вопроса. В процессе взаимодействия лазерного излучения с плазмой возникают плазменные волны. В процессе же взаимодействия этих волн с рассеянным и начальным излучением происходит генерация новых оптических гармоник. Таким образом, из картины рассеянного излучения можно судить о состоянии самой плазмы. Также параметры плазмы влияют на характеристики ускоренных электронов (в частности, на их распределение энергиям).

С помощью разработанного в ходе исследований программного обеспечения мы получили возможность анализировать пространственное распределение рассеянного излучения и изменение его со временем. Вместе с результатами компьютерного моделирования, осуществляемого при помощи разработанного в ФИАН кода MANDOR, эти данные позволяют получить необходимую информацию о состоянии плазмы, а также найти оптимальный режим для генерации высокоэнергетичных электронов.

В проводимых экспериментах на данный момент наблюдаются гармоники с частотами 2ω , $3/2\omega$, $\omega/2$. Процессы, приводящие к генерации данных гармоник на градиентной плазме, и их связь с угловым распределением рассеянного излучения описаны в [1] и доложены на [2]. В представленной же работе будут приведены результаты аналогичных исследований, но проведенных для более резкого плазменного градиента. Интересно такое распределение потому, что при нем в эксперименте наблюдается хорошо коллимированный пучок электронов.

Литература

1. Two plasmon decay instability in inhomogeneous femtosecond laser plasma / I.N. Tsymbalov, K.A. Ivanov, S.A. Shulyapov et al. // IEEE 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). 2018. P. 250–250. [DOI]
2. Plasma diagnostics based on the scattered harmonics radiation measurements / A. M. Sen'kevich, I.N. Tsymbalov, V.V. Prokudin et al. // Book of Abstracts of the International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2018). ФИАН, Москва, 2018. P. 41–41.

ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКИЙ ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МОДУЛЯТОР НА ОСНОВЕ НАНОАНТЕНН ИЗ АРСЕНИДА ГАЛИЯ

Ситнянский В.А.¹, Снигирев В.С.², Шорохов А.С.²

¹Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова, Севастополь, Россия

²МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: sitnyansky@nanolab.phys.msu.ru

Подходы нанофотоники в последнее время все чаще используются в различных современных технологиях и во многих прикладных задачах могут рассматриваться как альтернатива классическим методам микроэлектроники. При работе с информацией, её передачей и обработкой, использование фотонов может быть более привлекательным, чем работа с электронами, из-за высокого быстродействия и помехоустойчивости таких каналов связи. Новое поколение оптических метаповерхностей — субволновых массивов резонансных наноантенн, позволяющих эффективно управлять амплитудным и фазовым фронтом световых волн, — недавно было предложено на основе полупроводниковых материалов [1–4]. Выбор в пользу Ми-резонансных метаповерхностей из полупроводниковых материалов обусловлен тем, что при прохождении лучей света через такие структуры омические потери малы по сравнению с аналогичными плазмонными метаповерхностями. Посредством фемтосекундной широкополосной спектроскопии «накачка-зонд» была впервые продемонстрирована модуляция абсолютного коэффици-

ента отражения структуры, которая была индуцирована генерацией свободных носителей внутри наноантенн метаповерхности [5]. Важная задача, которая ставится в этой области - разработка активных диэлектрических нанофотонных элементов, которые могут менять свои оптические свойства под действием внешних стимулов. Одним из таких стимулов может быть оптическая накачка, а модуляцию отклика за счет фотоиндуцированных процессов называют полностью оптическим переключением. Данный процесс был изучен в задачах изменения коэффициента пропускания для наночастиц аморфного кремния [6] и коэффициента отражения для прямозонных полупроводниковых метаповерхностей [5], вызванных накачкой излучением фемтосекундного лазера. Кроме двумерных массивов наноантенн были также рассмотрены одиночные структуры, например, два цилиндрических нанорезонатора из арсенида галлия (GaAs) различного размера [7]. Такой нанодимер может найти применение в качестве сверхбыстрого полностью оптического переключателя для фотонных интегральных схем. Поэтому в рамках данной работы было предложено провести исследование системы «димер-волновод», представляющей собой возможный активный переключатель в нанофотонных чипах. На первом этапе работы были получены геометрические параметры, а именно: радиусы цилиндров 85 нм и 90 нм, высота системы 200 нм, расстояние между центрами цилиндров 450 нм [7], которые соответствуют эффективному отклонению излучения рассеяния света в системе “асимметричный димер” для плотности энергии импульса накачки $0,9 \text{ мДж}\cdot\text{см}^{-2}$. Отклонение направления максимума индикатрисы рассеяния после накачки от значения той величины в невозбужденном состоянии составило $\Delta\varphi \cong 7^\circ$.

Исследование оптического отклика наносистемы проводилось с помощью численного метода конечных разностей во временной области (FDTD), реализованного в коммерческом программном пакете Lumerical FDTD Solutions. Чтобы свет эффективно падал в волновод, падающее излучение должно падать под ненулевым углом к поверхности образца. На втором этапе, используя численное моделирование методом FDTD, мы выявили оптимальное значение угла падения, равное 45° , при котором сечение поглощения димера является максимальным при данных параметрах. Волновод был спроектирован так, чтобы продемонстрировать минимальные потери в спектральном интервале, который предполагается использовать в эксперименте — около 875 нм. В результате ширина волновода и была выбрана равной $w = 400 \text{ нм}$. Его высота была установлена равной $h = 200 \text{ нм}$, чтобы должным образом дополнить геометрию димера. Таким образом, мы предложили конструкцию полностью оптического переключателя на основе арсенида галлия, который можно использовать в качестве логического элемента в фотонных интегральных схемах. Геометрия переключателя и его материальный состав были взяты с учётом его реализации с точки зрения процессов нанобработки и экспериментальных характеристик. Численное моделирование показывает, что система демонстрирует относительную модуляцию передачи 12,3% для плотности энергии импульса накачки $0,19 \text{ мДж}\cdot\text{см}^{-2}$.

Литература

1. Patrice Genevet et al., *Optica* 4, 139–152 (2017).
2. Arseniy I. Kuznetsov et al., *Science* 354, aag2472 (2016).
3. Biswarup Guha et al., *Optica* 4, 218-221 (2017).
4. Yuri Kivshar et al., *Opt. Photonics News* 28, 24–31 (2017).
5. Maxim R. Shcherbakov et al., *Nat. Commun.* 8, 17 (2017).
6. Maxim R. Shcherbakov et al., *Nano Lett.* 15, 6985–6990 (2015).
7. Viacheslav S. Snigirev et al., *J. Phys.: Conf. Series* 1092, 012141 (2018).

АБЕРРАЦИОННАЯ ТЕРМОЛИНЗА В ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРАХ С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Смирнов А.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: smirnov.am16@physics.msu.ru

В работе анализируются особенности модового состава и условия устойчивой генерации в импульсных твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой. Источники лазерных импульсов высокой пиковой мощности нано- и пикосекундной длительности используются в большом количестве приложений, таких как микрообработка, медицина, импульсная дальнометрия, прецизионная спутниковая локация, управление фотокатодами электронных ускорителей, накачка оптических параметрических генераторов и усилителей и пр. [1]. Использование продольной геометрии, в которой излучение накачки поглощается преимущественно осевой областью активного лазерного кристалла, обеспечивает более высокую эффективность вложения энергии по сравнению с поперечной схемой за счет оптимального соответствия размеру генерируемой лазерной моды. Однако, при высоких частотах повторения и высокой средней мощности накачки имеет место значительный нагрев и тепловое расширение кристалла - возникает так называемая термолинза, которая может иметь существенно абберрационный характер. При увеличении средней мощности накачки растущее влияние термолинзы приводит к дополнительным потерям, падению выходной мощности, ухудшению качества пучка излучения и срыву режима генерации. В связи с этим возникает необходимость адекватного учета влияния термолинзы на модовый состав пучка и разработки подходов, направленных на компенсацию aberrаций и уменьшение связанных с ними потерь.

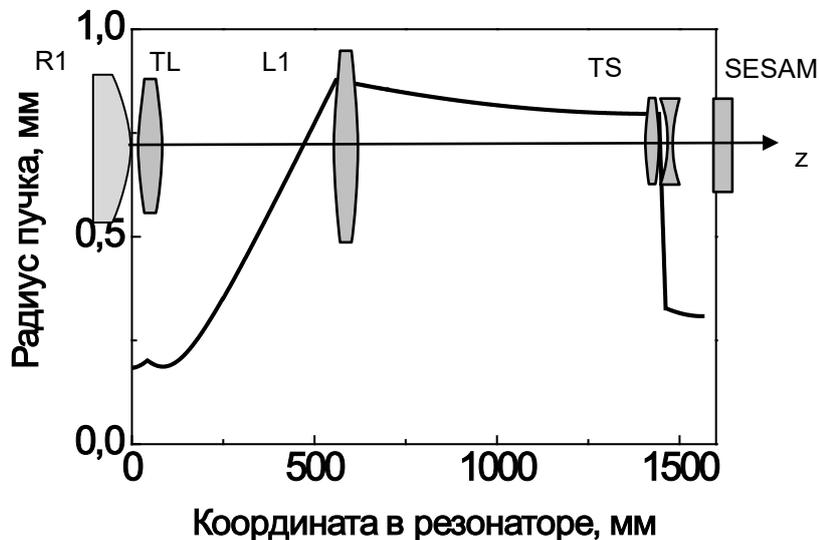


Рис. 1. Структура резонатора с термолинзой, телескопом и полупроводниковым зеркалом: R1 — выпуклое зеркало, TL — термолинза, L1 — компенсирующая линза, TS — телескоп, SESAM — полупроводниковое зеркало. На графике представлена зависимость радиуса пучка от координаты

Условия устойчивой генерации при наличии термолинзы обеспечиваются в широком диапазоне параметров накачки внесением в резонатор телескопа на основе комбинации рассеивающей и собирающей линз. Для расчета и визуализации моды в резонаторе используется пакет MATLAB, в котором в рамках ABCD формализма со сферическими элементами можно найти радиусы пучков в местах расположения различных элементов резонатора. В простейшем случае термолинза представляется эквивалентной ей собирающей линзой. На рисунке 1 представлен результат расчета радиуса моды в резонаторе с телескопом, позволяющим увеличивать плотность мощности излучения на полупроводниковом насыщающемся зеркале (SESAM), служащим для пассивной синхронизации мод. Сферическая часть тепловой линзы может быть компенсирована с по-

мощью обычной сферической оптики, тогда как действие абберационной части более сложное и не может быть описано в рамках ABCD формализма, то есть необходимо искать решение задачи в рамках волновой оптики. Наряду с дифракционными потерями, вызванными абберационными свойствами термолинзы, она проявляет определенный адаптивный эффект, который способствует расширению диапазона устойчивой лазерной генерации. Адекватный анализ модовой структуры необходим для разработки лазерных схем генерации сверхкоротких импульсов, обеспечивающих приемлемое качество пучка и в то же время поддерживающих режим синхронизации мод [1–3].

Литература

1. N.G. Mikheev, V.B. Morozov, A.N. Olenin, V.G. Tunkin and D.V. Yakovlev, *Picosecond Pulsed High-Peak-Power Lasers*. K. Yamanouchi et al. (eds.), *Progress in Photon Science, Springer Series in Chemical Physics 119, Chapter 4*, p. 63–87 (2019).
2. V.B. Morozov, A.N. Olenin, D.V. Yakovlev. *High peak-power picoseconds laser pulses generation at aberrational lens and gain saturating*. 27th International Laser Physics Workshop LPHYS'18, July 16–20, 2018, Nottingham, Book of Abstracts, p.S4.1.2 (2018).
3. N. G. Mikheev, V. B. Morozov, A. N. Olenin, D. V. Yakovlev, "Picosecond lasers with the dynamical operation control," *Proc. SPIE 9917, 99170A* (2016).

НЕАДИАБАТИЧНОСТЬ ТУННЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ В МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Смородникова Т.С., Серебрянников Е.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: smorodnikova.tatyanka@mail.ru

Показано, что эффект неадиабатичности туннельной ионизации, который проявляется в виде временной задержки между пиком интенсивности лазерного поля и максимальной скоростью фотоионизации, рассчитываемой в рамках базиса собственных состояний свободного одноэлектронного атома, объясняется влиянием атомного потенциала на траектории движения туннелировавших электронов. Учёт этого влияния в модели эволюции сверхкоротких лазерных импульсов с использованием полуклассического подхода, включающего в себя туннелирование и квантовую интерференцию, позволяет более корректно описать процесс генерации гармоник высокого порядка в газовой среде с учетом макроскопических эффектов распространения.

С технологическим прорывом, позволившим получать сверхкороткие высокомоментные лазерные импульсы, процесс туннельной ионизации [1] стал играть ключевую роль в современной нелинейной оптике и в первую очередь в области аттосекундной физики, связанной с получением и измерением световых импульсов субфемтосекундной длительности и применением таких импульсов для зондирования и управления сверхбыстрыми процессами в веществе [2].

В общем случае для нахождения нелинейно-оптического отклика атома в поле лазерного импульса необходимо решать нестационарное уравнение Шрёдингера, прямые численные расчёты которого даже в рамках одноэлектронной модели атома из-за ограничений современных вычислительных средств практически невозможно включить в уравнение эволюции лазерных импульсов, которое будет учитывать макроскопические эффекты распространения. В этой связи для вычисления нелинейно-оптического отклика особое значение приобретают полуклассические модели, включающие в себя такие чисто квантовые эффекты как туннелирование и квантовая интерференция, но сохраняющие наглядность и вычислительную неприхотливость, присущую классической механике [3]. Однако, данные подходы основаны на моделях ионизации, не учитывающих временную задержку, возникающую между пиком интенсивности лазерного поля и максимальной скоростью фотоионизации [4], которая может рассматриваться как мера неадиабатичности туннельной ионизации, являясь следствием использования базиса

собственных состояний свободного одноэлектронного атома и объясняясь действием атомного потенциала на траектории движения туннелировавших электронов.

В настоящей работе представлена модель распространения сверхкоротких лазерных импульсов, основанная на приближении медленно меняющейся волны в рамках полуклассического подхода, учитывающая влияние неадиабатичности процесса туннельной ионизации на процесс генерации гармоник высокого порядка в газовой среде с учетом макроскопических эффектов распространения.

Как показано на рис. 1б, учёт неадиабатичности ионизации, возникающей вследствие влияния кулоновского потенциала, оказывает радикальное влияние на фазу радиационной амплитуды сигнала гармоник высокого порядка, возникающей при взаимодействии с атомом гелия лазерного импульса с пиковой мощностью 250 ТВ/см^2 , несущая которого показана на рис. 1а сплошной чёрной кривой. Столь существенное отличие в фазе высокочастотного сигнала приводит к существенному отличию спектров гармоник высокого порядка (см. рис. 2), которые получаются в результате спектральной интерференции высокочастотных вкладов от каждого полупериода лазерного импульса.

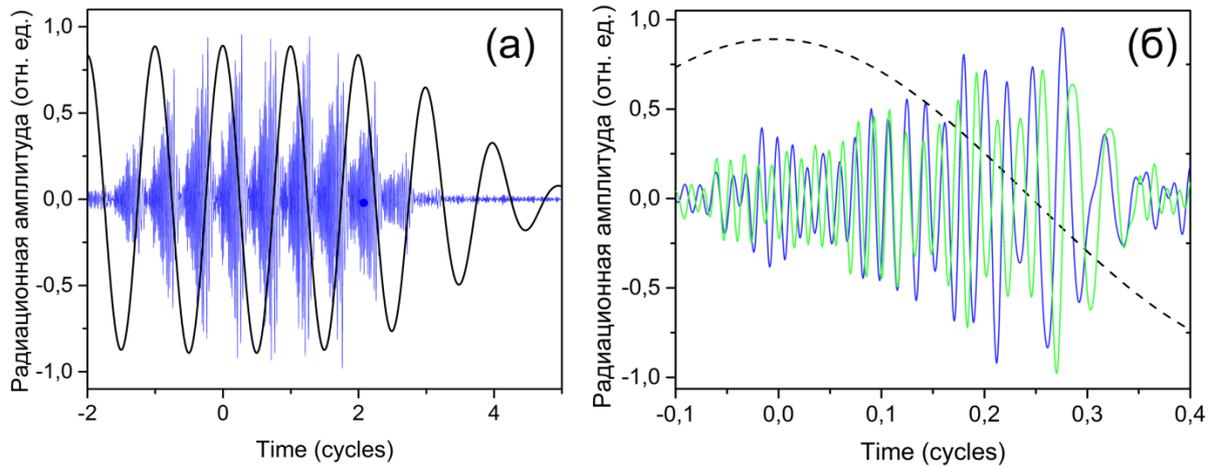


Рис. 1. (а) — радиационная амплитуда гармоник высокого порядка (показана синим цветом), рассчитанная для атома гелия в рамках полуклассического подхода, учитывающего действие кулоновского потенциала, для импульса с пиковой мощностью 250 ТВ/см^2 , несущая которого показана сплошной чёрной кривой. (б) — сравнение радиационных амплитуд гармоник высокого порядка с учётом (зелёная кривая) и без учёта (синяя кривая) действия кулоновского потенциала в пределах одного полупериода поля.

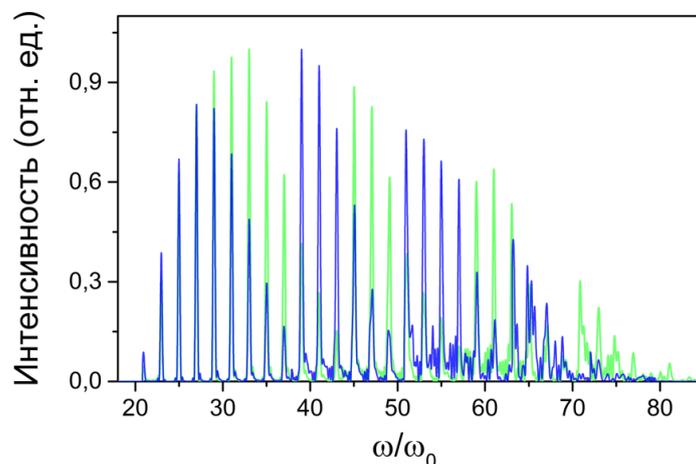


Рис. 2. Сравнение спектральной интенсивности радиационных амплитуд гармоник высокого порядка с учётом (зелёная кривая) и без учёта (синяя кривая) действия кулоновского потенциала для атома гелия в пределах одного полупериода поля, для импульса с пиковой мощностью 250 ТВ/см^2 , несущая которого показана на рис. 1а.

Литература

1. Л.В. Келдыш, Ионизация в поле сильной электромагнитной волны, Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1965. Т. 47. № 5. С. 1945–1958.
2. F. Krausz and M. Ivanov, Attosecond physics. Reviews of modern physics: 81(1):163–234, 2009.
3. V. S. Yakovlev, M. Ivanov, and F. Krausz, Enhanced phase-matching for generation of soft X-ray harmonics and attosecond pulses in atomic gases, Optics express, 15(23), 2007.
4. M. Yuan, P. Xin, T. Chu, and H. Liu, Exploring tunneling time by instantaneous ionization rate in strong-field ionization, Opt. Express 25, 23493–23501 (2017).

ЛАЗЕР С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМОЙ ИМПУЛЬСА НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ДЖОУЛЬНОГО УРОВНЯ ЭНЕРГИИ

Спиркин М.А.¹, Долматов Т.В.², Букин В.В.²

¹МФТИ, факультет проблем физики и энергетики, Москва, Россия

²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

E-mail: ebrashka97@mail.ru

Лазеры с прямоугольной формой импульса наносекундной длительности джоульного уровня энергии представляют интерес, поскольку такие импульсы могут быть использованы в качестве накачки параметрических усилителей [1]. Для получения лазерных импульсов с такими характеристиками необходимо создать задающий генератор, определяющий длительность и форму импульса, а также систему для усиления излучения задающего генератора до требуемой энергии. Если снятая с усилителя энергия будет больше чем энергия насыщения, коэффициент усиления будет изменяться в несколько раз в течение процесса усиления. В связи с этим, необходимо рассмотреть процесс усиления импульсов с учетом изменения запасенной энергии в течение импульса. В случае равномерного распределения запасенной энергии по сечению активного элемента, зависимость энергии на выходе от энергии на входе усилителя $E_{out}(E_{in})$ описы-

вается уравнением Франца-Нодвига: $E_{out} = E_{sat} \ln(1 + e^{g_0} (e^{\frac{E_{in}}{E_{sat}}} - 1))$

где g_0 — логарифмический коэффициент усиления, E_{sat} — энергия насыщения усилителя.

Дифференцируя по времени функцию, обратную $E_{out}(E_{in})$, можно получить временную форму мощности входного импульса $P_{in}(t)$, необходимую для получения фор-

мы $P_{out}(t)$ на выходе: $P_{in}(t) = e^{\frac{E_{out}(t)}{E_{sat}} - g_0} P_{out}(t)$

Видно, что для получения прямоугольного импульса на выходе усилителя на вход нужно подать импульс экспоненциальной формы.

В работах [2,3] для учета нелинейных искажений при сильно насыщающемся усилении в волоконных лазерных усилителях применялось профилирование входного импульса с помощью тока лазерного диода. В работе [4] для компенсации подобных искажений был использован насыщающийся поглотитель. В данной работе предлагается использовать тот факт, что в лазере с активной модуляцией добротности временная форма мощности излучения в начале формирования гигантского импульса имеет форму, близкую к экспоненциальной. Была реализована схема с линейным резонатором и модуляцией добротности, осуществляемой с помощью ячейки Поккельса. С ее помощью удалось после усиления получить импульс длительностью 20 нс с энергией 900 мДж и формой, близкой к прямоугольной.

Литература

1. Шайкин А.А. Управление формой лазерных импульсов при их усилении в режиме сильного насыщения // Квантовая Электроника, Том 44, № 5, с. 440.

2. G. Sobon, P. Kaczmarek, A. Antonczak, J. Sotor, A. Waz, K.M. Abramski Pulsed dual-stage fiber MOPA source operating at 1550 nm with arbitrarily shaped output pulses // *Applied Physics B*105(4):721–727.
3. Damian N. Schimpf, Clemens Ruchert, Dirk Nodop, Jens Limpert, Andreas Tunnermann, Francois Salin Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers // *Optics Express*16(22):17637–46.
4. Абросимов С.А., Басиев Т.Т., Бродов М.Е., Иванов А.В., Мирон С.Б., Пашинин П.П., Серов Р.В., Шашков Е.В. Профилирование лазерного импульса с помощью насыщающихся фильтров // *Квантовая электроника*, 1986, том 13, номер 8, страницы 1718–1720.

КВАНТОВО-ОПТИЧЕСКИЙ КОНВЕРТЕР ДЛЯ НЕКЛАССИЧЕСКОГО СЖАТОГО СВЕТА

Сухарников В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: sukharnikov.vv14@physics.msu.ru

Развитие квантовой физики внесло не только кардинальные изменения в научное мышление, но и открыло новый мир ранее невиданных возможностей и объектов. Одним из привлекательных квантовых объектов является неклассический свет, который в настоящее время находится в центре научного интереса. Сжатый неклассический свет дает возможность преодолеть стандартный квантовый предел точности измерений, а также находит применение в квантовой информации из-за корреляций большого числа фотонов в таком свете. Исследования сжатого неклассического света находятся в тесной и неразрывной связи с развитием квантовых технологий и квантовой оптики.

Чтобы полностью использовать возможности, предоставляемые неклассическим сжатым светом, нужно уметь контролировать и манипулировать его свойствами. Эта задача сложна из-за того, что сжатый свет является очень хрупким состоянием. Использование обычных оптических фильтров и устройств будет вносить шум в систему, что приведет к разрушению корреляций и потере сжатия света. Таким образом, проблема управления свойствами сжатого света является нетривиальной проблемой, решение которой подтолкнет развитие квантовых технологий.

В этой работе предлагается метод управления спектральными свойствами, который не разрушает сжатый свет и сохраняет его свойства. В литературе показано, что одним из наиболее удобных способов описания неклассического света является подход, основанный на введении так называемого базиса мод Шмидта. Свет в состоянии сжатого вакуума можно представить в виде суперпозиции независимых мод Шмидта. Кроме того, каждая мода Шмидта несет все свойства сжатого света. Поэтому очень перспективным является разработка методов изменения сигнала в одном или нескольких модах Шмидта. Мы предлагаем квантовый-оптический конвертер, который основан на процессе генерации суммарной частоты, с подсветкой сжатым вакуумом, и способен решить поставленную задачу.

Квантово-оптический конвертер предоставляет широкие возможности для управления спектральным сигналом сжатого света, позволяя контролировать вклады выбранных мод Шмидта, вплоть до обмена весов между двумя выбранными модами и полной блокировки сигнала в определенной моде. Квантово-оптический затвор также может быть использован для изучения и внесения разности фаз между отдельными модами Шмидта сжатого вакуума, что влияет на спектральные и временные свойства выходного сигнала. Также продемонстрировать возможность конвертирования выбранной спектральной моды сжатого вакуума в сжатый вакуум моды суммарной частоты.

ПОЛУЧЕНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ
ПРИ САМОКОМПРЕССИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА
В ПОЛЫХ РЕВОЛЬВЕРНЫХ СВЕТОВОДАХ

Сущев И.С.¹, Мигаль Е.А.¹, Колядин А.Н.²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Научный центр волоконной оптики РАН, Москва, Россия

E-mail: sushchev.is16@physics.msu.ru

Генерация сверхкоротких световых импульсов в инфракрасном диапазоне и достижение высоких интенсивностей излучения открывает возможности для исследования неравновесных состояний и новых типов оптически индуцируемых фазовых переходов в веществе, а также для разработки экспериментальных методов изучения молекулярной динамики сложных молекул и конденсированных сред и т.д.

Одним из возможных методов достижения короткой длительности оптических импульсов является самокомпрессия в среде с отрицательной дисперсией. В работах [1, 2] такой режим был реализован в диэлектриках (YAG, ZnS). В статье [1] была получена длительность до 32 фс, а нелинейные потери составили 15%; в статье [2] длительность составила 12 фс. В статье [3] использовался полый волновод, заполненный газом, и была получена длительность 15 фс. Преимуществом использования световодов для самокомпрессии в среднем ИК является возможность регулировки дисперсии и нелинейности, а также отсутствие пробоя при высоких интенсивностях, свойственного диэлектрикам. Важной особенностью полых световодов револьверного типа является их прозрачность в среднем ИК диапазоне даже если оболочка световода изготовлена из кварцевого стекла, наличие областей аномальной дисперсии и существенно меньшие потери по сравнению с полыми волноводами.

В данной работе рассматривается возможность получения режима самокомпрессии в полом револьверном световоде. Экспериментальная часть работы была выполнена с излучением параметрического усилителя среднего ИК диапазона, имеющего следующие характеристики: длительность 180 фс, длина волны 1,7 мкм, энергия до 120 мкДж [4]. Полый световод длиной 25 см и диаметром сердцевины 77 мкм заполнялся ксеноном. Подробное описание структуры световода, а также спектр его пропускания может быть найден в [5]. Численное моделирование процесса самокомпрессии осуществлялось путем решения нелинейного уравнения Шредингера с учетом дисперсии, Керровской нелинейности, потерь и эффекта самоукручения фронта («self-steepening») [6].

В эксперименте излучение заводилось в световод и коллимировалось с помощью CaF₂ линз с фокусным расстоянием 50 мм. Выходной спектр регистрировался спектрометром Solar SDH-IV. На рис. 1 (i) показан выходной спектр, измеренный при нескольких давлениях ксенона и энергии входного импульса 25 мкДж. При давлении 12 бар входной спектр уширялся более, чем в 4 раза, достигая ~130 нм по полувысоте. При этом спектр имел значительную модуляцию, что может указывать на сложную временную форму импульса.

В расчетах также наблюдалось значительное уширение спектра (Рис. 1 (ii)), сопровождающееся образованием субимпульсов. Для параметров, используемых в эксперименте, дисперсионная длина в волокне составляет 27 м ($\beta_2 = -1,17 \text{ фс}^2/\text{мм}$ на длине волны 1,7 мкм), а нелинейная длина лишь 8,9 мм ($n_2 = 10^{-21} \text{ м}^2/\text{Вт}$ для 10 бар ксенона). Таким образом, нелинейное число оказывается равным 55, что не позволяет импульсу распространяться в солитонном режиме. Импульс быстро разбивается на субимпульсы, что ведет к появлению интерференционных пиков в спектральном представлении (например, пик в окрестности 1,55 мкм на рис. 1 (a), а также пиковая структура экспериментального спектра). «Развала» импульса можно избежать при снижении нелинейности, а также сдвиге центральной длины волны в область с большей дисперсией. В данном окне прозрачности волновода максимальное значение β_2 достигает $-6,3 \text{ фс}^2/\text{мм}$ на

длине волны 2 мкм, однако в окрестности этой длины волны уже становятся существенны потери $>0,1$ дБ/м.

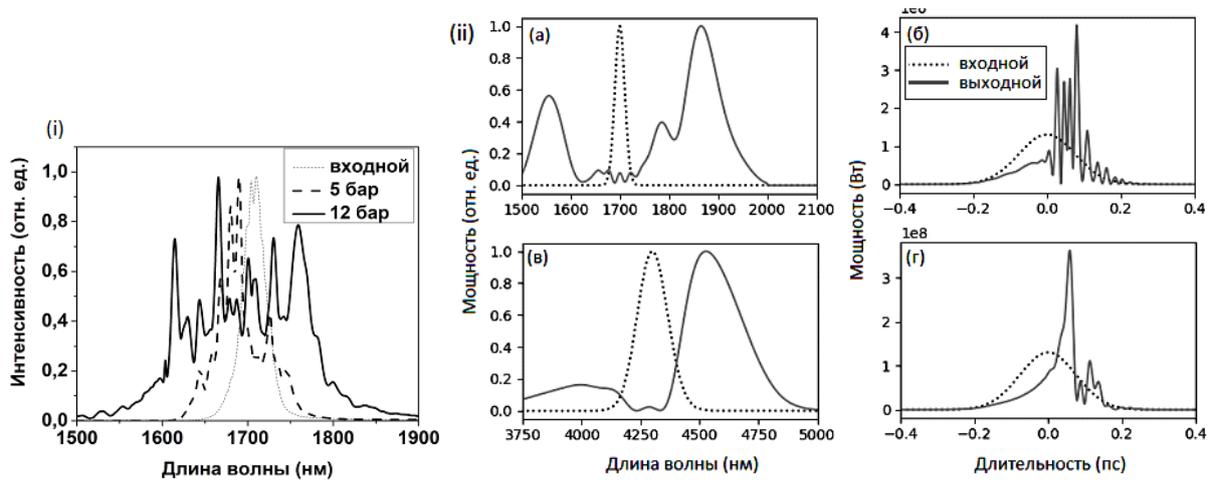


Рис. 1. (i) Экспериментальные спектры выходного и входного (точки) импульсов при разных давлениях ксенона (5 и 12 бар пунктирная и сплошная кривые соответственно). (ii) Спектры (а) и (в) и временные профили (б) и (г) выходного и входного импульса в волноводе для 1,7 мкм и 4,3 мкм соответственно. Расчеты выполнены для давления ксенона 12 бар и энергии импульса 25 мкДж.

С этой точки зрения более перспективным является переход в следующий диапазон прозрачности волновода (2.5–5 мкм), который совпадает с диапазоном перестройки холостой волны параметрического усилителя. На длине волны 4,3 мкм солитонное число равно 7, спектр импульса значительно уширяется, а образование субимпульсов практически подавлено. Более точная подстройка параметров (энергия в импульсе, давление ксенона) может обеспечить режим самокомпрессии.

Таким образом, полые револьверные световоды могут быть использованы для генерации широкополосного излучения и получения сверхкоротких импульсов в ближнем и среднем ИК диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований 18-29-20074. Е.А. Мигаль благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. Hemmer M. et al. Self-compression to sub-3-cycle duration of mid-infrared optical pulses in dielectrics // *Optics express*. 2013. Т. 21. №. 23. С. 28095–28102.
2. Liang H. et al. Three-octave-spanning supercontinuum generation and sub-two-cycle self-compression of mid-infrared filaments in dielectrics // *Optics letters*. 2015. Т. 40. №. 6. С. 1069–1072.
3. Elu U. et al. High average power and single-cycle pulses from a mid-IR optical parametric chirped pulse amplifier // *Optica*. – 2017. Т. 4. №. 9. С. 1024–1029.
4. Migal E. A., Potemkin F. V., Gordienko V. M. Highly efficient optical parametric amplifier tunable from near-to mid-IR for driving extreme nonlinear optics in solids // *Optics letters*. – 2017. Т. 42. №. 24. С. 5218–5221.
5. Gladyshev A. V. et al. 4.4-μm Raman laser based on hollow-core silica fibre // *Quantum Electronics*. 2017. Т. 47. №. 5. С. 491.
6. Hult J. A fourth-order Runge–Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers // *Journal of Lightwave Technology*. 2007. Т. 25. №. 12. С. 3770–3775.

СПЕКТРОСКОПИЯ МНОГОФОТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРЕМНИЯ

Филатов Н.Р.

Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова, Севастополь, Россия
E-mail: filatov@nanolab.phys.msu.ru

Кремний является важнейшим компонентом в технической сфере, так как на его основе построены все современные электроприборы и микросхемы. Этот элемент изучается во многих областях физики, химии и даже биологии [1]. Нелинейная оптика — подходящая методика для установления характеристик кремния и структур из него. Генерация второй гармоники подходит для изучения, однако и имеет свои минусы, в частности довольно слаба при малых мощностях накачки. В работе предлагается один из подходов к изучению генерации широкополосной многофотонной люминесценции кремния при мощности лазера близкой к пороговой. При этом отличие от ранее проработанных схем [2] состоит в изучении УФ-диапазона. Данная методика может подойти для разработки новых методов изучения кремния и схожих с ним элементов. Актуальность оправдана возможностью разработки новых методов детектирования дефектов на поверхности кремниевых кристаллов.

На рис. 1а содержится схема экспериментальной установки. В ней источником луча накачки является титан-сапфировый лазер Coherent Chameleon Vision II со следующими параметрами: длительность импульса 140 фс, частота 80 МГц, рабочий диапазон 680–1080 нм. Мощность и поляризация излучения накачки регулируются при помощи призмы Глана и полуволновой пластины, установленной на моторизированный вращатель. При помощи объектива производится фокусировка излучения накачки на поверхности кремния в пятно диаметром 1,5 мкм. Для отделения излучения накачки от генерируемого в кремнии излучения используется дихроичное зеркало с полосой пропускания выше 650 нм. Для детектирования генерируемых кремниевой пластиной (001, без допирования, покрытая нативным оксидом) фотонов используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), установленный на выходную щель автоматизированного монохроматора-спектрографа M266 Solar laser. Спектральное разрешение измерений составляет 3 нм.

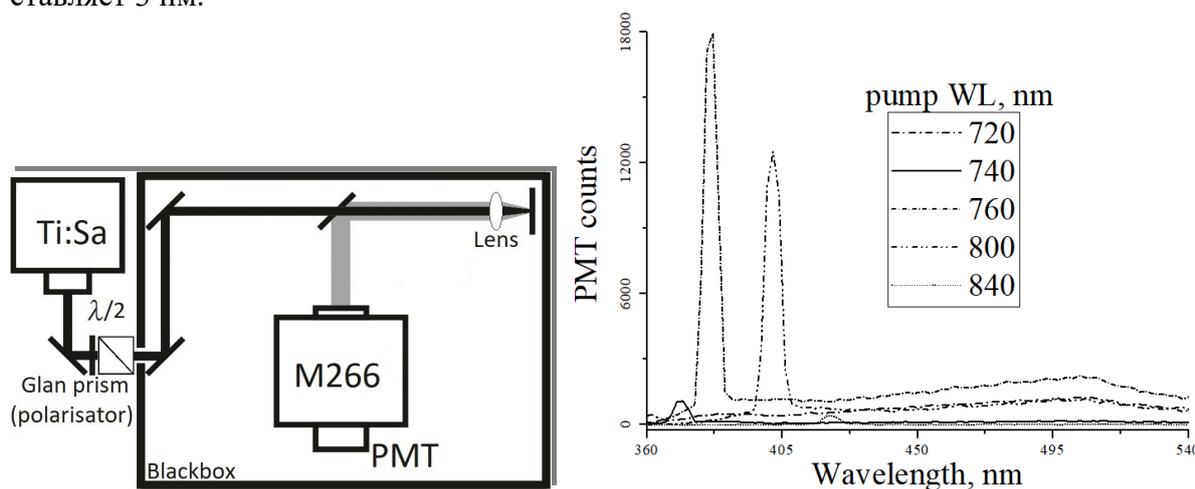


Рис. 2: а) Схема экспериментальной установки. б) Спектры для разных длин волн излучения накачки

Эксперимент проводился на разных длинах волн накачки. Спектры для различных длин волн накачки для сигнала с чистого кремния представлены на рис. 1б. На графиках видны пики, относящиеся к генерации ВГ, а также широкополосное излучение в диапазоне длин волн 400–540 нм, которое можно отнести к люминесценции. Также были сняты спектры для различных мощностей накачки при постоянной длине волны (743 нм), которые представлены на рис. 2а.

Зависимость числа зарегистрированных отсчетов в пике люминесценции (длина волны ≈ 505 нм) от мощности накачки представлена на рис. 2б.

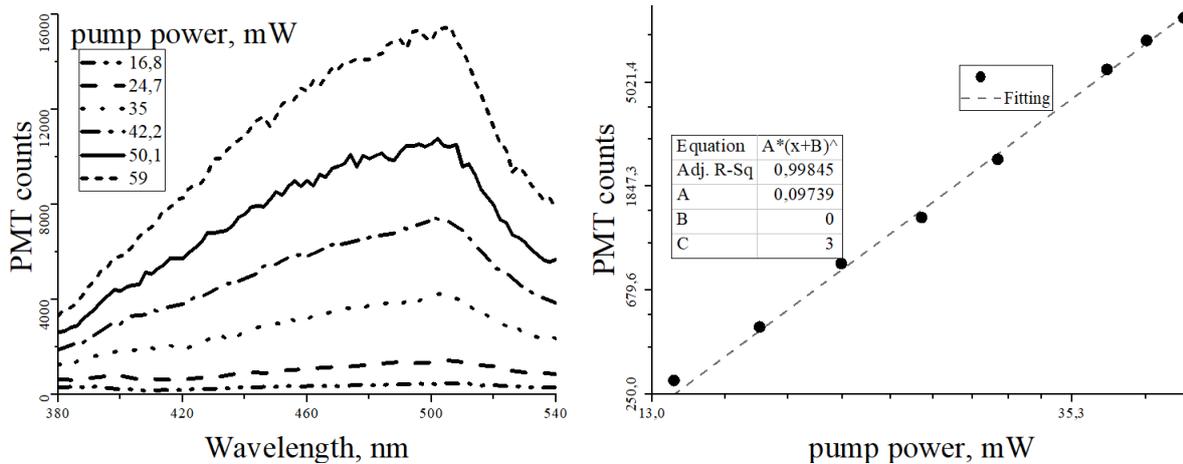


Рис. 3: а) Спектры люминесценции для различных значений мощности накачки (длина волны 743 нм). б) Пиковое число отсчетов в области люминесценции в зависимости от мощности в ln-ln масштабе

Таким образом, спектры (в диапазоне 380–540 нм), полученные в эксперименте показывают присутствие многофотонной люминесценции, а кубическая зависимость пикового значения люминесценции от мощности свидетельствует о протекании трёхфотонного процесса. Данная методика достаточно перспективна и при дальнейшем развитии может найти применение в задачах, связанных с детектированием дефектов размером ниже дифракционного предела.

Литература

1. Louis Brus. Luminescence of Silicon Materials: Chains, Sheets, Nanocrystals, Nanowires, Microcrystals, and Porous Silicon // J. Phys. Chem. 1994, 98, 3515–3581.
2. Gordon Davies. The optical properties of luminescence centers in silicon // PHYSICS REPORTS (Review Section of Physics Letters) 176. Nos. 3 & 4 (1989) 83–188. North-Holland, Amsterdam.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ПЕРЕПУТАННОСТЬ КАК РЕЗУЛЬТАТ КВАНТОВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НЕОРТОГОНАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Фроловцев Д.Н., Петров П.Е., Магницкий С.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: frolovtsev@yandex.ru

Явление перепутанности [1] является одной из основополагающих идей квантовой механики, отличающих поведение квантовых систем от их классических аналогов. Оно является не только фундаментальным понятием, но и лежит в основе многих квантовых приложений, таких как квантовые вычисления [2], квантовая криптография [3], квантовая метрология [4]. Наряду с огромной важностью для приложений, многие исследователи делают предположения, что перепутанность играет огромную роль в функционировании живых организмов, без явления квантовой интерференции и перепутанности невозможно было бы зарождение жизни на Земле [5]. Поэтому понимание этого явления имеет огромное значение.

Тем не менее, не все вопросы, связывающие явления перепутанности и квантовой интерференции широко освещены в научной литературе. Так, при получении перепутанных состояний обычно считается, что идеально перепутанное состояние получается в результате квантовой интерференции двух взаимно ортогональных состояний.

Например, в т.н. двухкристальной схеме получения перепутанных по поляризации фотонных пар [6] (рис. 1) обычно предполагается, что пара фотонов может быть получена в одном из нелинейных кристаллов, имея горизонтальную поляризацию, или в другом нелинейном кристалле, при этом каждый из пары фотонов будет иметь вертикальную поляризацию. В случае неразличимости этих путей рождения фотонной пары генерируемые пары фотонов получатся в максимально перепутанном состоянии.

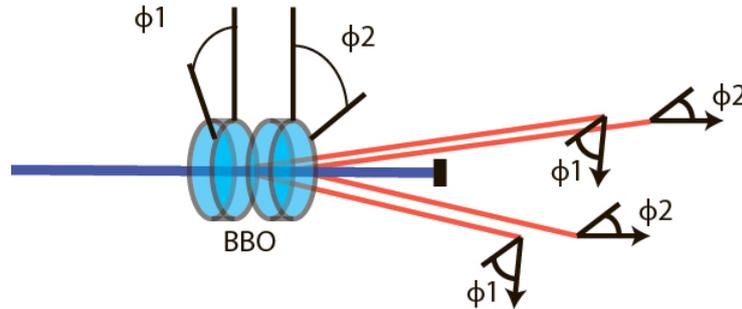


Рис. 1. Двухкристальная схема получения перепутанных по поляризации фотонных пар. ВВО — нелинейные кристаллы, ϕ_1 и ϕ_2 — углы поворота кристаллов (равные углу ориентации вектора поляризации генерируемый в кристаллах фотонных пар)

Насколько известно авторам, вопрос перепутанности как результата квантовой интерференции двух неортогональных состояний в литературе широко не освещался. В работе показана роль квантовой интерференции и ее влияние на поляризационную перепутанность получаемых состояний. На примере модифицированной двухкристальной схемы (рис. 1), состоящей из двух неортогонально ориентированных нелинейных кристаллов, найден явный вид квантового состояния фотонных пар, а так же показано, что перепутанность получаемых фотонных пар зависит от относительной фазы интерферирующих состояний. Так, при определенном значении фазы (рис. 2), перепутанность имеет максимально возможное значение для пары перепутанных по поляризации фотонов (перепутанность Concurrence равна 1), в то же время она может значительно уменьшаться (до 0,35 при угле между кристаллами $\phi_1 - \phi_2 = 45^\circ$).

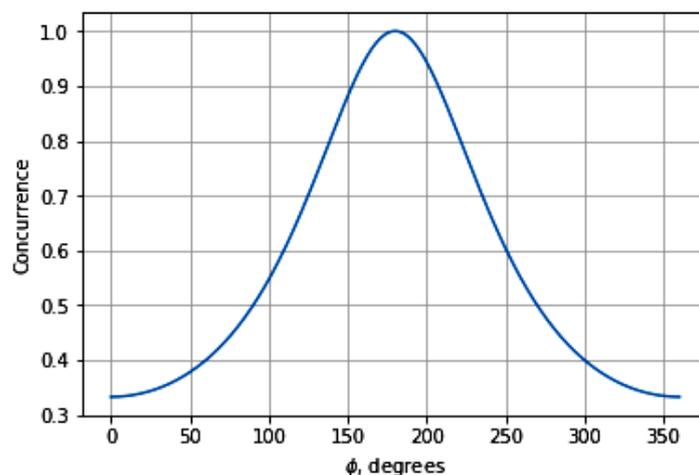


Рис. 2. Зависимость перепутанности Concurrence от фазы ϕ между состояниями при угле поворота между кристаллами 45°

Работа была выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (стипендия № 18-2-6-189-1).

Литература

1. A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, Phys. Rev. 47, 777 (1935).
2. Nielsen, Michael A., and Isaac Chuang. "Quantum computation and quantum information." (2002).
3. Bouwmeester, D. (2000). A. Eckert und A. Zeilinger. The Physics of Quantum Information

4. Giovannetti, Vittorio, Seth Lloyd, and Lorenzo Maccone. "Quantum metrology. «Physical review letters» 96.1 (2006): 010401.
5. McFadden, Johnjoe, and Jim Al-Khalili. Life on the edge: the coming of age of quantum biology. Broadway Books, 2016.
6. P.G.Kwiat, E.Waks, A.G.White, I. Appelbaum, and P.H. Eberhard, "Ultrabright Source of Polarization- Entangled Photons," Phys. Rev. A., vol. 60, R773 (1999)
7. Frolovstev D., Magnitskiy S., "Effect of Polarization Deviation of Spontaneous Parametric Down-Conversion on the Degree of Biphoton Entanglement", Phys. Wave Phenomena, vol. 25, no. 3, pp. 1–5, 2017
8. Magnitskiy S., Frolovstev D., Firsov V., Gostev P., Protsenko I. and Saygin M., "A SPDC Based Source of Entangled Photons and its Characterization," J. Russ. Las. Res., vol. 36, no. 6, pp. 618–629, 2015

КВАНТОВАЯ МЕТРОЛОГИЯ С МАТЕРИАЛЬНЫМИ СОЛИТОНАМИ ЗА ПРЕДЕЛОМ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Царёв Д.В., Алоджанц А.П.

С.-Пб. НИУ ИТМО (Университет ИТМО), Санкт-Петербург, Россия
e-mail: dmitriy_93@mail.ru e-mail: alexander_ap@list.ru

С увеличением практических возможностей современных квантовых технологий стремительно растет интерес к квантовой метрологии — направлению, предлагающему новые подходы к измерению и оценке физических параметров с предельной, недоступной классическим устройствам, точностью. [6] Основным инструментом квантовой метрологии являются интерферометры различных конфигураций, однако, традиционное использование когерентного лазерного излучения в качестве входного состояния, ограничивает точность измерения стандартным квантовым пределом (СКП) $\sigma \geq N^{-0.5}$, где N — среднее число частиц, участвующих в измерении.

Было экспериментально показано, что преодоление СКП возможно на любых двухмодовых системах, таких как интерферометры, гироскопы и устройства литографии, если в качестве входных состояний применять неклассические сжатые или коррелированные состояния [1]. В таком случае точность линейного измерения фазы ограничена пределом Гейзенберга $\sigma \geq N^{-1}$. В то же время было теоретически доказано, предел Гейзенберга достигается для любых двухмодовых интерферометров, использующих в качестве входных состояний максимально запутанные или $N00N$ -состояния. [1–2] Тем не менее генерация многочастичных $N00N$ -состояний остается нетривиальной и пока не решенной на практике задачей.

В нашей работе предложен подход к формированию $N00N$ -состояний материально-волновых солитонов, формируемых в двух туннельно-связанных конденсатах Бозе-Эйнштейна (БЭК), помещенных в W -потенциал. Мы используем вариационный подход квантовой теории поля [5] для получения уравнений динамики на параметры солитонов: разности фаз θ солитонов, разности их населенностей $z = (N_2 - N_1)/N$.

Оказывается, что данные уравнения имеют стационарное решение, обеспечивающее максимальную разность населенностей $z^2 = 1$ и разность фаз $\theta = \arccos[-\Lambda/1.58]$, где $\Lambda = u^2 N^2 / 16\kappa$ — ключевой параметр среды, определяющий динамику солитонов; параметр u описывает двухчастичное взаимодействие и κ — скорость туннельного обмена частиц между ловушками. Это решение существует при $0 < \Lambda \leq 1.58$ и может быть использовано для формирования $N00N$ -состояния:

$$|N00N\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\Psi_1\rangle + e^{iN\theta_0} |\Psi_2\rangle), \quad (1)$$

где

$$|\Psi_{1,2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \left[\int_{-\infty}^{\infty} (\Phi_{1,2}(x) a_{1,2}^\dagger(x)) dx \right]^N |0\rangle; \quad (2)$$

$$\Phi_j = \frac{\sqrt{Nu}}{4} \operatorname{sech} \left[\frac{Nu}{4} x \right]. \quad (3)$$

Состояние (1) может быть использована в эксперименте по прецизионной интерферометрии, схема которого представлена на рисунке 1. Измеряемой величиной в данном эксперименте является фазовый сдвиг, накопленный в плечах интерферометра $\phi = \phi_2 - \phi_1$, а детектор работает в режиме счета отдельных частиц и измеряет четность числа частиц во втором плече интерферометра, описываемую оператором $\Pi_2 = (-1)^{\alpha_2^+ \alpha_2}$.

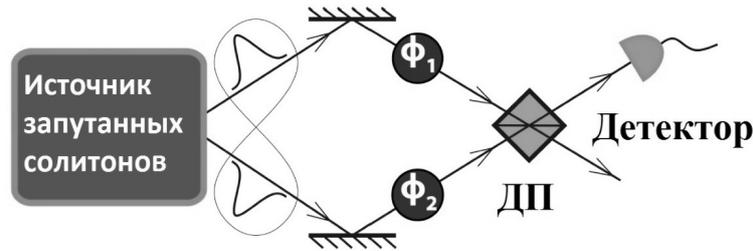


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению фазового сдвига на основе интерферометра Маха-Цендера. Здесь ДП — делитель пучков, $\phi_{1,2}$ — фазовый набег в 1 и 2 плечах, соответственно.

Средняя четность частиц во втором плече в таком случае имеет вид

$$\langle \Pi_2 \rangle = \begin{cases} (-1)^{N/2} \cos[N(\phi + \theta)] & \text{если } N - \text{четное число} \\ (-1)^{(N+1)/2} \sin[N(\phi + \theta)] & \text{если } N - \text{нечетное число} \end{cases} \quad (4)$$

Согласно теории оценок [3], чувствительность фазового параметра ϕ для схемы, изображенной на рисунке, определяется как $\langle (\Delta\phi)^2 \rangle = \langle (\Delta\Pi_2)^2 \rangle / \left| \frac{\partial \langle \Pi_2 \rangle}{\partial \phi} \right|^2$, что с учетом (4) дает значение погрешности измерения фазового сдвига $\sigma_\phi = \sqrt{\langle (\Delta\phi)^2 \rangle} = N^{-1}$, что соответствует пределу Гейзенберга.

Более того, поскольку в собственную разность фаз солитонов θ входит параметр Λ , нелинейно зависящий от числа частиц N , схема, изображенная на рисунке 1, может быть использована для преодоления предела Гейзенберга в рамках подходов нелинейной квантовой метрологии. Этого можно добиться при измерении соотношения параметров среды $\theta = u^2/16k$, предварительно обеспечив отсутствие дополнительного фазового сдвига. В таком случае точность измерения $\sigma_\theta \approx 1.6/N^3$, что превышает предел Гейзенберга на два порядка N , ср. с [6].

Литература

1. Boto A.N. Quantum interferometric optical lithography: exploiting entanglement to beat the diffraction limit / A.N. Boto, P.Kok, D.S. Abrams, S.L. Braunstein, C.P. Williams, J.P. Dowling // *Physical Review Letters*. 2000. №. 13 (85). С. 2733.
2. Dowling J.P. Quantum optical metrology—the lowdown on high-N00N states // *Contemporary physics*. 2008. №.2(49). С. 125–143.
3. Helstrom C. W. Quantum detection and estimation theory // *Journal of Statistical Physics*. 1969. №. 2(1). С. 231–252.
4. Napolitano M. Interaction-based quantum metrology showing scaling beyond the Heisenberg limit / M. Napolitano, M. Koschorreck, B. Dubost, N. Behbood, R.J. Sewell, M.W. Mitchell // *Nature*. 2011. №. 7339(471). С. 486.
5. Tsarev D.V. Quantum metrology beyond Heisenberg limit with entangled matter wave solitons / D.V. Tsarev, S.M. Arakelian, Y.L. Chuang, R.K. Lee, A.P. Alodjants // *Optics express*. 2018. № 15(26). С. 19583–19595.
6. Wiseman H.M. Quantum Measurement and Control / H.M. Wiseman, G.J. Milburn / Cambridge: Cambridge University, 2010. 459 с.

ДВУХКОМПОНЕНТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПУЛИ В СРЕДАХ
С КОМБИНИРОВАННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Цыганов М.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: cyganov.mv15@physics.msu.ru

Проблема компенсации расплывания оптических импульсов во времени и в пространстве остается одной из наиболее актуальных при изучении вопросов создания систем передачи информации. В нелинейной оптике эта проблема часто решается при помощи использования сред с комбинированной нелинейностью. В качестве примера можно привести среды с конкурирующими фокусирующей и дефокусирующей нелинейностями [1–3] без учета параметрического взаимодействия [4], в которых допускается распространение локальных структур, сохраняющих форму — солитонов.

В данной работе анализируется возможность формирования двухкомпонентных оптических пуль и их свойства в средах с комбинированной нелинейностью. Нами рассмотрены среды с нелинейностью второго и третьего порядков, а также среды с нелинейностью третьего и пятого порядков. Исследование проводится с помощью численного решения параболических уравнений, описывающих многочастотное взаимодействие электромагнитных волновых пакетов при одновременном учете дифракции, дисперсии и нелинейного отклика на внешнее поле.

Полученные результаты могут быть использованы при построении оптоволоконных систем передачи информации, решении задач лазерной физики, нелинейной оптики.

Литература

1. Yuri S. Kivshar, Govind P. Agrawal Optical solitons. Academic Press, 2003.
2. D. Mihalache Linear and nonlinear light bullets: recent theoretical and experimental studies // Rom. Journ. Phys., Vol. 57, Nos. 1–2, P. 352–371, Bucharest, 2012.
3. D. Mihalache, D. Mazilu, L.-C. Crasovan, I. Towers, B. A. Malomed, A. V. Buryak, L. Torner, F. Lederer. Stable three-dimensional spinning optical solitons supported by competing quadratic and cubic nonlinearities. // Physical Review E 66, 016613, 2002.
4. D. Mihalache, D. Mazilu, L.-C. Crasovan, I. Towers, A.V. Buryak, B. A. Malomed, L. Torner, J. P. Torres, and F. Lederer. Stable spinning optical solitons in three dimensions // Physical Review Letters, vol.88 №7, 2002.

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО И ДАЛЬНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

Чичканов И.А., Степанов Е.А., Федотов А.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: chichkanff@gmail.com

Одной из наиболее актуальных и сложных задач современной оптической физики является изучение физических явлений, возникающих при воздействии на вещество интенсивных сверхкоротких импульсов среднего ИК диапазона. В последние годы достигнуты значительные успехи в понимании особенностей оптического отклика вещества на мощные сверхкороткие импульсы ИК диапазона, предсказаны новые физические явления [1,2].

Продвижение лазерных технологий в средний ИК-диапазон затрудняет отсутствие эффективных лазерных материалов с достаточной для генерации фемтосекундных импульсов шириной усиления. Задача реализации импульсов в этой области спектра решается методами нелинейно-оптического параметрического преобразования частоты на

основе оптического усиления chirпированных импульсов. С помощью этой технологии удалось осуществить генерацию сверхкоротких импульсов на длине волны около 4 мкм и энергией до 10 мДж, длительностью в несколько циклов электромагнитного поля [3].

Развитая в нашей работе схема генерации сверхкоротких импульсов среднего и дальнего ИК-диапазонов основана на последовательном использовании двух нелинейно-оптических процессов. Импульс после Ti:Sapphire лазерной системы с энергией порядка 1 мДж на длине волны 804 нм и длительностью 60 фс используются для реализации схемы параметрического усиления. Небольшая порция энергии импульса служит для генерации широкополосного затравочного излучения в кристалле сапфира, другая часть импульса служит в качестве поля накачки в процессе оптического параметрического усиления этого затравочного излучения в кристалле ВВО по схеме $\omega_p = \omega_s + \omega_i$, где ω_p — частота излучения накачки, ω_s и ω_i — частоты сигнальной и холостой волн. На второй ступени сверхкороткие импульсы сигнальной и холостой волн используются для генерации разностной частоты $\omega_d = \omega_s - \omega_i$ в кристаллах AgGaS₂(AGS) и GaSe, формируя сверхкороткие импульсы в среднем и дальнем ИК-диапазонах. Длина волны этого излучения перестраивается в диапазоне от 3 до 13 мкм путем изменения длин волн сигнальной и холостой волн. Для генерации разностной частоты необходимо точное согласование пучков сигнальной и холостой волн как в пространстве, так и во временной области.

На основе численного моделирования подбирались кристаллы, а также оптимальные параметры нелинейного взаимодействия волн для получения более высокой мощности и оптимальной моды выходного излучения. Энергия перестраиваемых импульсов достигала 8–9 мкДж. Длительность сверхкоротких импульсов среднего и дальнего ИК-диапазонов измерялась с помощью кросс-корреляционной методики на основе использования четырехволнового взаимодействия XFROG (cross-correlation frequency-resolved optical gating) импульсов накачки и разностной частоты в воздухе и составляла несколько циклов оптического поля (100–200 фс в зависимости от центральной длины волны импульса).

Реализованная в нашей работе техника генерации сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения среднего и дальнего ИК-диапазонов открывает новые возможности в области молекулярной спектроскопии, включая двумерную ИК спектроскопию, нелинейно-оптической микроскопии, исследования полупроводниковых материалов и устройств, дистанционного зондирования атмосферы и других приложениях.

Литература

1. Mid-infrared laser filaments in the atmosphere Scientific reports 5/ 2015.
2. A.V. Mitrofanov; , A.A. Voronin; , D.A. Sidorov-Biryukov. Frequency-tunable sub-two-cycle 60-MW-peak-power free-space waveforms in the mid-infrared OPTICS LETTERS /Vol. 39, No. 22 / November 15, 2004.
3. A.A. Lanin, A.A. Voronin, E.A. Stepanov, A.B. Fedotov, and A.M. Zheltikov. Генерация сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазона .Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики", том 98, № 7, с. 423–426 DOI 2013.

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Новый метод усиления ТГц излучения, созданного в газах высокоинтенсивными двухцветными лазерными импульсами	412
Гнездовская Н.Е.	
Генерация гармоник высокого порядка в двухцветном поле: спектральная каустика, роль кулоновских эффектов, квазимонохроматический источник УФ излучения.....	414
Бируля В.А.	
Вихревые оптические солитоны в (3D+1) квадратично-нелинейном волноводе.....	415
Брянцев Б.С.	
Нелинейные оптические исследования материала на основе углеродных нанотрубок и органической матрицы, сформированного наносекундными лазерными импульсами	416
Василевский П.Н., Федорова Ю.О.	
Динамика диполяритонного параметрического осциллятора.....	417
Васильева О.Ф., Зинган А.П.	
Процесс формирования коротковолновой отсечки в спектре световой пули	418
Гейнц И.Ю., Залозная Е.Д.	
Метод управления малофотонным сжатым вакуумом через постселекцию фотоотсчетов	420
Гостев П.П., Магницкий С.А.	
Кратное снижение порога вынужденного комбинационного рассеяния вблизи поверхности жидкости: новый тип ВКР-лазера	421
Гришин М. Я.	
Генерация второй гармоники в тонких пленках перовскитов на основе иодида свинца	423
Егоренков М.В., Попкова А.А.	
Техника двумерной инфракрасной Фурье-спектроскопии	425
Жданов А.Н., Степанов Е.А., Федотов А.Б.	
Влияние условий фокусировки на частотно-угловую структуру излучения суперфиламента.....	426
Жидовцев Н.А., Пушкарев Д.В.	
Влияние остроты аксиальной фокусировки на филаментацию фемтосекундного импульса.....	428
Залозная Е.Д.	
Корреляции фотонов в сильно невырожденном режиме параметрического рассеяния.....	430
Захаров Р.В.	
Влияние фокусировки на генерацию суперконтинуума при филаментации фемтосекундного излучения среднего ИК диапазона в среде с отрицательной дисперсией групповой скорости	431
Львов К.В., Стремоухов С.Ю., Потемкин Ф.В.	
Влияние длины волны и ширины запрещенной зоны на характер ионизации при взаимодействии высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с объемом конденсированной среды	432
Новиков И.Д., Мигаль Е.А., Мареев Е.И.	
Рассеяние света на поляритонах терагерцового частотного диапазона при криогенных температурах ..	434
Новикова Т.И., Леонтьев А.А.	
Приготовление бифотонного поля с широким спектром в процессе спонтанного параметрического рассеяния при жесткой фокусировке накачки в тонком кристалле.....	436
Пащенко А.В.	
Фемтосекундный импульсный лазер на основе композитного световода с фосфатной сердцевинкой, легированной 3 вес.% эрбия.....	437
Галаган Б.И., Денкер Б.И., Камынин В.А., Понослова А.А., Сверчков С.Е., Семенов С.Л., Цветков В.Б.	
Изучение активных волноводных свойств микроструктур в форме стержней на основе хирального органического вещества Binol	439
М.Е. Попов, Н.В. Митетело, К.Д. Жданова	
Исследование объёмного энерговклада в среду при возбуждении фемтосекундного филамента в воде лазерным излучением ближнего ИК диапазона методами оптоакустической томографии и теневой фотографии	440
Румянцев Б.В., Мареев Е.И., Бычков А.С.	

Получение статистики дробового шума импульсных малофотонных лазерных источников из статистики фотоотсчетов	442
Садретдинов Т.Р., Гостев П.П., Магницкий С.А.	
Измерение и сравнение нелинейных характеристик основных типов оптических волокон.....	443
Самоделкин Л.А., Старых Д.Д.	
Численное моделирование методом крупных частиц ускорения электронов при отражении лазерного импульса релятивистской интенсивности от градиентной плазмы.....	444
Сенькевич А. М.	
Полностью оптический интегральный модулятор на основе наноантенн из арсенида галлия	445
Ситнянский В.А., Снигирев В.С., Шорохов А.С.	
Абберрационная термолинза в импульсных лазерах с продольной диодной накачкой.....	447
Смирнов А.М.	
Неадиабатичность туннельной ионизации в модели распространения сверхкоротких лазерных импульсов	448
Смородникова Т.С., Серебрянников Е.Е.	
Лазер с прямоугольной формой импульса наносекундной длительности джоульного уровня энергии ..	450
Сpirкин М.А., Долматов Т.В., Букин В.В.	
Квантово-оптический конвертер для неклассического сжатого света.....	451
Сухарников В.В.	
Получение сверхкоротких импульсов при самокомпрессии излучения среднего ИК диапазона в полых револьверных световодах	452
Суцев И.С., Мигаль Е.А., Колядин А.Н.	
Спектроскопия многофотонной люминесценции кремния	454
Филатов Н.Р.	
Поляризационная перепутанность как результат квантовой интерференции неортогональных состояний	455
Фроловцев Д.Н., Петров П.Е., Магницкий С.А.	
Квантовая метрология с материальными солитонами за пределом Гейзенберга	457
Царёв Д.В., Алоджанц А.П.	
Двухкомпонентные оптические пули в средах с комбинированной нелинейностью	459
Цыганов М.В.	
Генерация сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазона	459
Чичканов И.А., Степанов Е.А., Федотов А.Б.	