

Характеризация сверхкоротких тераваттных лазерных импульсов методом пространственно-кодированной интерферометрии спектральной фазы

© Я.О. Романовский¹, А.В. Митрофанов^{2,3,4}, П.А. Щеглов⁴, М.М. Назаров⁴, Д.А. Сидоров-Бирюков^{1,2,4}

¹ Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

² Российский квантовый центр, 121205 ИЦ Сколково, Москва, Россия

³ ИПЛИТ РАН — филиал ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН, 140700 Шатура, Московская обл., Россия

⁴ НИЦ „Курчатовский институт“, 123182 Москва, Россия

e-mail: romanovskii.io17@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 08.12.2022 г.

В окончательной редакции 29.12.2022 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Методом пространственно-кодированной интерферометрии спектральной фазы экспериментально охарактеризованы тераваттные лазерные импульсы, полученные в процессе временного сжатия при нелинейном уширении спектра в тонких стеклах с последующей компенсацией дисперсии chirпированными зеркалами. Предложенный способ позволил восстановить спектральную и временную фазу сжатых 16 fs лазерных импульсов с энергией до 20 мДж в режиме одного выстрела с разрешением по пространству.

Ключевые слова: сверхкороткие фемтосекундные импульсы, уширение спектра в прозрачных диэлектриках, пространственно-кодированная интерферометрия спектральной фазы.

DOI: 10.21883/OS.2023.02.55009.9-23

Введение

Изучение физических процессов и новых явлений при воздействии на вещество сверхкоротких мощных импульсов является актуальной задачей современной физики. Мощные лазерные системы представляют собой уникальный инструмент для проведения фундаментальных исследований и развития технологий в области физики, астрономии, химии и биологии [1]. Важным направлением развития мультитераваттных лазерных систем является разработка методов дополнительной внешней компрессии лазерных импульсов до длительностей на уровне нескольких циклов осцилляций поля [2,3]. Развитие данного направления необходимо не только с точки зрения дальнейшего повышения пиковой мощности импульсов, но также и в задачах, где принципиально необходимо использование импульсов релятивистской интенсивности с длительностью несколько периодов поля, например таких как генерация аттосекундных импульсов от поверхности твердотельной мишени [4]. Использование механизмов компрессии мультитераваттного лазерного излучения для достижения субэксаваттных [5] и эксаваттных [6,7] мощностей позволит выходить на ультрарелятивистские режимы взаимодействия с веществом. На сегодняшний день одним из наиболее многообещающих подходов для использования в мультитераваттных лазерных системах

является метод на основе уширения спектра мощных импульсов в тонких стеклах с дальнейшей компенсацией фазы chirпированными зеркалами [2,3,6,8–10]. Сообщается о компрессии импульсов джоулевого уровня энергии (около 100 ТВт пиковая мощность) с длительности 24 fs до длительности 13 fs [8] и с 23 fs до 9.7 fs [9] с предварительной очисткой пространственной моды пучка при помощи специального пространственного фильтра. Данный метод сжатия во времени лазерных импульсов сильно чувствителен к распределению интенсивности по поперечному сечению пучка и ее флуктуации от импульса к импульсу, поэтому важно иметь возможность контролировать длительность и спектральную фазу за один лазерный выстрел с пространственным разрешением.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты характеризации лазерных импульсов с пиковой мощностью 1 ТВт, полученных методом временного сжатия при нелинейном уширении спектра в тонких стеклах с последующей компенсацией дисперсии chirпированными зеркалами. Для временной характеризации импульсов нами был собран аппарат SEA-F-SPIDER [11]. Лазерные импульсы на центральной длине волны 800 нм с начальной длительностью 27 fs были сжаты до длительности 16 fs и полностью охарактеризованы в одноимпульсном режиме с разрешением по поперечному сечению пучка.

Экспериментальная часть

В эксперименте (схема на рис. 1, *a*) использовалась титан-сапфировая лазерная система [12,13] с импульсами длительностью 27 fs, энергиями 10–20 мДж и диаметром пучка порядка 65 мм. Излучение фокусировалось сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 250 см в вакуумной системе, состоящей из двух вакуумных камер, соединенных протяженной трубой, с давлением менее 10^{-5} mbar. При данном давлении не наблюдалось нелинейное искажение фазы импульса в фокусе пучка за счет взаимодействия с остаточным газом. В трубе находились две тонкие стеклянные пластины (1 мм BK7): первую помещали на расстоянии 110 см до фокуса, а вторую — на расстоянии 75 см после фокуса. Расстояние подбиралось таким образом, чтобы для наибольшего уширения спектра избежать оптического пробоя и существенных нелинейных искажений. Далее излучение заводилось во вторую вакуумную камеру, в которой отраженное от поверхности клина излучение лазера направлялось на плоское зеркало, а затем на находящийся на расстоянии 315 см от фокуса телескоп для коллимации и уменьшения диаметра пучка. Апертура зеркал телескопа составляла 50 мм и позволяла сохранить практически полное сечение пучка. Прошедшее через клин лазерное излучение выводилось из камеры и рассеивалось на поглотителе. После прохождения телескопа диаметр коллимированного пучка составлял около 20 мм, далее излучение направлялось на выходное окно второй вакуумной камеры толщиной 1 мм, изготовленное из стекла марки BK7 (W2). Прямые измерения спектра проводились спектрометром Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR. Для компенсации чирпа использовалось пять отражений от чирпированных зеркал (Thorlabs UMC10-15FS, одно отражение -54 fs²), пучок заводился на них при помощи пары откидных зеркал. Длительность исходного импульса определялась коммерческим аппаратом Wizzler [14]. Принцип работы аппарата основывается на методе спектральной интерферометрии неизвестного импульса с его репликой, получаемой в нелинейном процессе генерации кросс-поляризованной волны [15] и имеющей плоскую спектральную фазу. При этом влияние кварцевого выходного окна W1 было компенсировано дополнительной парой чирпированных зеркал, не показанных на схеме.

Для характеристики фазы и длительности импульсов после сжатия чирпированными зеркалами на основе методики пространственно-кодированной интерферометрии спектральной фазы для прямого восстановления электрического поля (SEA-F-SPIDER) [11] нами был сконструирован и собран прибор, позволяющий осуществлять характеристику временного профиля импульса с пространственным разрешением вдоль одной координаты пучка. Важно отметить, что выбранная нами методика не вносит искажения в исследуемый импульс, так как непосредственно в аппарате для его характеристики используется только отражающая оптика, что

особенно важно при работе с импульсами длительностью несколько циклов поля. Более того, восстановление спектральной и временной фаз происходило на основе данных, полученных за один лазерный импульс, что позволяло избежать ошибок усреднения, связанных с флуктуациями интенсивности лазерного излучения. Базовая идея спектрально сдвиговой интерферометрии состоит в записи интерференции между парой спектрально сдвинутых друг относительно друга импульсов. Для этого создаются две копии исследуемого импульса с помощью нелинейного частотного взаимодействия с парой вспомогательных импульсов. Спектрально сдвинутые друг относительно друга на величину Ω копии интерферируют на входной щели спектрометра. В реализации SEA-F-SPIDER плотность интерференционных полос определяется пространственным углом между копиями исследуемого импульса. Вспомогательные квазимонохроматические импульсы создаются путем пропускания части измеряемого сигнала через узкополосные интерференционные фильтры. Спектральный сдвиг Ω достигается вращением одного фильтра относительно другого. Результирующая интерферограмма с разрешением по спектру вдоль одной координаты дает двумерное изображение, записываемое ПЗС-камерой.

На рис. 1, *b* изображена схема собранного нами аппарата SEA-F-SPIDER. Для характеристики фазы исследуемого импульса его часть отражается от светоделительной пластины BS1, после отражается от клина для выравнивания плеч по энергии и направляется в нелинейный кристалл. Прошедшая BS1 часть импульса направляется в BS2 и разделяется на два импульса с примерно равными энергиями. Эти два пучка проходят узкополосные спектральные фильтры SF1, Edmund Optics: 785 nm (FWHM 2.98 nm); SF2, 810 nm (FWHM 3 nm) для создания пары вспомогательных пучков. Изменение угла установки SF2 определяет величину спектрального сдвига Ω . Спектральный сдвиг выбирается таким образом, чтобы он составлял $1/10$ – $1/20$ от ширины спектра исследуемого импульса, так как сдвиг не должен быть настолько большим, чтобы интервал дискретизации фазы превышал предел Найквиста и в то же время не должен быть настолько малым, чтобы спектральная разность фаз не различалась спектрометром [16]. Коллинеарные исследуемый и два вспомогательных пучка фокусируются параболическим зеркалом (фокусное расстояние 10 см) в нелинейном кристалле ВВО (толщина 10 μ m, I тип фазового синхронизма) для генерации двух копий исследуемого импульса на суммарной частоте. После кристалла две сдвинутые по частоте копии распространяются в разных направлениях и отделяются от вторых гармоник исследуемого и вспомогательных импульсов с помощью маски, после чего сферическим зеркалом (SM) с фокусным расстоянием 10 см фокусируются с увеличением на вход спектрометра, находящегося на расстоянии 135 см от SM. В качестве 2D-спектрометра использовался Solar

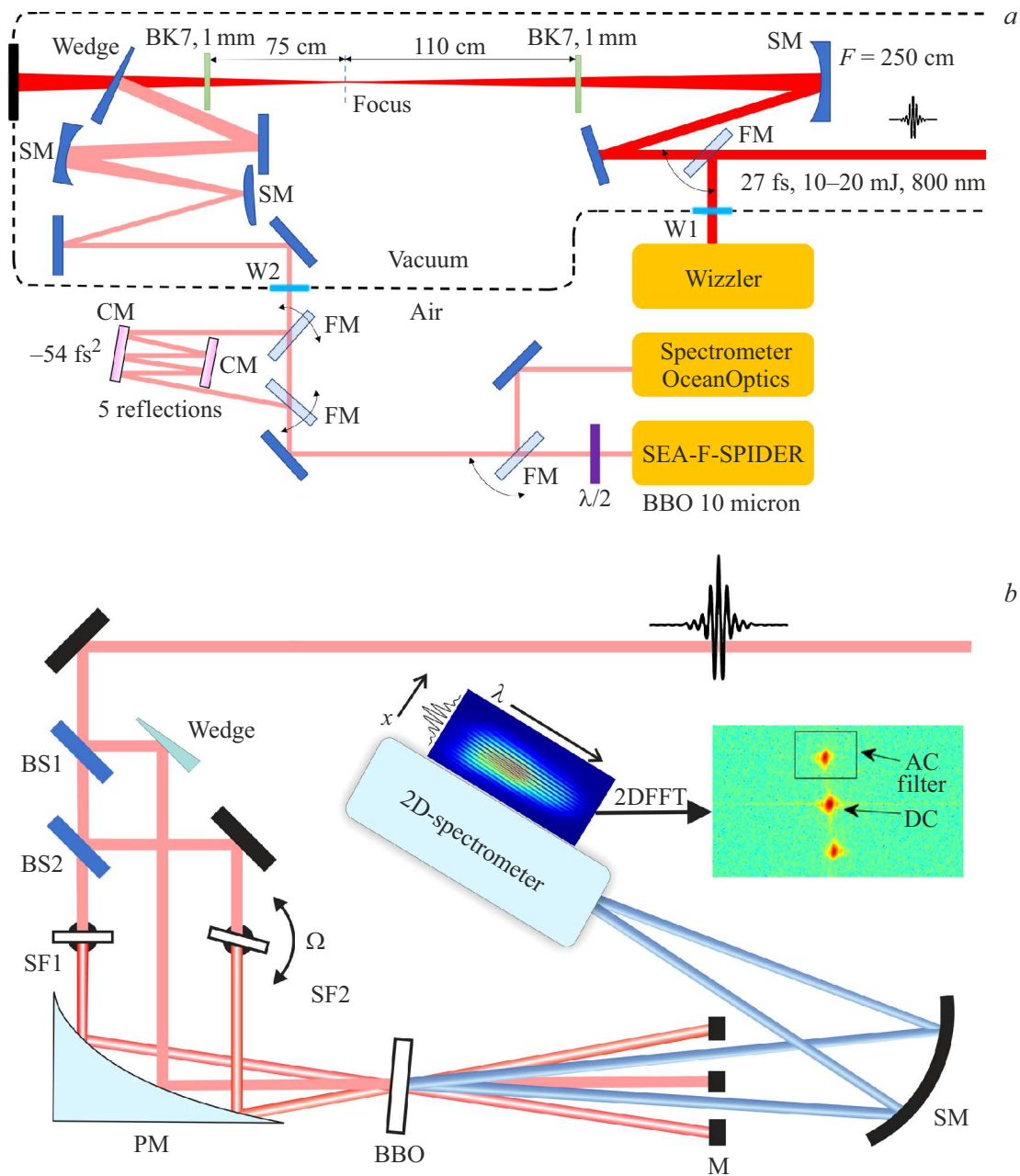


Рис. 1. Схема эксперимента (а) и собранного аппарата SEA-F-SPIDER (b). SM — сферические зеркала, W1 и W2 — окна вакуумных камер, CM — чирпированные зеркала, FM — откидные зеркала, $\lambda/2$ — широкополосная полуволновая пластина, BS1, BS2 — светоделительные пластины, SF1, SF2 — узкополосные спектральные фильтры, PM — параболическое зеркало, BBO — нелинейный кристалл, M — маска.

SDH-IV, имеющий схему Черни–Тернера, на котором вместо родной линейной ПЗС-матрицы была установлена камера Thorlabs VC106-VIS (12 bit, рабочая область 1360×640 pixels). 2D-спектрометр был прокалиброван по длине волны при помощи отдельных сравнительных измерений с спектрометром Ocean Optics. Данные с камеры регистрируются компьютером и обрабатываются программой на языке Matlab, основанной на алгоритме восстановления фазы SPIDER [16], учитывая пространственное разрешение вдоль одной из координат.

Результаты эксперимента

Измерения для спектрального уширения в диэлектрике проводились для импульсов с энергиями 10 и 20 мДж. Начальная длительность импульса составляла 27 fs, ширина спектра 76 nm (здесь и далее ширина спектра приводится на уровне e^{-2}). После прохождения пары пластин BK7 толщиной 1 mm каждая спектр импульса с энергией 10 мДж уширился до 98 nm (45.6 THz). График спектра в логарифмическом масштабе и восста-

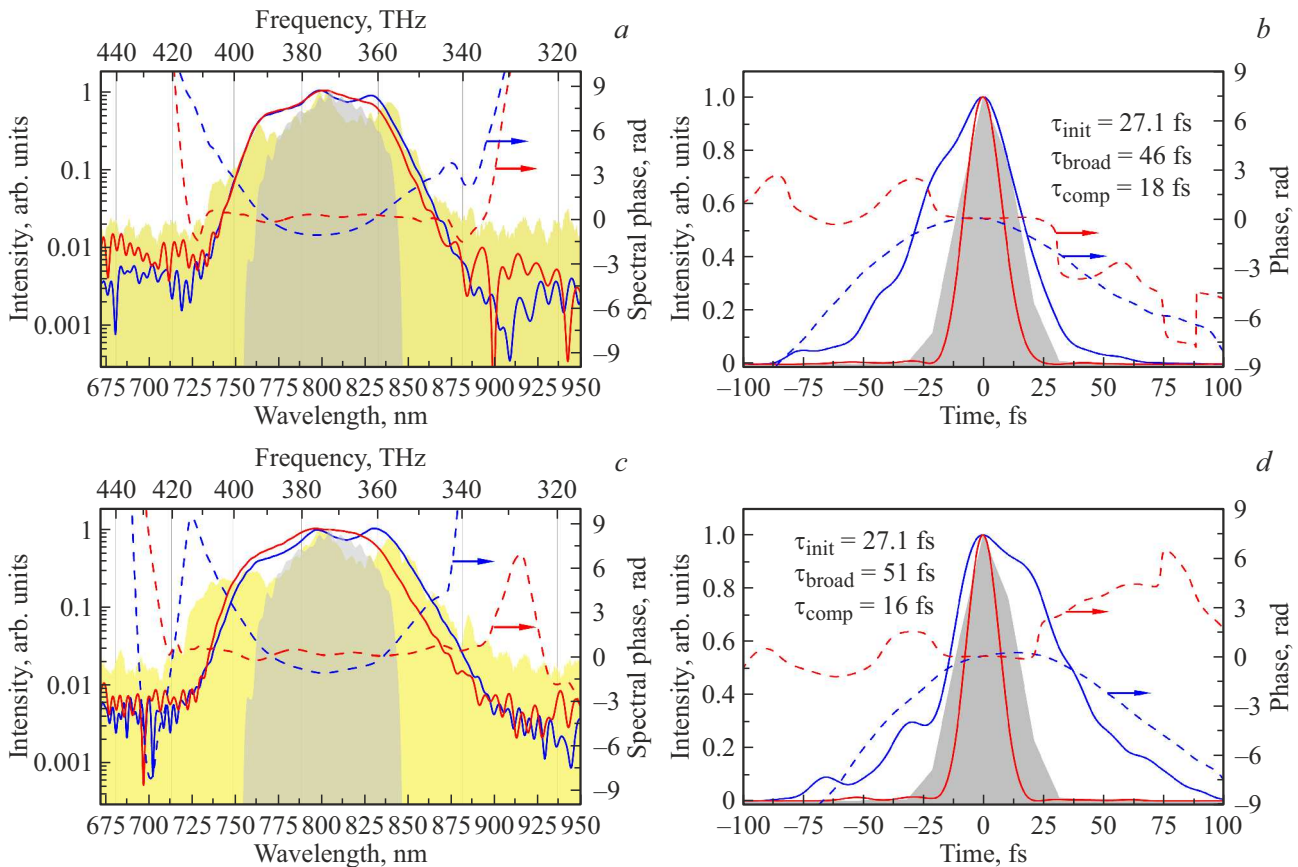


Рис. 2. Спектральная и временная интенсивности и фаза. 10 мJ — импульс (a) и (b), 20 мJ импульс — (c) и (d). Серый цвет (заливка) — спектр и временная интенсивность исходного импульса (измерены при помощи Wizzler). Желтый цвет (заливка) — уширенный спектр (сглажен скользящим средним по 15 точкам, измерен при помощи спектрометра OceanOptics) импульса после прохождения стеклянных пластин. Синяя сплошная линия и синяя прерывистая — соответственно интенсивность и фаза импульса с уширенным спектром без компенсации chirpa (получены из SPIDER), красная сплошная и прерывистая — интенсивность и фаза сжатого импульса с уширенным спектром после компенсации chirpa (получены из SPIDER).

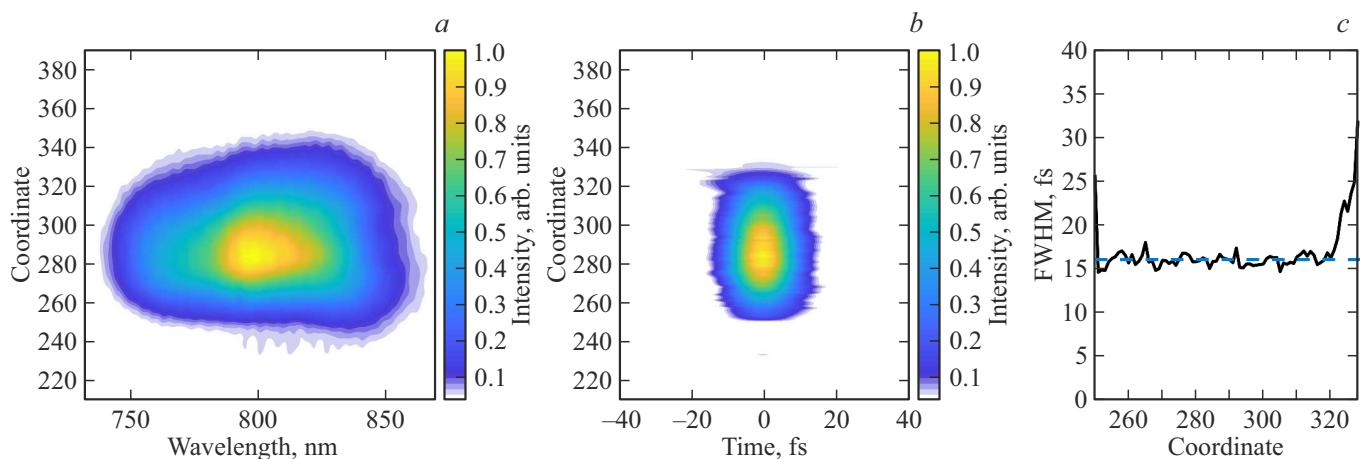


Рис. 3. 20 мJ импульс. (a) профиль спектральной интенсивности, полученный из интерферограммы SPIDER, (b) пространственно-временная структура импульса, (c) FWHM импульса вдоль пространственной координаты — черная линия, синяя линия — 16 fs, соответствующая FWHM вдоль координаты с максимальной интенсивностью.

новленной спектральной фазы представлен на рис. 2, a. Временной профиль и фаза представлены на рис. 2, b.

Длительность импульса после уширения спектра без компенсации chirpa составила 46 fs, а после пяти отраже-

ний от chirпированных зеркал (суммарно -270 fs^2) сжатый импульс имеет длительность 18 fs . На энергии 20 mJ ширина спектра в результате фазовой самомодуляции увеличилась до 113 nm (52.5 THz), длительность уширенного и сжатого импульсов 51 и 16 fs соответственно (рис. 2, *c, d*). На данных энергиях видно хорошее соответствие ширины спектра, полученного как при помощи аппарата SEA-F-SPIDER, так и измеренного напрямую спектрометром Ocean Optics. Кроме того, подобранное нами количество отражений от chirпированных зеркал оптимально, о чем свидетельствует практически плоская фаза и компенсированный вызванный фазовой самомодуляцией chirп, позволивший в итоге сжать на этих энергиях импульс в 1.7 раза.

Примененная нами методика позволяет получать из регистрируемых интерферограмм всю информацию об импульсе вдоль пространственной координаты. При обработке интерферограмм используется 2D-преобразование Фурье, результат которого виден на вставке схемы на рис. 1, *b*: картина содержит один центральный (DC) и два симметричных (AC) пика. AC-пики несут информацию о спектральной фазе импульса [11,16], а центральный — о его спектральной интенсивности. Проводя фильтрацию DC-пика и обратное 2D-преобразование Фурье, можно получить профиль спектральной интенсивности исследуемого импульса. На рис. 3, *a* изображены восстановленные программой профиль спектральной интенсивности сжатого импульса для всех поперечных сечений пучка с начальной энергией 20 mJ , на рис. 3, *b* — его пространственно-временная структура. Измерения вдоль пространственной координаты пучка показали однородный характер уширения спектра и одинаковую длительность сжатого импульса (рис. 3, *c*). Видно, что практически по всей поперечной координате пучка его длительность сохраняется на уровне 16 fs , соответствующей длительности импульса в сечении с максимумом интенсивности.

Заключение

Таким образом, была продемонстрирована реализация техники полной характеристики лазерных импульсов после их временного сжатия chirпированными зеркалами при нелинейном уширении спектра тераваттного излучения в тонких пластинах диэлектрика. Характеризация лазерных импульсов выполнялась с помощью методики SEA-F-SPIDER, позволяющей осуществлять восстановление фазы и длительности сверхкоротких импульсов вдоль одной пространственной координаты. Лазерные импульсы с начальной длительностью 27 fs и энергией до 20 mJ были спектрально уширены в двух стеклянных пластинах до 113 nm по уровню e^{-2} , что позволило сжать их до 16 fs .

Благодарности

Авторы выражают искреннюю признательность научному руководителю лаборатории Фотоники и нелинейной спектроскопии — профессору А.М. Желтикову, под руководством которого выполнялись исследования.

Финансирование работы

Исследование было частично поддержано за счет гранта Российского научного фонда 22-22-00964. Обучение Я.О. Романовского было поддержано Фондом развития теоретической физики и математики „БАЗИС“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.М. Желтиков. *Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики* (Физматлит, 2006).
- [2] E.A. Khazanov. *Quantum Elect.*, **52** (3), 208 (2022). DOI: 10.1070/QEL18001
- [3] T. Nagy, P. Simon, L. Veisz. *Advances in Physics: X*, **6** (1), 1845795 (2021). DOI: 10.1080/23746149.2020.1845795
- [4] O. Jahn, V.E. Leshchenko, P. Tzallas, A. Kessel, M. Krüger, A. Münzer, S.A. Trushin, G.D. Tsakiris, S. Kahaly, D. Kormin, L. Veisz, V. Pervak, F. Krausz, Z. Major, S. Karsch. *Optica*, **6**, 280–287 (2019). DOI: 10.1364/OPTICA.6.000280
- [5] A.A. Voronin, A. M. Zheltikov, T. Ditmire, B. Rus, G. Korn. *Opt. Commun.*, **291**, 299–303 (2013). DOI: 10.1016/j.optcom.2012.10.057
- [6] G. Mourou, S. Mironov, E. Khazanov, A. Sergeev. *The European Phys. J. Special Topics*, **223** (6), 1181–1188 (2014). DOI: 10.1140/epjst/e2014-02171-5
- [7] А.А. Воронин, А.М. Желтиков. *УФН*, **186** (9), 957–966 (2016). DOI: 10.3367/UFNe.2016.02.037700
- [8] S.Yu. Mironov, S. Fourmaux, P. Lassonde, V.N. Ginzburg, S. Payeur, J.-C. Kieffer, E.A. Khazanov, G. Mourou. *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 241101 (2020). DOI: 10.1063/5.0008544
- [9] J.I. Kim, Y.G. Kim, J.M. Yang, J.W. Yoon, J.H. Sung, S.K. Lee, C.H. Nam. *Optics Express*, **30** (6), 8734–8741 (2022). DOI: 10.1364/OE.452224
- [10] M. Stanfield, N.F. Beier, S. Hakimi, H. Allison, D. Farinella, A. E. Hussein, T. Tajima, F. Dollar. *Opt. Express*, **29**, 9123–9136 (2021). DOI: 10.1364/OE.417404
- [11] T. Witting, F. Frank, C.A. Arrell, W.A. Okell, J.P. Marangos, J.W. Tisch. *Opt. Lett.*, **36** (9), 1680–1682 (2011). DOI: 10.1364/OL.36.001680
- [12] М.М. Назаров, А.В. Митрофанов, Д.А. Сидоров-Бирюков, М.В. Часчин, П.А. Шчеглов, А.М. Желтиков, В.В. Паченко. *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, **41** (9), 1069–1081 (2020). DOI: 10.1007/s10762-020-00689-z
- [13] М.В. Ковальчук, М.М. Борисов, А.А. Гарматина, В.М. Гордиенко, А.М. Желтиков, В.В. Квардаков, В.Н. Корчуганов, И.А. Лихачёв, Е.И. Мареев, А.В. Митрофанов, М.М. Назаров, Э.М. Пашаев, Ф.В. Погёмкин, Я.О. Романовский, Е.Б. Руднева, Д.А. Сидоров-Бирюков, И.А. Суб-

- ботин, М.В. Чашин, П.А. Щеглов, В.Я. Панченко. Кристаллография, **67** (5), 771–784 (2022). [M.V. Kovalchuk, M.M. Borisov, A.A. Garmatina, V.M. Gordienko, A.M. Zheltikov, V.V. Kvardakov, V.N. Korchuganov, I.A. Likhachev, E.I. Mareev, A.V. Mitrofanov, M.M. Nazarov, E.M. Pashaev, F.V. Potemkin, Ya.O. Romanovskii, E.B. Rudneva, D.A. Sidorov-Biryukov, I.A. Subbotin, M.V. Chashchin, P.A. Shcheglov, V.Ya. Panchenko. Crystallography Rep., **67**, 717–728 (2022). DOI: 10.1134/S106377452205008X].
- [14] FASTLITE [Электронный ресурс]. URL: <https://fastlite.com/products/wizzler-ultrafast-pulse-measurement/>
- [15] T. Oksenhendler. arXiv:1204.4949 (2012). DOI: 10.48550/arXiv.1204.4949
- [16] C. Iaconis, I.A. Walmsley. IEEE J. Quantum Electronics, **35** (4), 501–509 (1999). DOI: 10.1109/3.753654