

СТАБИЛИЗАЦИЯ ГЕНЕРАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЛАЗЕРЕ С ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД НА КРИСТАЛЛЕ $Mg_2SiO_4:Cr^{4+}$ ЗА СЧЕТ СПЕКТРАЛЬНОЙ РАЗГРУЗКИ РЕЗОНАТОРА В БОКОВЫЕ КОМПОНЕНТЫ КЕЛЛИ

А. А. Иванов ^{a,b,c}, А. А. Ланин ^{b,c}, А. А. Воронин ^{b,c}, Е. В. Жариков ^d, А. Б. Федотов ^{b*}

^a Центр фотохимии Российской академии наук,
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
119333, Москва, Россия

^b Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет
119991, Москва, Россия

^c Российский квантовый центр
143025, Сколково, Московская обл., Россия

^d Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 сентября 2023 г.,
после переработки 16 октября 2023 г.
Принята к публикации 18 октября 2023 г.

Повышение эффективности и стабильности генерации фемтосекундных импульсов в твердотельных лазерах имеет в настоящее время большую технологическую значимость, сохраняя при этом необходимость проведения исследований ряда физических вопросов. Переменное действие мгновенной керровской нелинейности в кристалле, необходимой для пассивной синхронизации мод резонатора, и дисперсии призмных элементов, необходимой для генерации сверхкоротких импульсов, неизбежно приводит к регулярному возмущению формы генерирующихся импульсов. В работе исследуются режимы трансформации потерь лазерного генератора фемтосекундных импульсов с пассивной синхронизацией мод на кристалле $Mg_2SiO_4:Cr^{4+}$ (хром-форстерит) при достижении внутрирезонаторной пиковой мощности поля порядка 2 МВт, близкой к критической мощности самофокусировки. Анализ спектров и длительностей импульсов в различных частях резонатора показывает, что поддержка квазисолитонного режима генерации импульсов с предельной для лазера пиковой мощностью проводится за счет удаления лишней энергии из резонатора через генерацию спектральных компонент Келли и уширения спектра импульса за полосу усиления активной среды. Сильное уширение спектра импульса в кристалле нарушает баланс дисперсионного и нелинейного фазовых набегов и приводит к деформации формы генерируемого импульса. Возникающие за счет нелинейного преобразования в кристалле дополнительные пассивные потери существенно снижают эффективность лазерной генерации импульсов с предельными по пиковой мощности параметрами.

DOI: 10.31857/S0044451024020056

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхкороткие лазерные импульсы уже два десятилетия широко используются в фундаментальных физических исследованиях: в области взаимодействия экстремальных электрических полей с веществом [1,2], науках о материалах [3], астрономии [4] и метрологии [5]. Развитие источников фемтосекундных импульсов привело к появлению новых мето-

* E-mail: a.b.fedotov@physics.msu.ru

дов неинвазивной визуализации биологических тканей с субклеточным пространственным разрешением на основе классических явлений нелинейной оптики: генерации оптических гармоник и двухфотонного возбуждения флуоресценции [6, 7]. Объединение нескольких техник в мультимодальный инструмент визуализации открывает широкие возможности проведения оптической биопсии [8], внутриоперационной гистологии [9] и прижизненной безмаркерной визуализации [10, 11], но выставляет высокие требования к параметрам лазерного источника. Генераторы фемтосекундных импульсов на кристалле $\text{Mg}_2\text{SiO}_4:\text{Cr}^{4+}$ (хром-форстерит) [12] занимают особое место в многофотонной микроскопии и нелинейной спектроскопии живых систем вследствие того, что излучение на центральной длине волны 1.25 мкм обладает сравнительно большой глубиной проникновения в биологические ткани, что позволяет восстанавливать пространственное распределение флуоресцентных маркеров с большой глубины при двухфотонном возбуждении, а генерирующиеся вторая и третья гармоники попадают в области прозрачности тканей вблизи 630 нм и 420 нм [13–16]. Увеличение пиковой мощности импульсов генератора особенно важно для повышения чувствительности нелинейно-оптической спектроскопии и радикального увеличения глубины визуализации микроскопии за счет трехфотонного возбуждения флуоресценции [17–20].

Высокая пиковая мощность выходных импульсов лазера достигается при росте энергии и уменьшении длительности импульсов при аккуратной настройке суммарной дисперсии групповых задержек резонатора (ДГЗ), равной сумме дисперсии групповых задержек второго порядка каждого элемента резонатора, во всем диапазоне длин волн полосы усиления кристалла. В типичном солитон-подобном лазере с пассивной синхронизацией мод добавка энергии, которую получает импульс на каждом обходе резонатора в активной среде, не соответствует в полной мере временному и спектральному профилю фундаментального солитона. Периодические возмущения дисперсии, нелинейности и усиления импульса при его распространении в лазерном резонаторе приводят к тому, что вследствие фазового согласования и различных групповых скоростей солитонного импульса и дисперсионных волн [21] (ДВ, световые волны низкой интенсивности) часть энергии солитона неизбежно перетекает в дисперсионные волны в процессе приобретения усиленным импульсом необходимой формы для реализации баланса воздействия нелинейности и дисперсии

на импульс. Наиболее ярко это проявляется в волоконных импульсных лазерах в качестве формирования симметричных спектральных компонент Келли за счет растянутых вдоль большей части резонатора физических процессов нелинейной модификации фазы и относительно слабого усиления [22–24]. Экспоненциальный рост таких паразитных компонент на краях спектра солитона приводит к конкуренции за энергию накачки и нелинейному кросс-взаимодействию с основным импульсом, проявляющееся в нестабильности мощности и потере генерации солитон-подобных импульсов [25]. Ограниченное воздействие спектральных компонент Келли в волоконных лазерах на генерацию объясняется относительно малой шириной усиления допированных ионами редкоземельных металлов световодов [26]. Однако привнесение дополнительных потерь на длинах волн компонент Келли при помощи спектральных фильтров позволяет улучшить стабильность лазера: уменьшить шумы мощности, временной джиттер и увеличить временную контрастность огибающей интенсивности [27, 28]. В твердотельных лазерах компоненты Келли также могут оказывать негативное влияние на стабильность импульсной лазерной генерации, хотя наблюдать их сложнее из-за разнесенных в пространстве нелинейного воздействия на импульс и ее компенсация в призменном компрессоре или chirпированных зеркалах. В фемтосекундных лазерах на кристаллах хром-форстерита нелинейный набег фазы проявляется сильнее, чем в других твердотельных лазерах, из-за использования более длинных активных элементов вследствие сравнительно невысокого коэффициента поглощения накачки [29, 30]. Это неизбежно приводит к уширению спектра, нелинейно-оптическому преобразованию импульса и дополнительным пассивным потерям. Селективное выведение из резонатора излучения на частотах генерирующихся компонент Келли может повысить энергию поддерживающегося квазисолитонного импульса.

В данной работе мы исследуем влияние разгрузки резонатора лазера на кристалле хром-форстерита с пассивной синхронизацией мод на керровской нелинейности, генерирующего квазисолитонные импульсы длительностью до 30 фс, и внутрирезонаторной пиковой мощностью до 2.2 МВт, сопровождающиеся сильными компонентами Келли, на возможность поддерживать стабильный режим генерации при сильной накачке. Проведены исследования спектров и длительностей излучения в различных точках резонатора при варьировании коэффициента пропускания выходного зеркала.

Показано влияние фазовой самомодуляции импульсов на предельную интенсивность генерируемых импульсов. Показано, что при генерации предельно коротких импульсов высокой интенсивности в кристалле хром-форстерита происходит спектральная трансформация импульсов, приводящая к росту пассивных потерь в резонаторе лазера.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Экспериментальные исследования особенностей формирования спектральных компонент Келли в твердотельном лазере проводились на макете фемтосекундного хром-форстеритного лазера с пассивной синхронизацией мод на керровской нелинейности, собранный по стандартной Z-образной схеме для компенсации aberrаций пучка в активном элементе с возможностью варьировать выходные зеркала M1 (рис. 1a). Излучение накачки волоконного иттербиевого лазера (ИРЭ-Полюс, Россия) мощностью 14 Вт фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 15 см через сферическое зеркало M2 в поддерживаемый при температуре +5°C кристалл Mg₂SiO₄:Cr⁴⁺ длиной 15 мм с торцами, вырезанными под углом Брюстера. Коэффициент поглощения кристалла на длине волны 1064 нм составлял 1 см⁻¹. Коллимация люминесценции из кристалла осуществлялась сферическими зеркалами M2 и M3 с радиусом кривизны 15 см. Пара почти равносторонних призм из стекла SF14, разнесенных на расстояние 35 см друг от друга, использовалась для компенсации нормальной дисперсии групповых задержек резонатора и для тонкой подстройки дисперсии. Плоское зеркало M5, выводящее длинноволновое излучение из резонатора, имело границу прозрачности на длине волны 1490 нм.

Характеризация излучения проводилась за выходным зеркалом M1 и зеркалом M5. Спектры регистрировались InGaAs-спектрометром SDH-IV (СОЛАР ЛС, Республика Беларусь). Корреляционные функции импульсов регистрировались сканирующим автокоррелятором АА-М (Авеста-Проект, Россия). Средняя мощность излучения регистрировалась тепловым измерителем мощности 407-А (Spectra-Physics, США). Частота следования импульсов составляла 100 МГц и контролировалась лавинным германиевым фотодиодом ФД-2Г (СССР). В работе был проведен анализ особенностей генерации импульсов и спектральных компонент Келли при пассивной синхронизации мод в лазере при

фиксированном уровне накачки и варьируемом пропуски выходного зеркала M1 от 10% до 0.2% в окне 1200–1350 нм (рис. 1b). Для каждого выходного зеркала резонатор лазера настраивался на максимальную среднюю мощность в режиме стабильной импульсной генерации. Выходная средняя мощность лазера в фемтосекундном режиме генерации была примерно на 5–10% выше, чем в непрерывном режиме генерации для одинаковой юстировки оптических элементов резонатора. Дискриминация такого уровня между непрерывным и импульсным режимами обеспечивала стабильную работу лазера в импульсном режиме. Лазер переходил из непрерывного в импульсный режим самопроизвольно или при незначительной флуктуации, вызванной легким ударом по оптическому столу.

3. РАСЧЕТ ДИСПЕРСИИ РЕЗОНАТОРА

Солитонные твердотельные лазеры с пассивной синхронизацией, в том числе на кристалле хром-форстерита, обеспечивают стабильную генерацию сверхкоротких импульсов в режиме аномальной суммарной ДГЗ резонатора (рис. 2), которые для краткости будем называть «солитонами».

Оформление такого импульса обусловлено взаимно компенсирующими за полный обход резонатора воздействиями нелинейного набега фазы

$$\phi_{nl} = 2\gamma Pl_{cr},$$

где

$$\gamma = \frac{\omega n_0 n_2}{c A},$$

l_{cr} , n_0 , n_2 — длина, линейный и нелинейный показатели преломления кристалла соответственно, A — эффективная нелинейная площадь моды в кристалле, и суммарного дисперсионного набега фазы

$$\phi_d = \frac{1}{2}\omega_s^2 \sum D_i,$$

где

$$\omega_s^2 = \frac{1}{\tau_s^2} = \left(\frac{1.76}{\tau}\right)^2$$

— спектральная ширина солитона, а τ — длительность по полувысоте, D_i — дисперсия групповой задержки i -го элемента резонатора. Условие существования солитона

$$\sum D_i = D_{cr} + D_{pr} + D_{co} < 0, \quad (1)$$

где

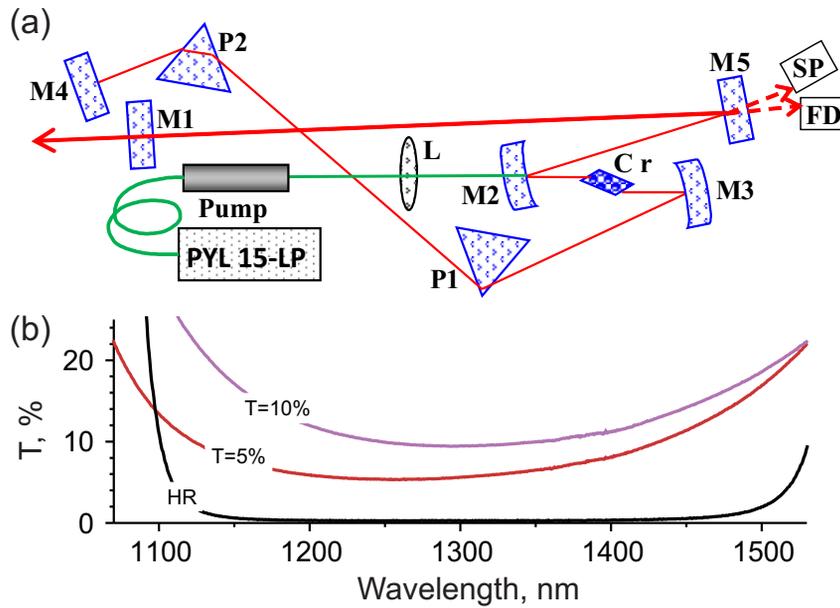


Рис. 1. *a* — Оптическая схема резонатора лазера: M1 — выходное зеркало, M2, M3 — сферические зеркала с радиусом кривизны 15см; M4, M5 — плоские зеркала; P1, P2 — призмы из стекла SF14; Cr — кристалл $Mg_2SiO_4:Cr^{4+}$; Pump — коллиматор иттербиевого волоконного лазера накачки PYL15-LP; L — линза излучения накачки с фокусным расстоянием 15см; SP-спектрометр; FD — лавинный фотодиод ФД-2Г. *b* — Спектральные характеристики выходных зеркал 10%, 5% и 0.2%

$$\begin{aligned}
 D_{cr} &= \frac{\lambda^3 l_{cr}}{\pi c^3} \frac{\partial^2 n_{cr}}{\partial \lambda^2}, \\
 D_{pr} &= \frac{\lambda^3 l_{pr}}{\pi c^3} \frac{\partial^2 n_{pr}}{\partial \lambda^2}, \\
 D_{co} &= -4 \frac{\lambda^3 l_{co}}{\pi c^3} \left(\frac{\partial n_{pr}}{\partial \lambda} \right)^2
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

описывают вклады материальной дисперсии кристалла и призм, а также угловой дисперсии призмленного компрессора соответственно [31]. Вклад дисперсии групповых задержек третьего порядка (ДТП), анализ которой позволяет оценить поддерживаемую спектральную ширину формирующихся импульсов, рассчитывается по формуле

$$T = \frac{-\lambda^4 l}{2\pi^2 c^3} \left(3 \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} + \lambda \frac{\partial^3 n}{\partial \lambda^3} \right)
 \tag{3}$$

для оптических элементов толщиной l и

$$T_{co} = \frac{-6\lambda^4 l_{co}}{\pi^2 c^3} \frac{\partial n_{pr}}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial n_{pr}}{\partial \lambda} + \lambda \frac{\partial^2 n_{pr}}{\partial \lambda^2} \right)
 \tag{4}$$

для призмленного компрессора за полный обход резонатора. Расчет материальной дисперсии стекла призм SF14 и кристалла форстерита проведен по данным показателей преломления в работах [32, 33].

С учетом измеренных на стенде толщин оптических элементов и расстояний между призмами были построены ДГЗ и ДТП ключевых узлов резонатора: кристалла, призм и компрессора (рис. 2 *a-c*). Суммарная ДГЗ регулировалась путем перемещения призмы P2 внутри резонатора, т. е. путем изменения величины положительной дисперсии, вносимой материалом призмы P2. Минимальная положительная ДГЗ, вносимая материалом двух призм при двойном обходе импульсом резонатора лазера и прохождении луча по вершинам призм, составляла примерно 1100 фс^2 на длине волны 1260 нм (сплошная черная линия на рис. 2 *b*). На рис. 2 *d* представлены рассчитанные кривые дисперсии групповых задержек за круговой обход импульсом всего резонатора, соответствующие трем положениям призмы P2, отстоящие друг от друга на 0.5 мм в направлении перпендикулярном распространению луча в призме, что добавляет 100 фс^2 за каждый сдвиг. Как будет показано далее, все стабильные режимы генерации импульсов в лазере соответствовали аномальной ДГЗ порядка от -600 фс^2 до -300 фс^2 в области длин волн полосы усиления кристалла, что удовлетворяет необходимому условию существования солитон-подобных импульсов в резонаторе.

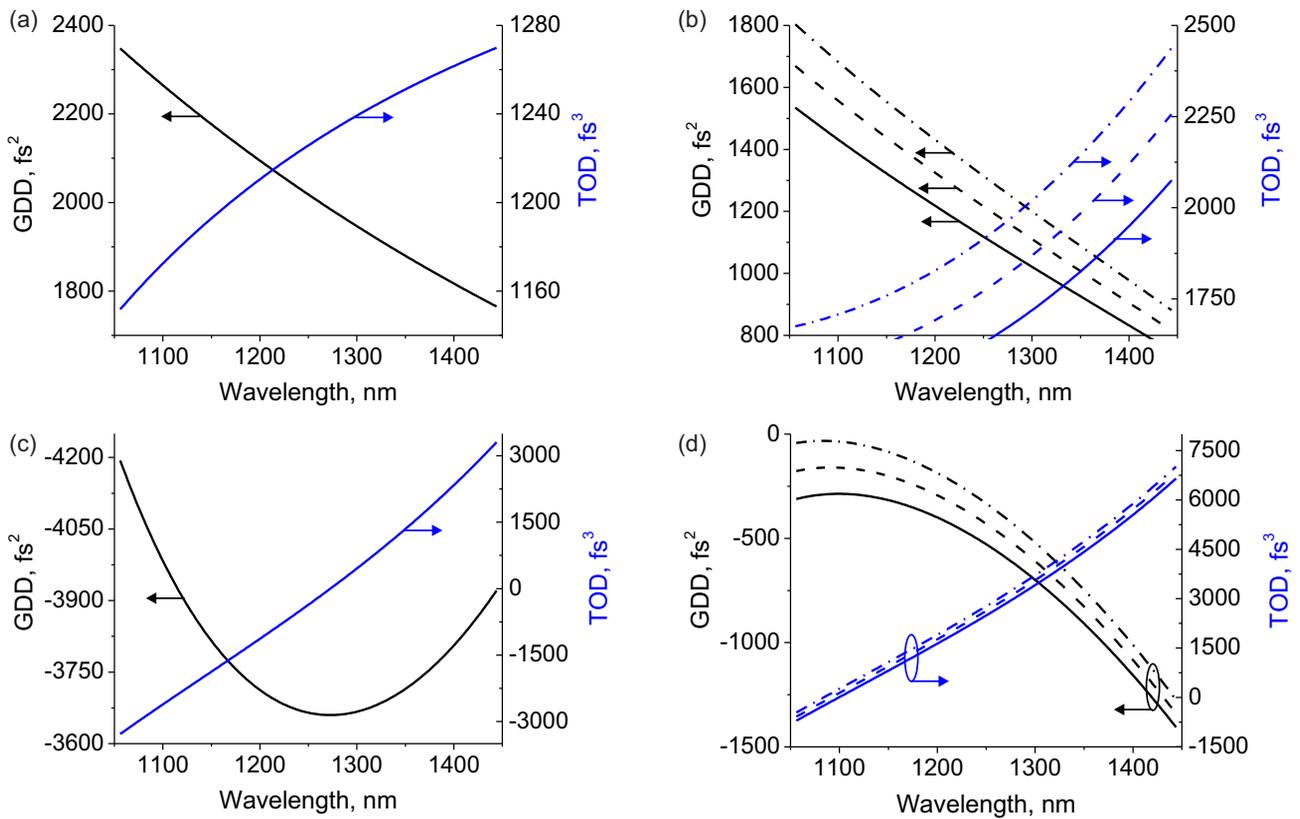


Рис. 2. Расчетные зависимости ДГЗ (GDD, черные линии) и ДТП (TOD, синие линии) кристалла (a), призмы (b), призмного компрессора (c) и резонатора целиком (d). ДГЗ и ДТП отдельных элементов резонатора показаны за один оборот импульса по резонатору. ДГЗ (b, d) построены для призмного вклада $D_{pr} = 1100 \text{ фс}^2$ (сплошная линия), 1200 фс^2 (пунктирная линия) и 1300 фс^2 (штрихпунктирная линия) на длине волны 1260 нм, соответствующие эффективным толщинам призм $l_{pr} = 6.6, 7.2$ и 7.8 мм соответственно

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как показывает опыт практического применения, наибольшая выходная средняя мощность хром-форстеритного лазера достигается при коэффициенте пропускания выходного зеркала около 10% [29, 30, 34, 35], поэтому исследования были начаты с этого режима. На рис. 3 представлены спектры 2 и 4 (штриховые линии) излучения после выходного зеркала M1 при значениях положительной ДГЗ призм на длине волны 1260 нм, соответственно 1180 фс^2 и 1270 фс^2 . Спектры 1, 3 и 5 (сплошные линии на рис. 3), регистрировавшиеся после поворотного зеркала M5, при ДГЗ призм 720 фс^2 , 1180 фс^2 и 1270 фс^2 , содержат широкое спектральное плечо в области 1400–1500 нм далеко за пределами полосы усиления лазерного элемента хром-форстерита. Данная особенность спектра не

проявляется после выходного зеркала M1. При перестройке ДГЗ призм в широком диапазоне от 720 фс^2 до 1270 фс^2 , что соответствовало сдвигу на 3 мм в направлении перпендикулярном пучку, в резонаторе сохранялся стабильный режим генерации фемтосекундных импульсов без дополнительной юстировки оптических элементов, изменения мощности накачки и температуры кристалла. На рис. 3 b приведена автокорреляционная функция импульса после выходного зеркала M1, обладающего длительностью около 43 фс, близкой к предельной (рис. 3 b), при значении дисперсии призм 1180 фс^2 . Произведение ширины спектра и длительности автокорреляционной функции $\Delta\nu\Delta\tau$ является важной величиной, характеризующей форму импульса. Действительно, для приведенной на рис. 3 b автокорреляционной функции произведение ширины спектра и длительности $\Delta\nu\Delta\tau \approx 0.48$, что близко к значению для спектрально-ограниченного импульса

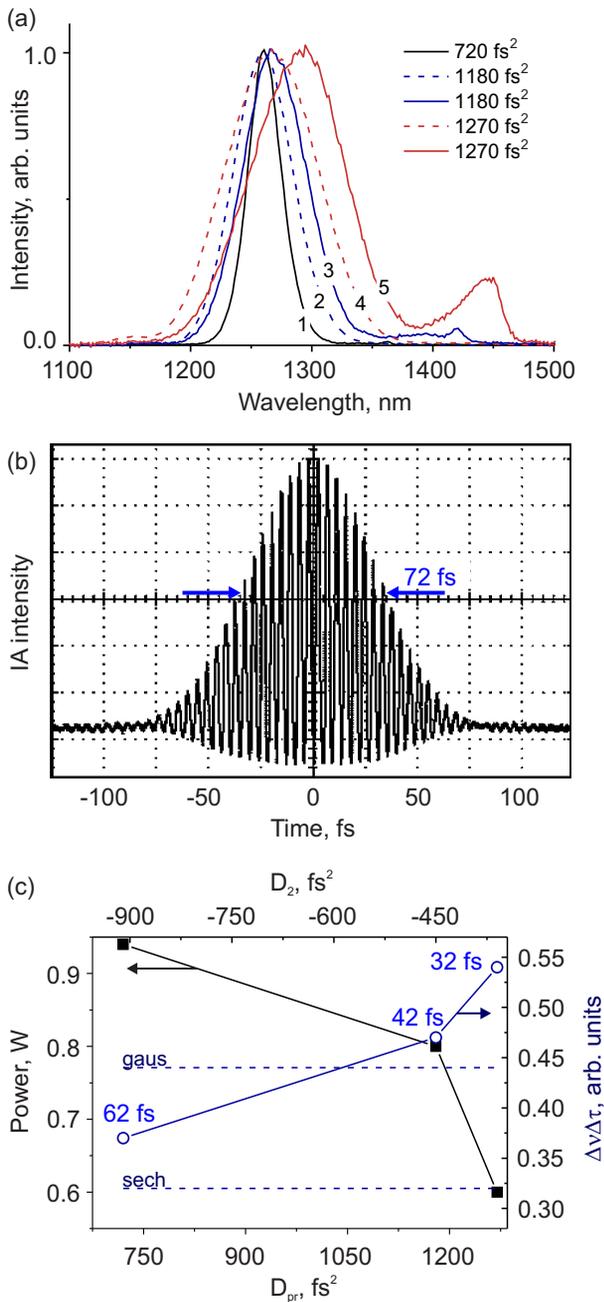


Рис. 3. *a* — Спектры излучения лазера хром-форстерита за глухим зеркалом М1 (штриховые линии) и ломающим зеркалом М5 (сплошные линии) с коэффициентом пропускания М1 10% при ДГЗ призм 720 фс^2 (черная линия), 1180 фс^2 (синие линии) и 1260 фс^2 (красные линии). *b* — Интерференционная автокорреляционная функция интенсивности импульса (IA) при дисперсии призм 1180 фс^2 . *c* — Зависимости средней мощности и произведения $\Delta\nu\Delta\tau$ импульсов от дисперсии резонатора

гауссовой формы $\Delta\nu\Delta\tau_{\text{gaus}} = 0.44$. Уменьшение вклада призм до 720 фс^2 приводит к образованию импульса длительностью около 63 фс с более пологими фронтами, форма которого ближе к форме фундаментального солитона. Такая форма подтверждается и соотношением $\Delta\nu\Delta\tau \approx 0.37$, которое близко к соотношению для гиперболического секанса $\Delta\nu\Delta\tau_{\text{sech}} = 0.32$ у фундаментального солитона. Напротив, увеличение вклада ДГЗ призм до 1270 фс^2 приводит к формированию излучения длительностью всего около 34 фс с шириной спектра до 91 нм. Компенсацию нелинейного и дисперсионного фазового набега весьма сложно поддерживать в таком широком частотном диапазоне без остаточного чирпа, что отражается на произведении $\Delta\nu\Delta\tau \approx 0.54$ (рис. 3 *c*) и искажении симметричной формы импульса. Увеличение суммарной ДГЗ резонатора с -910 фс^2 до -365 фс^2 приводит к почти трехкратному спектральному уширению импульса от 32 нм до 91 нм, уменьшению его длительности с 63 фс до 34 фс и энергии с 9.4 нДж до 6 нДж, что дает оценки перестройки пиковой мощности излучения внутри кристалла хром-форстерита 1.5 МВт, 1.8 МВт и 1.7 МВт. Данные пиковые мощности весьма близко подходят к критической мощности самофокусировки в кристалле форстерита $P_{cr} \approx 7 \text{ МВт}$, рассчитанного с учетом $n_2 = 2 \cdot 10^{-16} \text{ Вт}^{-1}\text{см}^{-2}$ [36]. Таким образом, увеличение в эксперименте интенсивности компонент в области 1350–1500 нм и уменьшение средней мощности выходных лазерных импульсов за зеркалом М1 объясняется возникающими дополнительными источниками потерь в резонаторе за счет эффективных нелинейно-оптических преобразований излучения. Отметим, что типичная величина энергетических потерь за обход резонатора из-за синхронизации мод лазера керровской линзой составляет по порядку величины около 10^{-5} энергии импульса [37].

Различное положение и форма спектров после зеркал М1 и М5 при одной и той же величине дисперсии резонатора может быть вызвано как спектральными характеристиками зеркал М1 и М5, так и различной расходимостью спектральных компонент основной полосы с центральной длиной волны 1260 нм и компонент Келли в области 1150 и 1450 нм. Спектры после зеркала М1 регистрировались в дальней зоне, а после М5 непосредственно за зеркалом. Проведенные измерения спектров на различных расстояниях от зеркал М1 и М5 показали, что соотношение интенсивностей полос в области 1450 нм и 1250 нм за зеркалом М5 не зависит от расстоя-

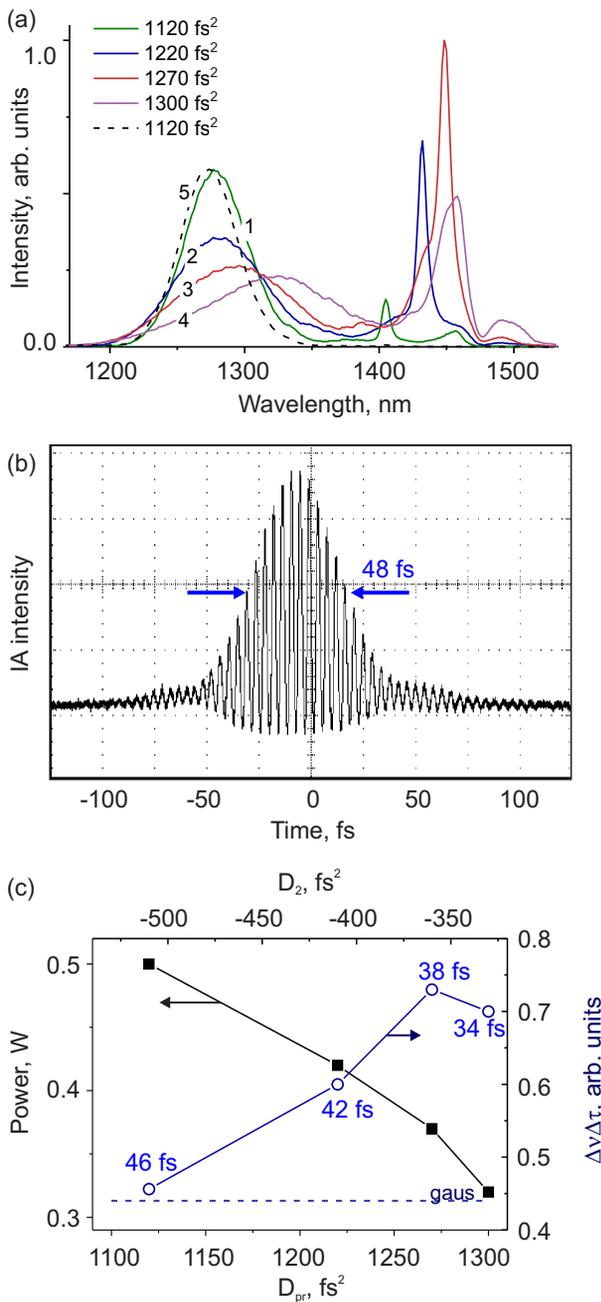


Рис. 4. *a* — Спектры излучения лазера хром-форстерита за глухим зеркалом М1 (штриховая линия) и ломающим зеркалом М5 (сплошные линии) с коэффициентом пропускания М1 5% при ДГЗ призм 1120 fs^2 (черная и зеленая линии), 1220 fs^2 (синяя линия), 1270 fs^2 (красная линия), 1300 fs^2 (фиолетовая линия). *b* — Интерференционная автокорреляционная функция интенсивности импульса (IA) при дисперсии призм 1300 fs^2 . *c* — Зависимости средней мощности и отношения $\Delta\nu\Delta\tau$ импульсов от дисперсии резонатора

ния от зеркала до интегральной сферы спектрометра, в то время как интенсивность полосы в области 1150 нм за зеркалом М1 уменьшается по отношению к интенсивности полосы в области 1250 нм с увеличением расстояния от зеркала. Это свидетельствует о том, что излучение в полосе усиления и компонента Келли в области 1150 нм имеют различную расходимость. Появление спектральных компонент в области 1150 и 1450 нм обусловлено предельно высокой пиковой мощностью излучения в кристалле, приводящей к возникновению пиков Келли в резонаторе. Таким образом, при приближении ДГЗ резонатора к нулю в резонаторе растет дополнительный канал потерь генерируемого излучения в результате перекачки энергии из основной полосы в полосы 1150 и 1450 нм. Также видно, что при увеличении ДГЗ призм происходит сдвиг в длинноволновую область максимумов в спектрах, регистрируемых после зеркал М1 и М5, что можно объяснить изменением ДГЗ резонатора (суммарной по всем элементам резонатора ДГЗ) при увеличении ДГЗ материала призм (рис. 2).

Далее мы перешли к анализу возникающих в лазере импульсов при уменьшении пропускания выходного зеркала до 5%. Дисперсия призм варьировалась от 1120 fs^2 до 1300 fs^2 . На рис. 4 приведены спектры импульсов в резонаторе после поворотного зеркала М5 и после выходного зеркала М1. С увеличением суммарной ДГЗ резонатора в регистрируемых спектрах (рис. 4) происходит рост компонент в полосе 1400–1550 нм и снижение средней выходной мощности лазера с 500 мВт до 320 мВт, что соответствует импульсам с энергиями 5 и 3.2 нДж. В корреляционных функциях выходных импульсов для всех представленных спектров наблюдался положительный частотный чирп в виде «крыльев» по краям основного пика корреляционной функции (рис. 4 *b*) [38]. Увеличение дисперсии призм путем движения призм в пучок лазера приводит к небольшому изменению длительности от 47 фс до 35 фс, что соответствует вариации пиковой мощности импульса в резонаторе от 1.9 до 2.1 МВт. Генерирующиеся импульсы обладают весьма большим чирпом, что отражается на изменении произведения $\Delta\nu\Delta\tau$ от 0.43 до 0.7 (рис. 4 *c*) и объясняется невозможностью идеальной компенсации набега фазы импульсов с ширинами спектров до 80 нм. Интерферометрическая автокорреляционная функция таких импульсов приобретает небольшой «пьедестал» (рис. 4 *b*).

В случае, если на месте выходного зеркала М1 установить высокоотражающее, то регистрировались спектры, представленные на рис. 5. Здесь,

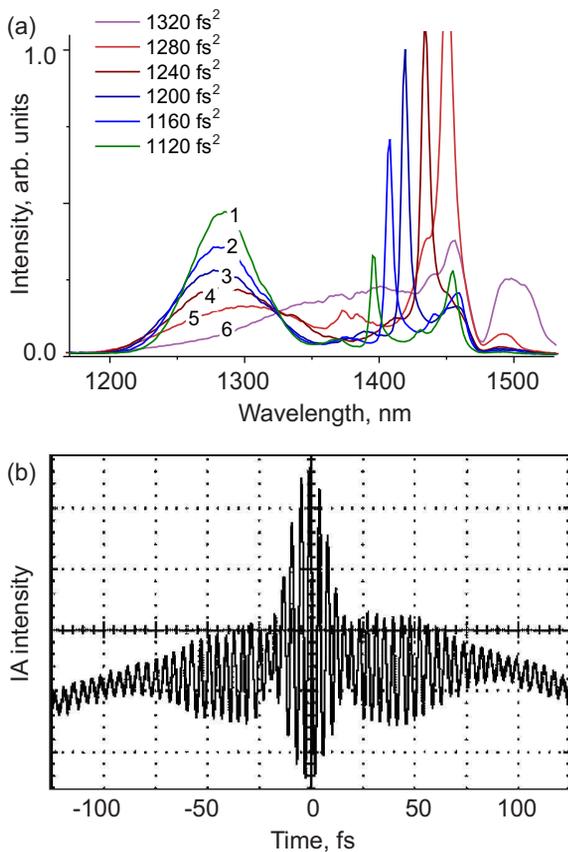


Рис. 5. *a* — Спектры излучения лазера хром-форстерита за ломающим зеркалом М5 (сплошные линии) с коэффициентом пропускания М1 0.2% при ДГЗ призм 1120 fs^2 (зеленая линии), 1160 fs^2 (голубая линия), 1200 fs^2 (синяя линия), 1240 fs^2 (бардовая линия), 1280 fs^2 (красная линии) и 1320 fs^2 (фиолетовая линии). *b* — Интерференционная автокорреляционная функция импульса при дисперсии призм 1280 fs^2

внесение призм в пучок изменяло дисперсию от 1120 fs^2 до 1320 fs^2 . На рис. 5 *b* показана характерная автокорреляционная функция импульса с шириной спектра около 90 нм, формирующегося при дисперсии 1280 fs^2 . Видно, что здесь формируется двугорбая структура импульса, в которой узнается последовательное сильное воздействие фазовой самомодуляции и дисперсии групповых скоростей, приводящие к сильному разбеганию красного и синего крыльев спектра [31]. Пассивные потери генерируемого излучения в кристалле форстерита при поглощении излучения на длине волны 1250 нм составляли около 7%, и суммарные потери при пропускании излучения на зеркалах резонатора М1–М5 — примерно 1%. Видно, что в резонаторе существенно выросли компоненты в области 1400–1550 нм, уве-

личилась перекачка энергии из генерационной полосы в боковые компоненты Келли. При четырехволновом нелинейно-оптическом взаимодействии, как и при фазовой самомодуляции импульса, новые спектральные компоненты формируются по обе стороны центральной длины волны импульса. Интенсивность длинноволновых компонент в спектре значительно сильнее коротковолновых, это объясняется наличием сильного поглощения хром-форстерита в диапазоне до 1150 нм [39]. Для нашего кристалла на длине волны 1150 нм поглощение составляет 27%. Спектральные компоненты в диапазоне 1150 нм, возникающие при перекачке энергии импульсов из основной полосы 1250 нм в процессе четырехволнового взаимодействия и спектрального уширения генерируемых импульсов, также претерпевают сильное поглощение в кристалле и не проявляются в спектрах за зеркалом М5 на фоне сильных полос в области 1250 и 1450 нм.

Чтобы лучше понять особенности перетекания энергии импульса в боковые компоненты, был проведен теоретический анализ генерации импульсов в лазере с пассивной синхронизацией мод, работающий в квазисолитонном режиме формирования импульсов. Избыток энергии, который возникает у импульса каждый проход и не удается заключить в фундаментальный солитон, может быть направлен на усиление дисперсионной волны, расположенной на частоте ω_{dm} на периферии солитона $\omega_{dm} = \omega_0 \pm \Delta\omega_m$, если ее фаза ϕ_{dm} отличается от фазы солитона ϕ_s на $\phi_{dm} - \phi_s = 2\pi m$, где k_j — дисперсия групповых скоростей j -го порядка, а произведение $k_{2i}l_i$ — ДГЗ различных отрезков резонатора. Фаза солитона на дисперсионной длине волны

$$\phi_s(\omega_0 \pm \Delta\omega_m) \approx \sum (k_0(\omega_0) \pm k_1\Delta\omega_m - k_2/(2\tau_s^2))l_i \quad (5)$$

и фаза самой ДВ

$$\begin{aligned} \phi_{dm}(\omega_0 \pm \Delta\omega_m) &\approx \\ &\approx (k_0(\omega_0) \pm k_{1i}\Delta\omega_m + k_{2i}\Delta\omega_m^2/2 \pm k_{3i}\Delta\omega_m^3/6)l_i. \end{aligned} \quad (6)$$

Используя условие фазового синхронизма для перекачки энергии $\phi_{dm} - \phi_s = 2\pi m$, имеем

$$3D_2(\Delta\omega_m^2 + \tau_s^{-2}) \pm D_3\Delta\omega_m^3 = 12\pi m, \quad (7)$$

где $D_3 = \sum k_{3i}l_i$. Здесь мы перешли к суммарной ДГЗ (D_2) и суммарной ДТП (D_3) по всем элементам резонатора. Случай $m = 0$ не наблюдается в экспериментах, поэтому будем рассматривать $m = \pm 1, \pm 2$. Когда суммарная дисперсия третьего порядка незначительна, $D_3\Delta\omega_m/|D_2| \ll 1$, выражение для ближайшего положения компоненты Келли получается

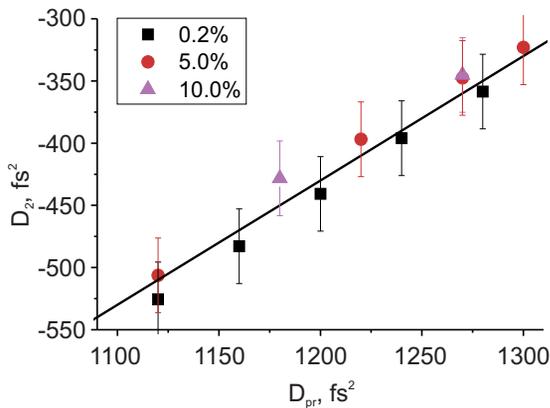


Рис. 6. Вычисленная (сплошная линия) и экспериментально определенная по формуле (8) через положение спектральных компонент Келли ($\Delta\omega_1$) суммарная ДГЗ резонатора с выходным зеркалом M1 0.2% (черные квадраты), 5% (красные круги) и 10% (фиолетовые треугольники)

$$\Delta\omega_1 = \frac{1}{\tau_s} \sqrt{\frac{\pi\tau_s^2}{D_2} - 1}. \quad (8)$$

Минимальная наблюдаемая в экспериментах отстройка по частоте пиков Келли от центра лазерного импульса, при которой еще наблюдается стабильная генерация импульсов, составляет не менее двух обратных длительностей импульса $\Delta\omega_1^{min} \approx 2/\tau_s$, что дает оценку для минимальной длительности импульсов по полувысоте $T_s^{min} \approx 1.1\sqrt{D_2}$. Влияние пиковой мощности импульсов P на положение боковых компонент Келли видно, если подставить условие существования фундаментального солитона

$$\frac{\tau_s^2}{2D_2} = \frac{2l_{cr}}{\gamma P}$$

в уравнение (8):

$$\Delta\omega_1 = \frac{1}{\tau_s} \sqrt{\frac{4\pi l_{cr}}{\gamma P} - 1}. \quad (9)$$

В эксперименте можно влиять на суммарную ДГЗ резонатора, вдвигая призмы в лазерный пучок внутри компрессора.

На рис. 6 точками нанесены рассчитанные по формуле (8) значения суммарной ДГЗ резонатора (D_2) по экспериментальным положениям компонент Келли ($\Delta\omega_1$), показанных на рис. 3–5 при различных ДГЗ призм и степени пропускания выходного зеркала 10%, 5% и 0.2%. Данный расчет также требовал измерения длительностей импульсов. На точность расчета дисперсии сказывалась большая ши-

рина спектра, усложняющая определение центральной длины волны, погрешность определения длительности импульсов, а также величины дисперсии призм. Вместе с этим, для всех выходных зеркал наблюдается линейная зависимость с единым наклоном и слегка различающимися вертикальными отстройками. Также на этот график была наложена вычисленная суммарная ДГЗ резонатора, проходящая вблизи всех экспериментально полученных значений. Таким образом подтверждена связь формируемых узких спектральных линий с компонентами Келли и показана возможность оценки суммарной дисперсии резонатора путем точного измерения их положения при варьировании положения призм.

Как следует из экспериментов, эффективность перекачки энергии из основной полосы в диапазон 1350 – 1550 нм определяется суммарной ДГЗ резонатора и пиковой мощностью импульсов в резонаторе. Интенсивность внутррезонаторных импульсов отвечает за эффективность спектрального уширения при солитонной динамике импульса в резонаторе, а дисперсия резонатора лазера определяет спектральное положение генерируемых импульсов и пиков Келли. Таким образом, и рост ДГЗ резонатора, и рост внутррезонаторной интенсивности приводят к росту перекачки энергии импульсов в спектральные диапазоны с малым коэффициентом усиления резонатора. Эти процессы ярко выражены в спектрах импульсов внутри резонатора лазера и не проявляются в спектрах импульсов после выходного зеркала вследствие спектральных характеристик зеркал и разной расходимости спектральных компонент в полосе усиления лазера и спектральных компонент, возникающих в резонаторе в результате процессов нелинейно-оптического взаимодействия излучения в кристалле активного элемента. Регистрация спектров импульсов внутри резонатора лазера позволяет понять, какие нелинейно-оптические процессы преобладают в лазере и ограничить их влияние на эффективность генерации при конструировании оптической схемы резонатора и параметров накачки. Таким образом, в нашей работе приводится анализ измеренных спектров и длительностей излучения в различных точках резонатора при варьировании пропускания выходного зеркала лазера. Показано, что при генерации предельно коротких импульсов длительностью до 30 фс с пиковой мощностью до 2 МВт в кристалле хром-форстерита происходит спектральное уширение солитона, которое является причиной дополнительных пассивных потерь в резонаторе лазера и ограничивает получение импульсов предельной минимальной длительности

с максимальной выходной мощностью. Представленные результаты имеют значение при выборе оптимальных режимов работы фемтосекундных лазерных генераторов с пассивной синхронизацией мод, в частности на кристалле хром-форстерита.

Благодарности. Авторы выражают благодарность руководителю научной группы профессору А. М. Желтикову за всестороннюю поддержку.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-22-00792).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. D. Perry and G. Mourou, *Science* **264**, 917 (1994).
2. C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage, T. Butcher, J.-C. F. Chanteloup, E. A. Chowdhury, A. Galvanauskas, L. A. Gizzi, J. Hein, and D. I. Hillier, *High Power Laser Science and Engin.* **7**, e54 (2019).
3. R. R. Gattass and E. Mazur, *Nature Photonics* **2**, 219 (2008).
4. T. Steinmetz, T. Wilken, C. Araujo-Hauck, R. Holzwarth, T. W. Hansch, L. Pasquini, A. Manescau, S. D'odorico, M. T. Murphy, and T. Kentscher, *Science* **321**, 1335 (2008).
5. T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Nature* **416**, 233 (2002).
6. W. R. Zipfel, R. M. Williams, and W. W. Webb, *Nat. Biotech.* **21**, 1369 (2003).
7. S. Yue, M. N. Slipchenko, and J.-X. Cheng, *Laser & Photonics Rev.* **5**, 496 (2011).
8. M.-R. Tsai, S.-Y. Chen, D.-B. Shieh, P.-J. Lou, and C.-K. Sun, *Biomed. Opt. Express* **2**, 2317 (2011).
9. M. Blokker, P. C. de W. Hamer, P. Wesseling, M. L. Groot, and M. Veta, *Sci. Rep.* **12**, 11334 (2022).
10. S. You, H. Tu, E. J. Chaney, Y. Sun, Y. Zhao, A. J. Bower, Y.-Z. Liu, M. Marjanovic, S. Sinha, and Y. Pu, *Nature Commun.* **9**, 2125 (2018).
11. A. A. Lanin, A. S. Chebotarev, I. V. Kelmanson, M. S. Pochechuev, E. S. Fetisova, D. S. Bilan, E. K. Shevchenko, A. A. Ivanov, A. B. Fedotov, and V. V. Belousov, *J. Phys.: Photonics* **3**, 044001 (2021).
12. V. Petričević, S. K. Gayen, R. R. Alfano, K. Yamagishi, H. Anzai, and Y. Yamaguchi, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1040 (1988).
13. S.-W. Chu, I.-H. Chen, T.-M. Liu, P. C. Chen, C.-K. Sun, and B.-L. Lin, *Opt. Lett.* **26**, 1909 (2001).
14. C.-K. Sun, S.-W. Chu, S.-Y. Chen, T.-H. Tsai, T.-M. Liu, C.-Y. Lin, and H.-J. Tsai, *J. Struct. Biol.* **147**, 19 (2004).
15. L. V. Doronina-Amitonova, A. A. Lanin, O. I. Ivashkina, M. A. Zots, A. B. Fedotov, K. V. Anokhin, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 231109 (2011).
16. M. S. Pochechuev, A. A. Lanin, I. V. Kelmanson, D. S. Bilan, D. A. Kotova, A. S. Chebotarev, V. Tarabykin, A. B. Fedotov, V. V. Belousov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **44**, 31669 (2019).
17. T. Wang and C. Xu, *Optica* **7**, 947 (2020).
18. A. A. Lanin, A. S. Chebotarev, M. S. Pochechuev, I. V. Kelmanson, D. A. Kotova, D. S. Bilan, Y. G. Ermakova, A. B. Fedotov, A. A. Ivanov, V. V. Belousov, and A. M. Zheltikov, *J. Biophotonics* **13**, e201900243 (2020).
19. A. A. Lanin, M. S. Pochechuev, A. S. Chebotarev, I. V. Kelmanson, D. S. Bilan, D. A. Kotova, V. S. Tarabykin, A. A. Ivanov, A. B. Fedotov, V. V. Belousov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **45**, 836 (2020).
20. A. A. Lanin, A. S. Chebotarev, M. S. Pochechuev, I. V. Kelmanson, D. A. Kotova, D. S. Bilan, A. A. Ivanov, A. S. Panova, V. S. Tarabykin, A. B. Fedotov, V. V. Belousov, and A. M. Zheltikov, *J. Raman Spectroscopy* **51**, 1942 (2020).
21. P. F. Curley, Ch. Spielmann, T. Brabec, F. Krausz, E. Wintner, and A. J. Schmidt, *Opt. Lett.* **18**, 54 (1993).
22. S. M. J. Kelly, *Electron. Lett.* **28**, 806 (1992).
23. M. L. Dennis and I. N. Duling, *IEEE J. Quantum Electronics* **30**, 1469 (1994).
24. H. A. Haus, *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics* **6**, 1173 (2000).
25. L. E. Nelson, D. J. Jones, K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *App. Phys. B: Lasers and Optics* **65**, 277 (1997).

26. M. E. Fermann, M. J. Andrejco, M. L. Stock, Y. Silberberg, and A. M. Weiner, *App. Phys. Lett.* **62**, 910 (1993).
27. K. Tamura, E. P. Ippen, and H. A. Haus, *IEEE Photonics Technology Lett.* **6**, 1433 (1994).
28. J. Li, Y. Wang, H. Luo, Y. Liu, Z. Yan, Z. Sun, and L. Zhang, *Photon. Res. PRJ* **7**, 103 (2019).
29. A. A. Ivanov, A. A. Voronin, A. A. Lanin, D. A. Sidorov-Biryukov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **39**, 205 (2014).
30. A. A. Ivanov, G. N. Martynov, A. A. Lanin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **45**, 1890 (2020).
31. *Springer Handbook of Lasers and Optics*, ed. by F. Träger, Springer, New York (2012).
32. Z. Burshtein and Y. Shimony, *Opt. Materials* **20**, 87 (2002).
33. Refractive Index of SCHOTT-SF (Dense flint)-SF14, <https://refractiveindex.info>
34. S.-H. Chia, T.-M. Liu, A. A. Ivanov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, M.-R. Tsai, M.-C. Chan, C.-H. Yu, and C.-K. Sun, *Opt. Express* **18**, 24085 (2010).
35. H. Cankaya, S. Akturk, and A. Sennaroglu, *Opt. Lett.* **36**, 1572 (2011).
36. B. Chassagne, A. Ivanov, J. Oberle, G. Jonusauskas, and C. Rulliere, *Opt. Commun.* **141**, 69 (1997).
37. G. Cerullo, S. De Silvestri, and V. Magni, *Opt. Lett.* **19**, 1040 (1994).
38. T. Hirayama and M. Sheik-Bahae, *Opt. Lett.* **27**, 860 (2002).
39. V. Petričević, S. K. Gayen, and R. R. Alfano, *App. Phys. Lett.* **53**, 2590 (1988).