

# Роль дисперсии в механизме самосокращения фемтосекундных импульсов в керровских материалах

Я.В.Грудцын, А.В.Корибут, Л.Д.Михеев, В.А.Трофимов, В.И.Яловой

*Исследовано влияние материальной дисперсии на механизм самосокращения фемтосекундных импульсов при их взаимодействии с кварцевыми пластинками, толщина которых на порядок меньше дисперсионной длины для исходного импульса длительностью 72 фс. Самосокращение фемтосекундных импульсов наблюдается при высоких значениях  $V$ -интеграла, когда в центральной части импульса развивается мелкомасштабная самофокусировка, которая играет роль оптического затвора, выделяющего невозмущенное излучение переднего фронта импульса. При исследовании самосокращения фемтосекундных импульсов в кварцевых образцах толщиной 1 и 3 мм обнаружено, что в условиях проводимых экспериментов фазовая самомодуляция усиливает роль дисперсии в формировании сокращённого импульса. С ростом толщины образца наблюдалось увеличение длительности сокращённого импульса, обусловленное дисперсионным расплыванием исходного импульса во времени. При этом сокращённый импульс оставался близким к спектрально-ограниченному независимо от толщины образца.*

**Ключевые слова:** самосокращение, фемтосекундные импульсы, мелкомасштабная самофокусировка, модуляционная неустойчивость, нелинейное уравнение Шрёдингера.

## 1. Введение

В настоящее время для различных приложений в фундаментальной и прикладной физике [1–3] требуются импульсы с малым числом периодов. Однако из-за эффекта регенеративного сужения спектра при усилении трудно получить импульсы длительностью короче 20–30 фс непосредственно на выходе мультитераваттных и петаваттных твердотельных систем. Для получения таких мало-периодных импульсов высокой энергии требуется разработка методов внрезонаторной компрессии [4, 5]. Большинство методов сокращения длительности импульсов основаны на использовании фазовой самомодуляции (ФСМ) для уширения спектра импульса с последующей компенсацией приобретённой фазы дисперсионными элементами. В ряде случаев импульс, близкий к спектрально-ограниченному, образуется непосредственно в результате нелинейного взаимодействия (самокомпрессия). Известные к настоящему времени методы самокомпрессии обладают ограниченной масштабируемостью по энергии [6, 7].

Ранее нами был описан эффект самосокращения фемтосекундных импульсов в кварцевом стекле на длине волны второй гармоники Ti:сапфировой системы ( $\lambda = 475$  нм) [8–12]. Данный эффект обусловлен развитием мелкомасштабной самофокусировки в центральной ча-

сти импульса и образованием вследствие этого плазменных каналов, не исчезающих до конца импульса. В результате излучение центральной и задней частей импульса испытывает сильные угловые потери за счёт рефракции на неоднородностях показателя преломления, вызванных керровской нелинейностью и плазмой, а невозмущенное излучение переднего фронта импульса формирует в дальней зоне более короткий импульс, близкий к спектрально-ограниченному [11, 12]. По своей физической природе данный механизм самосокращения импульсов не имеет ограничений на его масштабируемость по энергии в пучке (при сохранении интенсивности излучения на образце), и существует перспектива его дальнейшего развития для получения мало-периодных импульсов. Одним из условий достижения максимальной эффективности этого метода является отсутствие влияния материальной дисперсии на механизм самосокращения, роль которой исследуется в настоящей работе.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Параметры излучения, взаимодействующего с образцом: энергия в импульсе до 200 мкДж, длительность спектрально-ограниченного импульса по полувысоте

**Я.В.Грудцын, А.В.Корибут, В.И.Яловой.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: jgrudtsin@gmail.com, andrew-koribut@yandex.ru, yalovoy@sci.lebedev.ru

**Л.Д.Михеев.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: mikheev@sci.lebedev.ru

**В.А.Трофимов.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vatro@cs.msu.ru

Поступила в редакцию 6 марта 2019 г.

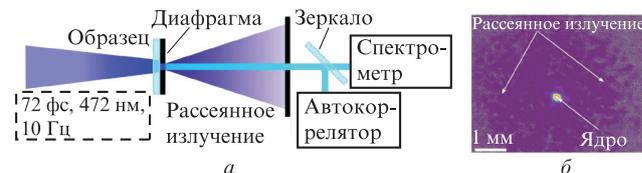


Рис.1. Принципиальная схема исследований взаимодействия спектрально-ограниченного импульса с тонким кварцевым образцом (а) и профиль излучения за диафрагмой при интенсивности 2.9 ТВт/см<sup>2</sup> для образца кварца толщиной 1 мм (б).

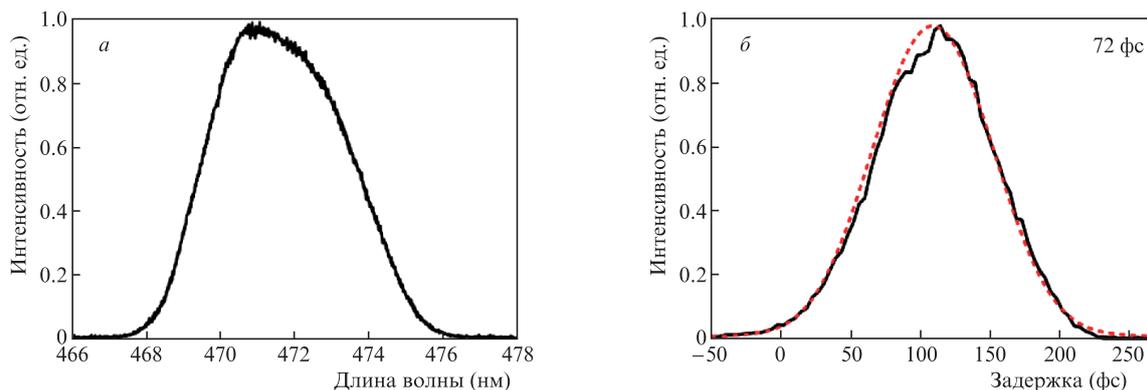


Рис.2. Спектр (а) и автокорреляционная функция начального излучения (б). Пунктирная кривая – расчёт (получена с помощью обратного фурье-преобразования спектра импульса), сплошные кривые – эксперимент.

$T_{1/2} = 72$  фс, центральная длина волны – 471 нм (рис.2). В качестве образцов исследовались пластинки из кварца КУ-1 толщиной 1 и 3 мм. Интенсивность излучения, взаимодействующего с образцом, изменялась в пределах 1–2.9 ТВт/см<sup>2</sup> путем перемещения последнего вдоль сходящегося пучка. Излучение центральной части пучка с примерно однородным пространственным распределением интенсивности вырезалось с помощью диафрагм диаметром 60 и 100 мкм, установленных сразу за образцами толщиной 1 и 3 мм соответственно. Излучение за диафрагмой состояло из ядра, размер которого не зависел от интенсивности исходного излучения, и рассеянного излучения с углом расходимости до 0.1 рад (угол сходимости начального пучка 0.01 рад).

При взаимодействии излучения с образцом толщиной 1 мм при интенсивности 2.9 ТВт/см<sup>2</sup> длительность им-

пульса уменьшалась до 20 фс, спектр излучения уширялся и его максимум смещался в красную область до 490 нм (рис.3,а). Подобное явление наблюдалось при взаимодействии излучения интенсивностью 1.1 ТВт/см<sup>2</sup> с образцом толщиной 3 мм (рис.3,б), однако длительность импульса при этом уменьшалась лишь до 32 фс, а смещение спектра было заметно меньше. Приведенные на рис.3 автокорреляционные функции, полученные с помощью обратного фурье-преобразования из спектров импульсов, практически совпадают с экспериментальными кривыми, свидетельствуя о том, что сокращенные импульсы близки к спектрально-ограниченным.

Развитие мелкомасштабной самофокусировки, которая приводит к сокращению длительности импульса, происходит из-за пространственной поперечной неустойчивости излучения [13]. Коэффициент усиления шумов на

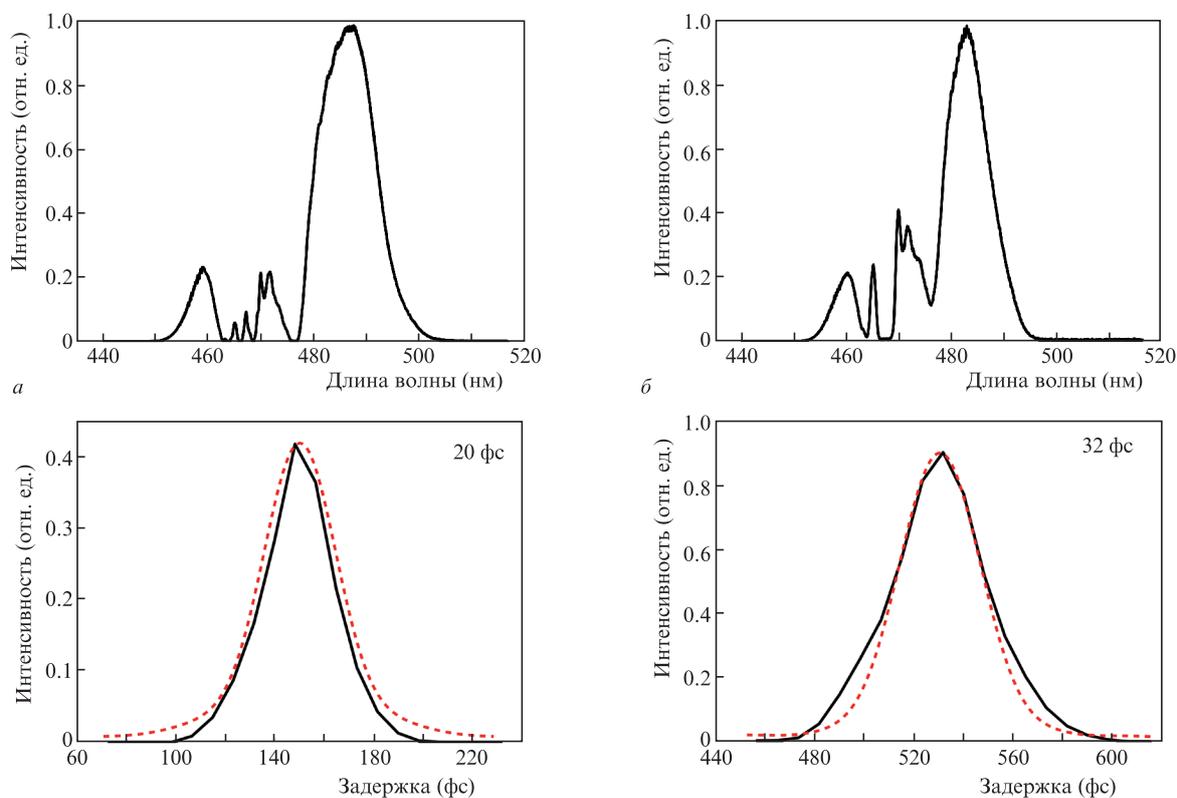


Рис.3. Спектры и автокорреляционные функции излучения в ядре (дальняя зона после диафрагмы) для кварцевых образцов толщиной 1 мм (интенсивность 2.9 ТВт/см<sup>2</sup>) (а) и 3 мм (интенсивность 1.1 ТВт/см<sup>2</sup>) (б). Пунктирные кривые – расчёт (получены с помощью обратного фурье-преобразования спектров импульсов), сплошные кривые – эксперимент.

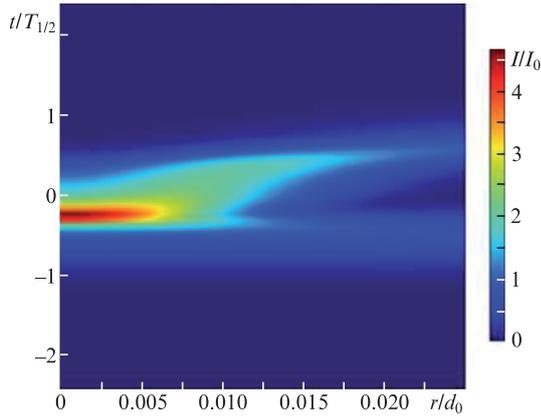


Рис.4. Пространственно-временное распределение интенсивности (расчёт) на выходе образца толщиной 1 мм, демонстрирующее возникновение самофокусировки ( $d_0$  – диаметр исходного пучка по уровню 1/2).

всей толщине образца определяется величиной  $B$ -интеграла, который можно оценить как  $(2\pi/\lambda)n_2IL$ , где  $n_2$  – нелинейный показатель преломления,  $I$  – интенсивность и  $L$  – толщина образца. В условиях экспериментов оценочные значения  $B$ -интеграла составляли 7.3 и 7.7 для образцов толщиной 1 и 3 мм соответственно. При этом важно отметить, что толщины используемых образцов были значительно меньше дисперсионной длины  $L_{\text{dis}} = T_{1/2}^2 \times (4\ln 2/k^{(2)})^{-1}$  для импульса длительностью 72 фс, которая в плавленом кварце составляет 2.5 см ( $k^{(2)}$  – параметр дисперсии групповых скоростей). На первый взгляд кажется маловероятным, что изменение толщины в исследуемых пределах может оказывать существенное влияние на процесс самосокращения. Однако действие ФСМ повышает роль дисперсии в исследуемом процессе и, как будет показано ниже, приводит к снижению величины  $B$ -интеграла из-за уширения исходного импульса во времени.

Анализ экспериментальных результатов с учётом дисперсии проводился на основании численного моделирования нелинейного распространения фемтосекундного излучения в керровской среде с использованием аксиально-симметричной модели взаимодействия излучения с оптически прозрачными средами, разработанной совместно с Лабораторией математического моделирования в физике (МГУ). Модель основана на решении нелинейного уравнения Шрёдингера, полученного в приближении медленно меняющейся волны [14] и дополненного процессом плазмообразования [15]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} A &= \frac{i\Delta_1}{2k_0} A - \frac{ik^{(2)}}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} A + \frac{ik_0^2 n_2}{n_0} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \\ &\times \left[ \int_0^\infty R(t') |A(\tau - t')|^2 dt' \right] A - \frac{ik_0}{2n_0^2 \rho_c} \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \rho_c A \\ &- \frac{1}{2} (\sigma \rho_c A + \beta_K |A|^{2(K-1)} A), \\ \frac{\partial}{\partial \tau} \rho_c &= \frac{\sigma_K}{(\hbar\omega_0)^K} \rho_{nt} |A|^{2K} + \frac{\sigma}{U_i} \rho_c |A|^2 - \frac{1}{\tau_r} \rho_c. \end{aligned}$$

Здесь  $A(\tau, r, \xi)$  – комплексная огибающая электрического поля;  $\omega_0$  – центральная частота спектра исходного импульса;  $k_0$  – волновое число;  $\tau = t - z/u$  и  $\xi = z -$  время и продольная координата в движущейся системе координат ( $u$  – групповая скорость,  $t$  и  $z$  – время и продольная координата в покоящейся системе);  $K = 4$  – кратность многофотонного поглощения;  $\rho_c(\tau, r, \xi)$  – концентрация свободных зарядов;  $\sigma_K$  – сечение четырёхфотонного поглощения;  $U_i$  – ширина запрещённой зоны;  $\tau_r$  – время рекомбинации свободных зарядов;  $\rho_{nt}$  – концентрация вещества;  $\sigma$  – сечение обратного тормозного поглощения;  $n_0$  – показатель преломления;  $\beta_K$  – коэффициент четырёхфотонного поглощения;  $\rho_c$  – критическая плотность плазмы;  $R(t)$  – функция молекулярного отклика.

Представленная модель учитывает дифракцию, дисперсию, керровскую нелинейность, дисперсию нелинейного отклика, вынужденное комбинационное рассеяние, многофотонное и обратное тормозное поглощения, а также влияние плазмы на показатель преломления. Однако в силу осевой симметрии модель не позволяет провести полный численный расчёт, описывающий развитие множественной филаментации в целом пучке, поэтому для простоты моделировался рост одиночного возмущения на оси пучка с поперечным размером, много меньшим диаметра пучка. Более подробно данная модель и входящие в неё параметры описаны в [12].

На рис.4 в качестве примера показан результат расчёта пространственно-временного распределения интенсивности на выходе образца толщиной 1 мм, демонстрирующий фокусировку излучения в центральной части импульса. При этом излучение на заднем фронте испытывает рефракцию на образовавшейся плазме, а излучение на переднем фронте остается невозмущённым. На рис.5 для сравнения приведены полученные численно и экспериментально спектры излучения сокращённых импульсов,

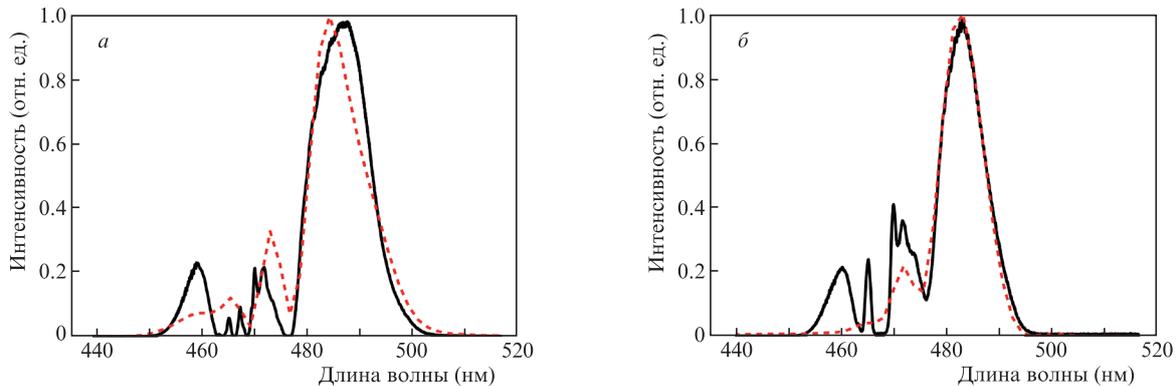


Рис.5. Сравнение экспериментально (сплошные кривые) и численно (пунктирные кривые) полученных спектров ядра после диафрагмы для образцов кварца толщиной 1 мм (интенсивность 2.9 ТВт/см<sup>2</sup>) (а) и 3 мм (интенсивность 1.1 ТВт/см<sup>2</sup>) (б).

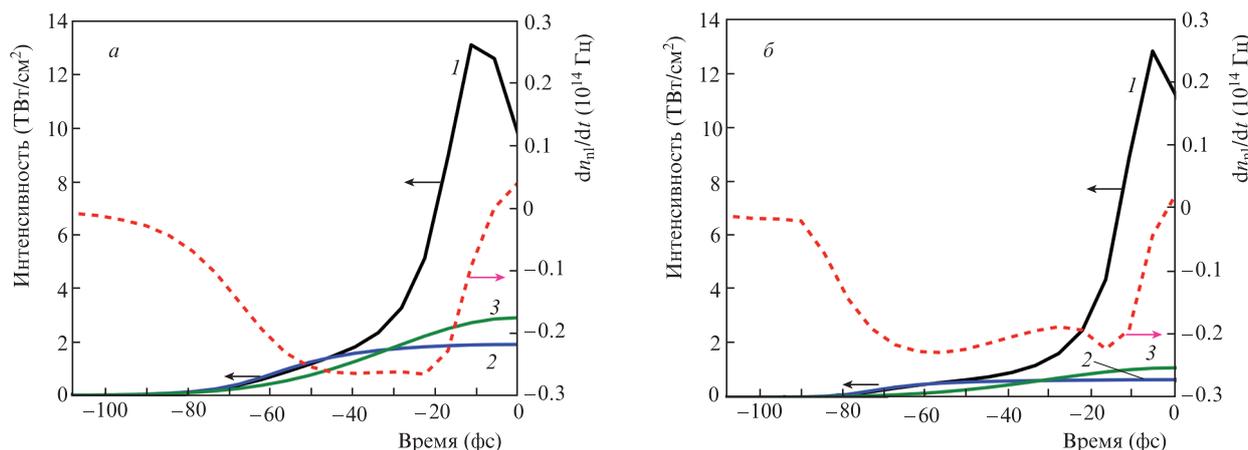


Рис.6. Временные профили интенсивности (сплошные кривые) и производной нелинейной фазы (пунктирные кривые) на выходе из образцов толщиной 1 (а) и 3 мм (б): 1, 2 – профили интенсивности с учётом дисперсии для излучения с возмущением и без возмущения интенсивности соответственно; 3 – профиль интенсивности без возмущения и без учёта дисперсии.

демонстрирующие хорошее согласие расчётов с экспериментом.

На рис.6 показаны результаты расчёта временных профилей интенсивности и производной нелинейной фазы  $d\phi_{nl}/dt$  ( $\phi_{nl} = \int (\omega_0/c)n_2 I(t) dz$ ) на выходе образцов толщиной 1 и 3 мм в приосевой области пучка. Максимальное значение  $d\phi_{nl}/dt$  на переднем фронте импульса характеризует спектральный сдвиг сокращенного импульса, а практически горизонтальный участок кривой  $d\phi_{nl}/dt$  свидетельствует о возможности формирования спектрально-ограниченных импульсов в дальней зоне за образцом. Из сравнения приведённых на рис.6 временных профилей импульсов без возмущения интенсивности видно, что дисперсия вызывает заметное уширение импульса в обоих образцах; кроме того, она вызывает увеличение длительности импульса (по уровню 1/2 от максимума интенсивности) в образце толщиной 3 мм ( $GDD = 225 \text{ фс}^2$ ) в 1.3 раза больше по сравнению с образцом толщиной 1 мм ( $GDD = 75 \text{ фс}^2$ ) [16]. Это приводит примерно к такому же уменьшению временной производной нелинейной фазы на выходе из образца и, соответственно, спектрального сдвига сокращенного импульса, формирующегося на его переднем фронте.

Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают важную роль дисперсии материала в механизме самосохранения фемтосекундных импульсов в тонких, по сравнению с дисперсионной длиной, кварцевых образцах, что приводит к снижению эффективности самосохранения при увеличении толщины образца от 1 до 3 мм. Обратим внимание на то обстоятельство, что сокращенные импульсы, наблюдаемые в дальней зоне, близки к спектрально-ограниченным для обоих образцов. Из этого следует, что в нашем случае дисперсия не влияет на условия формирования спектрально-ограниченного импульса, но приводит к увеличению его длительности вследствие расплывания во времени исходного импульса.

### 3. Заключение

Установлено, что даже при использовании образцов с толщиной, много меньшей дисперсионной длины для исходного импульса, роль дисперсии в условиях действия ФСМ существенна, и она накладывает ограничения на

выбор оптимальной толщины образца, используемого для самосохранения фемтосекундных импульсов. Согласно численному моделированию в условиях проводимых экспериментов дисперсионное расплывание исходного импульса приводит к уменьшению производной нелинейной фазы на выходе из образца, что соответствует экспериментально наблюдаемому уменьшению спектрального сдвига и ширины спектра сокращённого импульса. Результаты численного моделирования свидетельствуют также о том, что вне зависимости от толщины используемых образцов на переднем фронте исходного импульса реализуются условия формирования спектрально-ограниченного сокращённого импульса. Это подтверждается результатами экспериментальных исследований, в которых длительности сокращённых импульсов были близки к спектрально-ограниченным для образцов толщиной как 1, так и 3 мм, но отличались в полтора раза.

Из полученных результатов следует, что наиболее перспективными для реализации исследуемого механизма самосохранения фемтосекундных импульсов являются оптические материалы с большой нелинейностью показателя преломления и наименьшей дисперсией групповых скоростей. В области длин волн 480 нм к таким материалам можно отнести  $\text{CaF}_2$  ( $n_2 = 4 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$  [17],  $GVD = 53 \text{ фс}^2/\text{мм}$  [18], тогда как у кварца  $n_2 = 2.2 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$  [19] и  $GVD = 75 \text{ фс}^2/\text{мм}$  [16]). В этой связи следует подчеркнуть, что вышеуказанные требования проще выполнить в ближней ИК области для излучения первой гармоники  $\text{Ti}:\text{сапфирового}$  лазера, т.к. в этом случае, как правило, значение нелинейного показателя преломления мало отличается от значений, характерных для видимого диапазона, а дисперсия существенно ниже.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом» и Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

1. Kobayashi T., Shirakawa A., Fuji T. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **7**, 525 (2001).
2. Zhou M.L., Yan X.Q., Mourou G., Wheeler J.A., Bin J.H., Schreiber J., Tajima T. *Phys. Plasmas*, **23**, 043112 (2016).
3. Witte S., Zinkstok R.T., Hogervorst W., Eikema K.S. *Opt. Express*, **13**, 4903 (2005).

4. Rolland C., Corkum P.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 641 (1988).
5. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2793 (1996).
6. Stibenz G., Zhavoronkov N., Steinmeyer G. *Opt. Lett.*, **31**, 274 (2006).
7. Ashihara S., Nishina J., Shimura T., Kuroda K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 2505 (2002).
8. Аристов А.И., Грудцын Я.В., Михеев Л.Д., Поливин А.В., Степанов С.Г., Трофимов А.В., Яловой В.И. *Квантовая электроника*, **42**, 1097 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 1097 (2012)].
9. Алексеев С.В., Аристов А.И., Грудцын Я.В., Иванов Н.Г., Ковальчук Б.М., Лосев В.Ф., Мамаев С.Б., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Поливин А.В., Степанов С.Г., Ратахин Н.А., Яловой В.И., Ястремский А.Г. *Квантовая электроника*, **43**, 190 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 190 (2013)].
10. Грудцын Я.В., Зубарев И.Г., Корибут А.В., Кучик И.Е., Мамаев С.Б., Михеев Л.Д., Семёнов С.Л., Степанов С.Г., Трофимов В.А., Яловой В.И. *Квантовая электроника*, **45**, 415 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 415 (2015)].
11. Grudtsyn Ya.V., Koribut A.V., Trofimov V.A., Mikheev, L.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **35**, 1054 (2018).
12. Грудцын Я.В., Корибут А.В., Михеев Л.Д., Трофимов В.А. *Квантовая электроника*, **48**, 306 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 306 (2018)].
13. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
14. Vrabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
15. Skupin S., Bergé L. *Phys. D: Nonlinear Phenomena*, **220**, 14 (2006).
16. Malitson I. H. *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 1205 (1965).
17. Levenson M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **10**, 110 (1974).
18. Malitson I.H. *Appl. Opt.*, **2**, 1103 (1963).
19. DeSalvo R., Said A.A., Hagan D.J., Van Stryland E.W., Sheik-Bahae M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1324 (1996).