

# Генерация излучения с малым числом осцилляций в ИК спектральном диапазоне 1.3–2.2 мкм с использованием широкоапертурных кристаллов ВВО при накачке тераваттным излучением титан-сапфирового лазера\*

Е.А.Мигаль, Д.З.Сулейманова, Ф.В.Потёмкин

*Проведено сравнение различных схем параметрического усиления (ПУ) для создания источника фемтосекундного излучения ближнего ИК диапазона (1.3–2.2 мкм) с помощью решения системы укороченных уравнений для процесса трехволнового смешения. В качестве источника накачки для схем ПУ применялся тераваттный титан-сапфировый лазер с энергией излучения 60 мДж и длительностью импульсов 50 фс. Представлены результаты исследований зависимостей выходных энергий, длительностей импульсов и спектральных ширин сигнального и холостого излучений от длины кристалла ВВО для двух типов синхронизма, а также от величин дисперсий групповой задержки излучений накачки и сигнальной волны. Показано, что в случае прямого ПУ с использованием кристалла ВВО II типа синхронизма оптимальной длины могут быть получены сигнальная (1.333 мкм) и холостая (2 мкм) волны с длительностью импульсов до 34 и 32 фс соответственно при суммарной эффективности преобразования по энергии до 40%. При использовании схемы двойного chirпирования суммарная эффективность преобразования возрастает до 60%, однако наблюдается уменьшение спектральной ширины генерируемых импульсов. Увеличения ширины спектра можно добиться только при уменьшении эффективности преобразования. В этом случае более простым и компактным решением является схема прямого ПУ со спектрально ограниченным импульсом накачки.*

**Ключевые слова:** оптический параметрический усилитель, схема двойного chirпирования, средний ИК диапазон, ВВО.

## 1. Введение

Интенсивные терагерцевые импульсы длительностью в несколько периодов поля привлекают большой интерес в связи с развитием нелинейной терагерцевой фотоники, что открывает новые возможности для исследования сильно неравновесной динамики электронной и фононной подсистем, сверхбыстрого намагничивания, визуализации и др. Эффективная генерация терагерцевого излучения с напряженностью поля до единиц ГВ/м при оптической накачке [1] стала возможной лишь недавно с появлением органических кристаллов [2]. Эти кристаллы (например DAST, DSTMS и ОН1) обеспечивают высокую нелинейность и прозрачны как для оптической накачки, так и для терагерцевого излучения, что делает процесс оптического выпрямления эффективным. Однако дисперсионные свойства данных материалов требуют наличия источника излучения накачки ближнего ИК диапазона (1.2–1.5 мкм). Кроме того, в последнее время эффективность плазменных источников терагерцевого излучения была также значи-

тельно увеличена при использовании источников излучения ближнего и среднего ИК диапазона. Оптимальная длина волны накачки для источников терагерцевого излучения на основе двухцветной филаментации была предсказана теоретически и составляет ~3.2 мкм [3].

К сожалению, на сегодняшний день существует лишь ограниченное число лазерных сред, способных обеспечить мощное (десятки мДж) фемтосекундное (менее 100 фс) излучение накачки в ближнем и среднем ИК диапазонах длин волн [4, 5]. В связи с этим задача создания эффективных параметрических источников с накачкой доступными лазерными системами, например на основе кристалла титан-сапфира, остается актуальной до сих пор. Такой подход является одним из наиболее перспективных, прежде всего благодаря возможности масштабирования выходной энергии титан-сапфировых лазеров при сохранении длительности импульсов 20–50 фс, что не удается сделать в иттербиевых системах из-за сильно выраженных эффектов обужения полосы усиления. В настоящее время для титан-сапфировых лазерных систем достигнута выходная мощность вплоть до десятков петаватт [6].

Благодаря наличию лазерных систем высокой мощности развиваются новые подходы к созданию параметрических усилителей. Развитие этого направления мотивировано, в первую очередь, сложностью использования мультимиллиджоульного и тераваттного излучения для накачки параметрических усилителей. Важными ограничениями здесь становятся эффекты самовоздействия и кросс-воздействия при распространении мощного излучения в нелинейных средах, а также технологические ограничения по росту широкоапертурных нелинейно-оп-

\* Доложено на 4-й международной конференции Ultrafast Optical Science (Россия, Москва, ФИАН, 28 сентября–2 октября 2020 г.).

Е.А.Мигаль, Д.З.Сулейманова, Ф.В.Потёмкин. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: ea.migalj@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2020 г., после доработки – 26 апреля 2021 г.

тических кристаллов, необходимых на последних каскадах параметрического преобразования. В связи с этим для создания эффективных тераваттных параметрических усилителей недавно была предложена схема двойного chirпирования (double chirped optical parametric amplifier) [7], которая позволяет избежать нежелательных нелинейных эффектов благодаря chirпированию излучения накачки и сигнальной волны. Успешное применение этой схемы позволило получить импульсы излучения с энергией 0.1 Дж и длительностью 31 фс на длине волны 1.7 мкм при использовании титан-сапфирового лазера накачки (0.77 Дж, 25 фс) [8].

Эффективность схемы двойного chirпирования ставит перед исследователями вопрос о выборе конкретного подхода к разработке мощного параметрического усилителя. В настоящей работе мы проводим теоретическое сравнение схем прямого усиления при использовании спектрально ограниченных и chirпированных импульсов для преобразования в ближний ИК диапазон (1.333–2.2 мкм). Для накачки используется излучение тераваттного титан-сапфирового лазера с энергией импульса 60 мДж и его длительностью 50 фс (лазер с такими характеристиками излучения есть в МГУ им. М.В.Ломоносова).

## 2. Описание численной модели

Для определения эффективности преобразования в сигнальную и холостую волны, а также для оценки спектральной ширины сигнального и холостого импульсов в различных схемах параметрического усиления (ПУ) было проведено численное моделирование, основанное на решении системы укороченных уравнений, описывающих трехволновое взаимодействие.

Процесс ПУ рассматривался в приближениях медленно меняющихся амплитуд и плоских волн во втором приближении теории дисперсии. Используемая модель учитывает нелинейные процессы второго порядка, отвечающие за ПУ и генерацию второй гармоники, а также процессы третьего порядка – фазовую самомодуляцию и кросс-модуляцию. Процесс ПУ в таком случае описывается системой укороченных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dA_s}{dz} + \beta_{1s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + i \frac{\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} &= -i \frac{\omega_s}{c} \\ &\times \left[ \left( \frac{d_{\text{eff}}}{n_s} A_p A_i^* + n_{2s}^s |A_s|^2 A_s + 2n_{2s}^x |A_i|^2 A_s + 2n_{2s}^x |A_p|^2 A_s \right) \right. \\ &\times \exp(-i\Delta k z) + \left. \frac{d_{\text{eff } s \text{ SH}} A_s^* A_{s \text{ SH}}}{n_s} \exp(-i\Delta k_{s \text{ SH}} z) \right], \\ \frac{dA_i}{dz} + \beta_{1i} \frac{\partial A_i}{\partial t} + i \frac{\beta_{2i}}{2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} &= -i \frac{\omega_i}{c} \\ &\times \left[ \left( \frac{d_{\text{eff}}}{n_i} A_p A_s^* + n_{2i}^s |A_i|^2 A_i + 2n_{2i}^x |A_s|^2 A_i + 2n_{2i}^x |A_p|^2 A_i \right) \right. \\ &\times \exp(-i\Delta k z) + \left. \frac{d_{\text{eff } i \text{ SH}} A_i^* A_{i \text{ SH}}}{n_i} \exp(-i\Delta k_{i \text{ SH}} z) \right], \\ \frac{dA_p}{dz} + \beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + i \frac{\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} &= -i \frac{\omega_p}{c} \\ &\times \left( \frac{d_{\text{eff}}}{n_p} A_s A_i + n_{2p}^s |A_s|^2 A_p + 2n_{2p}^x |A_i|^2 A_p + \right. \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} &\left. + 2n_{2p}^x |A_p|^2 A_p \right) \exp(i\Delta k z), \\ \frac{dA_{s \text{ SH}}}{dz} + \beta_{1s \text{ SH}} \frac{\partial A_{s \text{ SH}}}{\partial t} + i \frac{\beta_{2s \text{ SH}}}{2} \frac{\partial^2 A_{s \text{ SH}}}{\partial t^2} &= -i \frac{\omega_{s \text{ SH}}}{c} \frac{d_{\text{eff } s \text{ SH}}}{n_{s \text{ SH}}} A_s A_s \exp(-i\Delta k_{s \text{ SH}} z), \\ \frac{dA_{i \text{ SH}}}{dz} + \beta_{1i \text{ SH}} \frac{\partial A_{i \text{ SH}}}{\partial t} + i \frac{\beta_{2i \text{ SH}}}{2} \frac{\partial^2 A_{i \text{ SH}}}{\partial t^2} &= -i \frac{\omega_{i \text{ SH}}}{c} \frac{d_{\text{eff } i \text{ SH}}}{n_{i \text{ SH}}} A_i A_i \exp(-i\Delta k_{i \text{ SH}} z), \end{aligned}$$

где индексы s, i и p соответствуют сигнальной волне, холостой волне и волне накачки, индекс SH отвечает второй гармонике;  $A_{s,i,p}$  – амплитуды взаимодействующих волн;  $\beta_1 = dk/d\omega = 1/v_g$  – коэффициент дисперсии 1-го порядка, равный обратной групповой скорости;  $\beta_2 = d^2k/d\omega^2$  – коэффициент дисперсии 2-го порядка, определяющий изменение длительности импульсов за счет дисперсии групповых скоростей;  $d_{\text{eff}}$  – коэффициент эффективной нелинейности;  $\omega_{s,i,p}$  – частоты взаимодействующих волн;  $n_{s,i,p}$  – показатели преломления;  $n_2^s$  и  $n_2^x$  – нелинейные показатели преломления, определяющие процессы фазовой самомодуляции и кросс-модуляции;  $c$  – скорость света в вакууме;  $\Delta k$  – волновая расстройка.

Численное решение уравнений проводилось методом конечных разностей. После аппроксимации уравнений системы (1) системой алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей применялся метод прогонки.

При моделировании схемы прямого ПУ на вход кристалла подается гауссов импульс и выполняются следующие начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} E_m(z, t) &= \frac{1}{2} E_{0m} \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{t}{\Delta t_m} \right)^2 \right] \exp(i\omega_m t) + \text{c. c.}, \\ E_m \left( t = -\frac{T}{2} \right) &= 0, \quad E_m \left( t = \frac{T}{2} \right) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где индекс  $m = s, i, p$ ;  $\Delta t_m$  – длительность импульса;  $T$  – размер временного окна.

Также было рассмотрено ПУ с chirпированными накачкой и сигнальной волной. Фаза может быть представлена в виде

$$\Phi(t) = \Phi_0 + \omega_0 t + \Phi_a(t), \quad (3)$$

где  $\Phi_0$  – абсолютная фаза;  $\Phi_a(t)$  – зависящая от времени фазовая добавка. Мгновенная частота может быть вычислена по формуле

$$\omega(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = \omega_0 + \frac{d\Phi_a(t)}{dt}. \quad (4)$$

Таким образом, зависящая от времени фазовая добавка описывает изменение частоты во времени (chirп). При  $\Phi_a(t) = \pm at^2$  частота изменяется линейно.

Фаза в спектральном представлении может быть разложена в ряд Тейлора вблизи частоты  $\omega_0$ :

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) +$$

$$+ \frac{1}{2}\varphi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\varphi'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (5)$$

Первый член в разложении связан с абсолютной фазой:  $\varphi(\omega_0) = -\Phi_0$ . Из свойств преобразования Фурье следует, что второй член отвечает за сдвиг огибающей лазерного импульса во временном представлении. Коэффициенты более высокого порядка описывают изменения во временной структуре поля. Так, наличие ненулевого коэффициента  $\varphi''(\omega_0)$  (также называемого дисперсией групповой задержки – ДГЗ) соответствует линейно chirпированному импульсу. Квадратичная фаза (линейный chirп) вносила для увеличения длительностей импульсов сигнальной волны и накачки. Таким образом, гауссов импульс на входе в кристалл во временном представлении имел вид

$$E(t) = \frac{E_0}{2\gamma^{1/4}} \exp\left(-\frac{t^2}{4\beta\gamma}\right) \exp(i\omega_0 t) \exp[i(at^2 - \varepsilon)], \quad (6)$$

где

$$\beta = \frac{\Delta t^2}{8 \ln 2}; \quad \gamma = 1 + \frac{\varphi''^2}{4\beta^2}; \quad a = \frac{\varphi''}{8\beta^2\gamma}; \quad \varepsilon = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{\varphi''}{2\beta}\right);$$

$\Delta t$  – начальная длительность спектрально ограниченного импульса.

Источником накачки служил тераваттный титан-сапфировый лазер ( $\lambda_p = 0.8$  мкм,  $W = 60$  мДж). Длительность импульсов накачки  $\tau$  составляла 50 фс. В дальнейших расчетах интенсивность излучения накачки на входе в кристалл была равна 200 ГВт/см<sup>2</sup>, что ниже порога пробоя кристалла [9, 10]. Такое значение интенсивности также является предельным с точки зрения нежелательных нелинейных эффектов, т. к. оценка В-интеграла при этой длительности и длине кристалла 2 мм (что соответствует его оптимальной длине, см. далее) составляет 0.9. Во многих работах отмечается необходимость сохранения значения В-интеграла меньше 1 (см., напр., [11]). В расчетах, выполненных для моделирования первого каскада ПУ, использовалась энергия титан-сапфирового лазера, равная 1 мДж. В табл. 1 приведены параметры накачки и сигнальной волны, используемые в расчетах.

Табл. 1. Параметры накачки и сигнальной волны, которые используются при моделировании.

Излучение	Длина волны (мкм)	Начальная энергия	Начальная длительность импульсов (фс)
Накачка	0.8	1 мДж	50
Сигнальная волна	1.333	~10 нДж	50

Табл. 2. Характеристики кристалла ВВО, а также расчетные величины для нелинейного преобразования  $(0.8)^{-1} = (1.333)^{-1} + (2.0)^{-1}$  при интенсивности излучения накачки 200 ГВт/см<sup>2</sup>.

Тип синхронизма	$n_2$ (см <sup>2</sup> /Вт)	$d_{\text{eff}}$ (пм/В)	Спектральная ширина синхронизма (ТГц)	Групповая длина $L_{\text{sp}}/L_{\text{pi}}$ (мм)	Угол синхронизма $\theta$ (град)	Длина кристалла (мм)
I (оое)	$2.9 \times 10^{-16}$ [13]	1.94	70 (394 нм для сигнальной волны и 933 нм для холостой)	7.5/3	19.9	1.5
II (еое)	$2.9 \times 10^{-16}$ [13]	1.57	21 (118 нм для сигнальной волны и 280 нм для холостой)	1.25/1.9	26.2	2

Для реализации ПУ в ближнем ИК диапазоне ( $\lambda_s = 1.333$  мкм,  $\lambda_i = 2$  мкм) был выбран кристалл бета-бората бария ( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, ВВО), имеющий широкий диапазон прозрачности (0.19–2.6 мкм), довольно высокий нелинейный оптический коэффициент, большую спектральную ширину фазового синхронизма и высокий порог пробоя. Основные характеристики кристалла, используемые при моделировании, приведены в табл. 2. Показатель преломления для каждой из волн рассчитывался на основе формул Селлмейера [12]. Значение нелинейного показателя преломления  $n_2$  было взято из работы [13].

В кристалле ВВО можно осуществить синхронизм I (оое) и II (еое) типов (синхронизм оое-типа не рассматривался из-за меньшего значения  $d_{\text{eff}}$ ). В этом случае кристалл вырезан под углами  $\theta = 19.9^\circ$ ,  $\phi = 90^\circ$  и  $\theta = 26.2^\circ$ ,  $\phi = 0$  соответственно. Синхронизм I типа характеризуется большим коэффициентом эффективной нелинейности (1.94 пм/В) по сравнению с синхронизмом II типа (1.57 пм/В) [14]. Однако в кристалле ВВО I типа синхронизма могут реализовываться паразитные процессы – генерация второй гармоники (ГВГ) сигнальной и холостой волн, а именно нелинейные преобразования  $(1.0)^{-1}(e) = (2.0)^{-1}(o) + (2.0)^{-1}(o)$  и  $(0.6665)^{-1}(e) = (1.333)^{-1}(o) + (1.333)^{-1}(o)$  соответственно. Это связано с тем, что углы синхронизма для указанных процессов относительно близки к углу синхронизма для основного взаимодействия ( $\theta = 20.3^\circ$  для ГВГ излучения с  $\lambda_s = 1.333$  мкм и  $21^\circ$  для ГВГ излучения с  $\lambda_i = 2$  мкм). При ГВГ сигнальной волны волновая расстройка составляет около 8.96 см<sup>-1</sup>, при ГВГ холостой волны – около 15.7 см<sup>-1</sup>. В кристалле ВВО II типа синхронизма может возникать паразитная ГВГ сигнальной волны,  $(0.6665)^{-1}(e) = (1.333)^{-1}(o) + (1.333)^{-1}(o)$ , для которой волновая расстройка равна 140.79 см<sup>-1</sup>. А паразитная ГВГ холостой волны не может развиваться, т. к. холостое излучение имеет е-поляризацию.

### 3. Результаты моделирования прямого ПУ

Было проведено моделирование прямого ПУ в кристаллах ВВО I и II типов синхронизма при накачке излучением на  $\lambda_p = 0.8$  мкм, инжекции излучением на  $\lambda_s = 1.333$  мкм и генерации холостого излучения на  $\lambda_i = 2$  мкм. Исследуемыми величинами при моделировании являлись выходные энергии и длительности импульсов (спектральные ширины) сигнального и холостого излучений в зависимости от длины кристалла ВВО для двух типов синхронизма.

При выборе оптимальной длины кристалла учитывались следующие факторы. Для начала следует обратить внимание на расстройку групповых скоростей взаимодействующих импульсов. Эти импульсы распространяются в

кристалле с различными групповыми скоростями. Разбегание импульсов препятствует их перекрытию во времени и тем самым ограничивает область эффективного преобразования. Чтобы пренебречь влиянием расстройки групповых скоростей, необходимо использовать кристалл, длина которого меньше квазистатической длины взаимодействия (групповой длины) (т.е. ВВО I типа синхронизма длиной менее 3 мм и ВВО II типа синхронизма длиной менее 1.25 мм (табл.2)).

Однако для ВВО II типа синхронизма область эффективного преобразования не ограничена групповыми длинами. Это связано с тем, что расстройка групповых скоростей импульсов сигнальной волны и накачки, а также расстройка групповых скоростей импульсов холостой волны и накачки имеют разные знаки. Поэтому импульсы сигнальной и холостой волн остаются локализованными в области импульса накачки при распространении в кристалле, что приводит к экспоненциальному росту коэффициента усиления при длинах кристалла, превышающих групповые длины. На рис.1 показана зависимость выходной энергии от длины кристалла.

Для ВВО II типа синхронизма наблюдается рост энергий сигнальной и холостой волн при длинах кристалла, больших групповых длин, приведенных в табл.2. При длине кристалла  $\sim 2.5$  мм имеет место насыщение усиления, после которого выходная энергия уменьшается. Сигнальная и холостая волны становятся настолько интенсивными, что начинается обратное преобразование – генерация излучения накачки.

Для ВВО I типа синхронизма процесс насыщения усиления и обратного преобразования начинается раньше – при длинах кристалла, больших 1.5 мм. Это связано с большим коэффициентом эффективной нелинейности и, следовательно, с большей эффективностью преобразования. Таким образом, оптимальная длина кристалла огра-

ничена не только расстройкой групповых скоростей, но и обратным преобразованием.

Оптимальную длину кристалла можно оценить также по зависимости произведения ширины спектра и длительности импульса  $\Delta\nu\tau$  от длины кристалла (рис.1,б). Из свойств преобразования Фурье следует, что произведение  $\Delta\nu\tau = 0.44$  для спектрально ограниченных импульсов, имеющих гауссову форму. В расчетах это произведение оценивалось на каждом шаге сетки. Значения ширины спектра и длительности выбирались на полувысоте спектрального и временного распределений интенсивности импульса. В области стабильного усиления сигнальной и холостой волн до начала истощения накачки и при хорошем временном перекрытии импульсов значение  $\Delta\nu\tau$  практически не отличается от 0.44 как для I типа, так и для II типа синхронизма. При синхронизме I типа произведение  $\Delta\nu\tau$  принимает чрезвычайно большие значения (0.8–1.4) при длинах кристалла свыше 1.5 мм, что связано с истощением импульса накачки (рис.1,б, рис.2,а,б). Аналогично существенное искажение ИК импульсов наблюдается при длинах кристалла, больших 2 мм, в случае синхронизма II типа (рис.1,б, рис.2,в,г). Отметим, что при длинах кристалла, существенно превышающих указанные значения, импульсы настолько искажены обратным преобразованием, что их нельзя считать гауссовыми. В этом случае значение  $\Delta\nu\tau$  становится неинформативным.

По результатам моделирования для кристалла ВВО I типа синхронизма длиной 1.5 мм энергия сигнальной волны после усиления составляет 119 мкДж, а холостой – 94 мкДж, для кристалла ВВО II типа синхронизма длиной 2 мм энергия сигнальной волны равна 262 мкДж, а холостой – 172 мкДж. Таким образом, эффективность преобразования по энергии в сигнальную и холостую волны для кристалла ВВО II типа синхронизма значительно выше ( $K = 0.43$ ), чем для кристалла ВВО I типа синхронизма ( $K = 0.21$ ), что также видно из рис.1,а. Это связано с тем, что в кристалле ВВО I типа синхронизма могут реализовываться паразитные процессы – ГВГ сигнальной и холостой волн. Данные процессы значительно уменьшают выходную энергию сигнальной и холостой волн и, следовательно, эффективность преобразования. Экспериментально эффективная ГВГ наблюдалась в работе [15]. В кристалле ВВО II типа синхронизма паразитная ГВГ сигнальной волны не может развиваться при достаточно большой волновой расстройке, равной  $\sim 140$  см $^{-1}$ , а также из-за относительно большого ( $\sim 5.9^\circ$ ) различия углов синхронизма для ГВГ сигнальной волны и для основного взаимодействия. Действительно, для ВВО I типа синхронизма длиной 1.5 мм энергии вторых гармоник сигнальной и холостой волн равны 31 и 4 мкДж соответственно, в то время как для ВВО II типа синхронизма длиной 2 мм энергия второй гармоники сигнальной волны составляет лишь  $\sim 1$  мкДж (рис.1,а).

Необходимо отметить, что при синхронизме I типа можно получить большие спектральные ширины синхронизма (табл.2), чем при синхронизме II типа и, следовательно, меньшие длительности импульсов, что также было подтверждено при моделировании. Так, для ВВО I типа синхронизма длительности выходных импульсов сигнальной и холостой волн равны  $\sim 26$  и  $25$  фс соответственно, а для ВВО II типа синхронизма – 34 и 32 фс.

Таким образом, использование кристалла ВВО II типа синхронизма является предпочтительным благода-

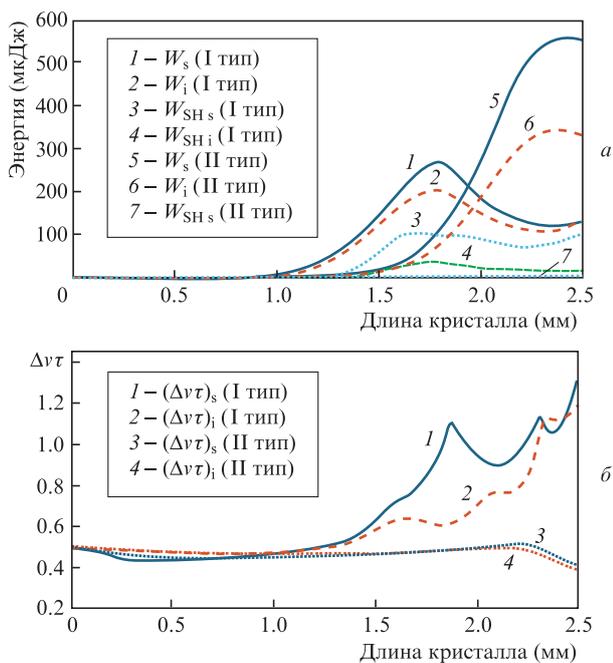


Рис.1. Зависимости энергий сигнальной ( $W_s$ ;  $\lambda_s = 1.333$  мкм) и холостой ( $W_i$ ;  $\lambda_i = 2$  мкм) волн, вторых гармоник сигнальной ( $W_{SHs}$ ;  $\lambda_{SHs} = 0.6665$  мкм) и холостой ( $W_{SHi}$ ;  $\lambda_{SHi} = 1$  мкм) волн (а), а также произведений ширины спектра и длительности импульсов сигнальной,  $(\Delta\nu\tau)_s$ , и холостой,  $(\Delta\nu\tau)_i$ , волн от длины кристалла (б).

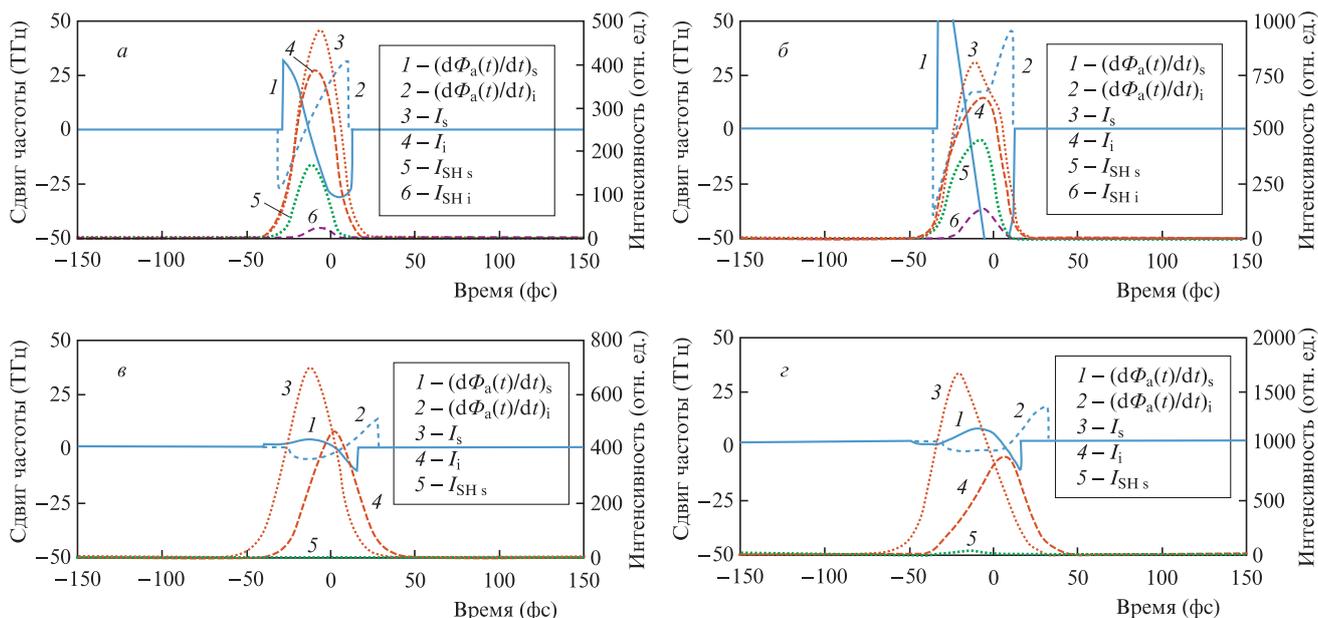


Рис.2. Временные формы импульсов сигнальной (интенсивность  $I_s$ ) и холостой ( $I_i$ ) волн, их вторых гармоник ( $I_{SH_s}$ ,  $I_{SH_i}$ ), а также chirпы  $(d\Phi_a(t)/dt)_s$  и  $(d\Phi_a(t)/dt)_i$  сигнальной и холостой волн при длине кристалла 1.5 (а), 1.7 (б), 2 (в) и 2.25 мм (г) для I (а, б) и II (в, г) типов синхронизма.

ря большей эффективности преобразования по энергии, а также возможности получения достаточно коротких импульсов длительностью до 32 фс, что составляет менее пяти оптических циклов поля.

#### 4. Результаты моделирования ПУ с chirпированными накачкой и сигнальной волной

Для увеличения эффективности преобразования излучения титан-сапфировой лазерной системы в излучение среднего ИК диапазона при сохранении ширины фазового синхронизма, достаточного для получения импульсов в несколько оптических циклов поля, была рассмотрена схема ПУ с chirпированными сигнальной волной и накачкой. Эта схема в отличие от схемы ОРСПА имеет больше степеней свободы, т. к. импульс накачки остается широкополосным, а его chirп может изменяться независимо. Было проведено моделирование ПУ с chirпированными импульсами в кристалле ВВО II типа синхронизма при накачке излучением на  $\lambda_p = 0.8$  мкм, инъекции излучением на  $\lambda_s = 1.333$  мкм и генерации холостого излучения на  $\lambda_i = 2$  мкм. Основной целью моделирования являлась оптимизация параметров chirпирования накачки и сигнальной волны для получения максимальной эффективности преобразования по энергии и достаточной спектральной ширины сигнального и холостого излучений.

Нами использовались два варианта моделирования. В первом варианте определялось влияние ДГЗ сигнальной волны на эффективность преобразования по энергии и выходной спектр сигнальной волны при увеличении длительности импульса накачки до 1 пс. Длительность  $\sim 1$  пс была выбрана как компромисс для получения достаточной ширины спектра и приемлемой эффективности преобразования, а также для иллюстрации общих трендов изменения зависимости эффективности преобразования и спектральной ширины сигнальной волны от величины и знака ДГЗ этой волны. При дальнейшем увеличении

длительности эти тренды сохраняются, однако абсолютные значения указанных величин могут изменяться. Во втором варианте изменялись ДГЗ сигнальной волны и накачки одновременно, при этом chirпирование проводилось до одинаковой длительности импульсов.

На рис.3 представлены зависимости эффективности преобразования по энергии и спектральной ширины сигнальной волны от величины и знака ДГЗ этой волны при фиксированной ДГЗ импульса накачки 18000  $\text{фс}^2$  (увеличение длительности до 1 пс). Видно, что эффективность преобразования возрастает по мере увеличения ДГЗ импульса сигнальной волны и определяется в основном временным перекрытием импульсов накачки и сигнальной волны. При взаимодействии очень короткого импульса сигнальной волны с длинным импульсом накачки только малая часть импульса накачки перекрывается во времени с импульсом сигнальной волны. Это означает, что лишь небольшая часть энергии накачки может быть преобразована в энергию сигнальной волны. Существенно большее количество энергии накачки может быть передано импульсу сигнальной волны, когда его длительность велика, что связано с лучшим временным перекрытием импульсов накачки и сигнальной волны по мере их распро-

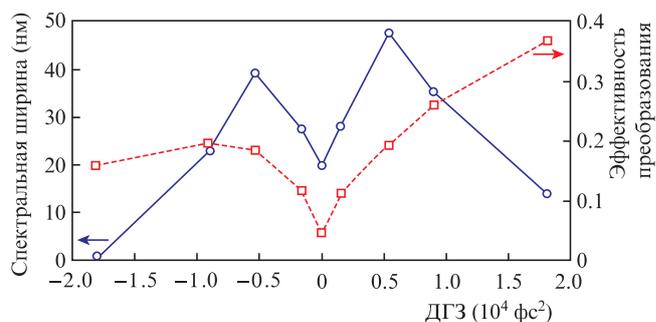


Рис.3. Зависимости спектральной ширины импульса сигнальной волны и эффективности преобразования по энергии в эту волну  $K_s$  от ДГЗ сигнальной волны при фиксированной длительности импульса накачки 1 пс.

странения в кристалле и с увеличением групповых длин взаимодействия. Так, наибольшая эффективность преобразования по энергии в сигнальную волну  $K_s$  достигается при одинаковой ДГЗ импульсов накачки и сигнальной волны (до 1 пс) и составляет  $\sim 0.4$ , а эффективность преобразования в холостую волну  $K_i$  равна  $\sim 0.2$ . Именно поэтому ниже будет рассмотрен случай chirпирования сигнальной волны и накачки до одинаковой длительности импульсов как наиболее эффективный. Кроме того, отметим, что эффективности преобразования при chirпировании импульсов накачки и сигнальной волны с одинаковыми и разными знаками ДГЗ различны. Ключевую роль здесь играет временное перекрытие спектральных компонент при ПУ.

В случае chirпирования импульсов с одинаковыми знаками ДГЗ длинноволновые спектральные компоненты сигнальной волны перекрываются с длинноволновыми спектральными компонентами импульса накачки, центральная часть спектра сигнальной волны с центральной частью спектра накачки и, наконец, коротковолновые компоненты сигнальной волны с коротковолновыми компонентами накачки. Таким образом, синхронизм выполняется для большей части компонент спектра сигнального импульса. В связи с этим, в целом, chirпирование импульсов с одинаковыми знаками ДГЗ позволяет получить большую спектральную ширину и, как следствие, большую эффективность преобразования по энергии по сравнению с chirпированием накачки и сигнальной волны с разными знаками (рис.3). Аналогично увеличение эффективности преобразования по энергии в сигнальную волну с ростом величины ДГЗ импульса сигнальной волны, а также возможность достижения большей эффективности преобразования при chirпировании сигнальной волны и накачки с одинаковыми знаками ДГЗ были продемонстрированы в работах [11, 16, 17]. Так, при chirпировании накачки (до 1 пс) и сигнальной волны (до 300 фс) с одинаковыми знаками ДГЗ, можно получить наибольшую спектральную ширину  $\sim 48$  нм (рис.3). Эффективность преобразования по энергии в сигнальную волну в этом случае составляет до 20% (суммарная эффективность – до 35%). При увеличении длительности импульса накачки до 3 пс была получена большая ширина спектра (до 58 нм) при длительности импульса сигнальной волны 500 фс, однако эффективность преобразования для этой волны значительно снижалась – до 12% (суммарная эффективность – до 20%).

Обратимся теперь к изменению спектральной ширины импульса сигнальной волны в случае положительного chirпирования сигнальной волны и накачки. Сначала она увеличивается, затем достигает максимума и, наконец, уменьшается с увеличением ДГЗ сигнального импульса. Аналогичная зависимость спектральной ширины импульса сигнальной волны от его длительности подробно рассмотрена в работах [11, 16, 17]. Для коротких импульсов сигнальной волны (длительностью 50–100 фс) во время процесса ПУ только центральная часть импульса накачки взаимодействует с импульсами сигнальной и холостой волн. Фактически ширина выходного спектра задается расстройкой групповых скоростей. С увеличением длительности импульса сигнальной волны расстройка групповых скоростей уменьшается и выходной спектр определяется «мгновенным» перекрытием спектральных компонент во временном представлении. Чем ближе друг к другу становятся значения ДГЗ сигнального импульса и на-

качки, тем шире выходной спектр. Однако, как видно из рис.3, после определенного значения ДГЗ спектральная ширина начинает уменьшаться. Этот эффект объясняется процессом обужения спектра и схож с аналогичным эффектом в лазерных средах (gain-narrowing). Поскольку коэффициент ПУ может достигать значений вплоть до  $10^4$ , то спектральные компоненты, оказавшиеся на «хвостах» импульса накачки, усиливаются значительно слабее, чем компоненты, расположенные в центре импульса. Таким образом, в зависимости спектральной ширины импульса сигнальной волны от величины ДГЗ образуется максимум. В связи с этим при реализации параметрического усилителя с двойным chirпированием необходимо выбирать между максимальной эффективностью преобразования и максимальной спектральной шириной.

Поскольку одинаковые значения ДГЗ импульсов накачки и сигнальной волны обеспечивают максимальную эффективность преобразования по энергии, то рассмотрим теперь изменение абсолютных значений ДГЗ обеих волн одновременно для определения возможностей увеличения спектральной ширины сигнального импульса. В этом случае при моделировании была исследована зависимость спектральной ширины холостого импульса от величины и знака ДГЗ импульсов накачки и сигнальной волны. Параметры, используемые при моделировании, приведены в табл.3. В расчетах интенсивность излучения накачки на входе в кристалл ВВО составляла  $\sim 200$  ГВт/см<sup>2</sup>.

На рис.4 показаны спектры сигнальной (1.333 мкм) и холостой (2 мкм) волн в зависимости от величины и знака ДГЗ импульсов накачки и сигнальной волны. Видно, что спектральная ширина сигнального импульса практически не меняется при всех значениях ДГЗ. Напротив, импульсы холостой волны имеют наиболее узкий спектр (до 10–13 нм), когда импульсы сигнальной волны и накачки chirпированы с одинаковыми знаками, и существенно более широкий спектр (до 100 нм) при chirпировании с разными знаками ДГЗ. Это связано с выполнением «мгновенных» условий фазового согласования. При chirпировании с одинаковыми знаками ДГЗ различие частот волны накачки и сигнальной волны, импульсы которых пере-

Табл.3. Параметры импульсов сигнальной волны и накачки.

Излучение	Длина волны (мкм)	ДГЗ (фс <sup>2</sup> )	Длительность импульсов	Энергия
Накачка	0.8	0–90 000	50 фс – 5 пс	1 мДж
Сигнальная волна	1.333	от –90 000 до +90 000	50 фс – 5 пс	10 нДж

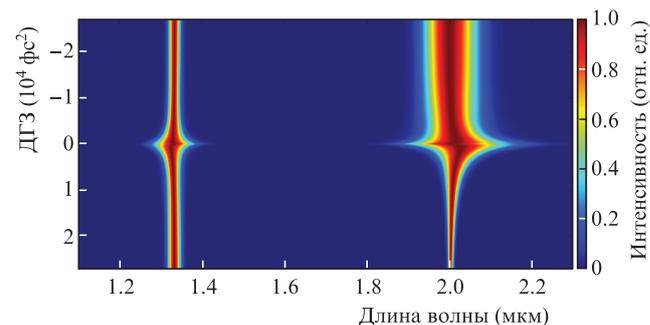


Рис.4. Спектры импульсов сигнальной и холостой волн в зависимости от ДГЗ этих импульсов.

крываются во времени, невелико. ДГЗ импульсов накачки и сигнальной волны почти компенсируются в процессе генерации холостого импульса, и холостой импульс оказывается нечирпированным, а его спектр – достаточно узким. В случае, когда знаки ДГЗ импульсов накачки (положительный) и сигнальной волны (отрицательный) противоположны, длинноволновые компоненты импульса сигнальной волны перекрываются с коротковолновыми компонентами импульса накачки во временном представлении. Следовательно, сигнал на разностной частоте импульсов накачки и сигнальной волны (импульс холостой волны) имеет наиболее широкую спектральную ширину, что позволяет сжимать импульсы до длительности  $\sim 59$  фс. Также в работах [16, 17] была продемонстрирована аналогичная зависимость спектральной ширины импульсов холостой волны от знака ДГЗ импульсов сигнальной волны и накачки.

Необходимо отметить, что в работе [16] наиболее широкий спектр сигнальной волны можно было получить при чирпировании импульсов сигнальной волны и накачки с одинаковыми знаками ДГЗ, что объяснялось более точным выполнением условия фазового синхронизма. В настоящей работе спектральная ширина сигнального импульса также оказывается больше при чирпировании с одинаковыми знаками ДГЗ ( $\sim 23$  нм), однако ее отличие от случая чирпирования с разными знаками ( $\sim 20$  нм) невелико. Чтобы определить причину такого поведения спектральной ширины сигнальной волны, была исследована ее зависимость от начальной длительности импульсов накачки  $\tau_0$  при фиксированном значении ДГЗ этого импульса  $\sim 18\,000$  фс<sup>2</sup>, т. к. в отличие от работы [16] в нашем случае используется излучение титан-сапфирового лазера с  $\tau_0 = 50$  фс. При моделировании  $\tau_0$  варьировалось от 25 до 100 фс (в [16] длительность импульсов накачки составляла  $\sim 25$  фс). На рис.5 наблюдается значительное увеличение спектральной ширины импульса сигнальной волны при одинаковых условиях чирпирования в зависимости от начальной длительности импульсов накачки. Так, при  $\tau_0 = 25$  фс можно получить большую спектральную ширину сигнальной волны (до 46 нм), чем при  $\tau_0 = 50$  фс. В этом случае эффективность преобразования в сигнальную волну составляет до 30%, а суммарная эффективность преобразования – до 50%. Таким образом, спектральная ширина исходного импульса накачки оказывает принципиальное влияние на возможность генерации широкополосного импульса сигнальной волны. Для импульсов накачки с умеренной шириной спектра наиболее широкополосный импульс сигнальной волны может быть получен лишь в схеме прямого усиления, тогда как

использование схемы двойного чирпирования приводит к обужению спектра сигнальной волны или к снижению эффективности преобразования.

Таким образом, исходя из нашего рассмотрения, наиболее перспективным оказывается прямое усиление в кристалле ВВО II типа синхронизма длиной 2 мм. В этом случае для реализации последнего каскада преобразования при энергии  $\sim 50$  мДж размер пучка будет составлять  $\sim 2.5$  см. На сегодняшний день кристаллы с апертурой  $10 \times 10$  мм доступны коммерчески. Кроме того, для этой цели также может применяться фасеточный кристалл, используемый ранее для генерации терагерцевого излучения [18]. Согласно нашим расчетам, в таком кристалле могут быть получены энергия сигнальной волны до 10 мДж и энергия холостой волны до 6.2 мДж при сохранении длительности импульса 33 и 36 фс соответственно. Отметим, что для сохранения длительности и отсутствия эффекта истощения накачки ее интенсивность, а также длина кристаллов на последних каскадах могут быть оптимизированы.

## 5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе было проведено численное моделирование схем прямого ПУ и ПУ с чирпированными сигнальной волной и накачкой в кристаллах ВВО I (ооe) и II (eoe) типов синхронизма. В качестве источника излучения накачки использовался тераваттный титан-сапфировый лазер ( $\lambda_p = 0.8$  мкм,  $\tau = 50$  фс,  $W = 60$  мДж). Показано, что для кристалла ВВО I типа синхронизма длиной 1.5 мм эффективность преобразования по энергии в сигнальную и холостую волны достаточно низкая (21%) вследствие высокой эффективности преобразования в паразитные вторые гармоники сигнальной и холостой волн. Однако длительности импульсов сигнальной ( $\lambda_s = 1.333$  мкм) и холостой ( $\lambda_l = 2$  мкм) волн составляют до 26 фс, что обусловлено большой спектральной шириной синхронизма (394 нм для сигнальной волны и 933 нм для холостой). Для кристалла ВВО II типа синхронизма длиной 2 мм эффективность преобразования по энергии оказывается значительно выше (43%) из-за отсутствия паразитных процессов (ГВГ сигнальной и холостой волн), несмотря на меньший коэффициент эффективной нелинейности ( $d_{\text{eff}} = 1.57$  пм/В) по сравнению с таковым в случае синхронизма I типа ( $d_{\text{eff}} = 1.94$  пм/В). Выходная длительность импульсов равна 34 и 32 фс для сигнального и холостого импульсов соответственно.

Рассмотрение схемы двойного чирпирования показало, что суммарная эффективность преобразования по энергии в сигнальную и холостую волны может быть увеличена до 60% при чирпировании сигнальной волны и накачки до длительности импульсов 1 пс, что связано с лучшим временным перекрытием импульсов накачки и сигнальной волны по мере их распространения в кристалле. Однако спектральная ширина сигнального импульса в таком случае равна лишь 23 нм, что соответствует его длительности 108 фс. Увеличения спектральной ширины нельзя достичь за счет изменения величины ДГЗ при сохранении эффективности преобразования. Ширину спектра сигнальной волны 48 нм можно получить при эффективности преобразования около 20% в случае чирпирования сигнальной волны до длительности импульса 300 фс и накачки до длительности импульса 1 пс, при этом суммарная эффективность преобразования составляет до 35%.

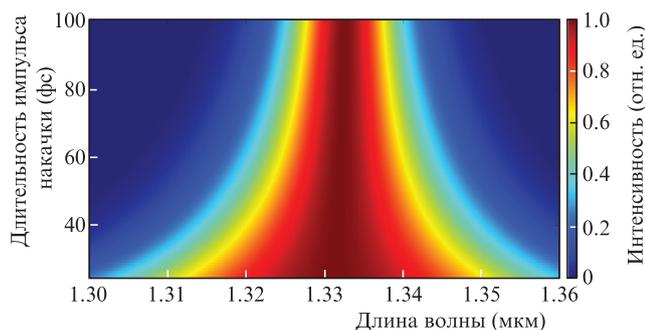


Рис.5. Спектр импульса сигнальной волны в зависимости от начальной длительности импульса накачки.

Существенно большая ширина выходного спектра (до 46 нм) может быть также получена для импульсов накачки меньшей длительности (25 фс) при эффективности преобразования по энергии в сигнальную волну до 30% (суммарная эффективность преобразования по энергии до 50%). Отметим, что максимальная спектральная ширина холостого импульса (до 100 нм) достигается при chirpировании сигнальной волны и накачки с противоположными знаками ДГЗ, что позволяет в дальнейшем сжимать импульсы холостой волны до длительности ~65 фс.

Таким образом, при использовании излучения накачки с длительностью импульса 50 фс применение схемы прямого усиления оказывается предпочтительным из-за ее большей эффективности и возможности генерации коротких импульсов.

Исследования поддержаны грантом РНФ № 20-19-00148.

1. Vicario C., Ovchinnikov A.V., Ashitkov S.I., Agranat M.B., Fortov V.E., Hauri C.P. *Opt. Lett.*, **39** (23), 6632 (2014).
2. Jazbinsek M., Puc U., Abina A., Zidanssek A. *Appl. Sci.*, **9** (5), 882 (2019).
3. Fedorov V.Y., Tzortzakakis S. *Opt. Express*, **26** (24), 31150 (2018).
4. Vasilyev S., Moskalev I., Mirov M., et al. *Proc. SPIE*, **10193**, 101930U (2017).
5. Migal E., Pushkin A., Bravy B., Gordienko V., Minaev N., Sirotkin A., Potemkin F. *Opt. Lett.*, **44** (10), 2550 (2019).
6. Danson C.N., Haefner C., Bromage J., et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e54 (2019).
7. Fu Y., Xue B., Midorikawa K., Takahashi E.J. *Appl. Phys. Lett.*, **112** (24), 241105 (2018).
8. Xu L., Nishimura K., Suda A., Midorikawa K., Fu Y., Takahashi E.J. *Opt. Express*, **28** (10), 15138 (2020).
9. Takahashi E.J., Kanai T., Nabekawa Y., Midorikawa K. *Appl. Phys. Lett.*, **93** (4), 041111 (2008).
10. Vaupel A., Bodnar N., Webb B., Shah L., Richardson M.C. *Opt. Eng.*, **53** (5), 051507 (2013).
11. Zhang Q., Takahashi E.J., Mücke O.D., Lu P., Midorikawa K. *Opt. Express*, **19** (8), 7190 (2011).
12. Zhang D., Kong Y., Zhang J.Y. *Opt. Commun.*, **184** (5-6), 485 (2000).
13. Koehn W. *Solid-state Laser Engineering* (Berlin–Heidelberg: Springer, 2013, Vol. 1).
14. Eckardt R.C., Masuda H., Fan Y.X., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (5), 922 (1990).
15. Xu G., Wandel S.F., Jovanovic I. *Rev. Sci. Instrum.*, **85** (2), 023102 (2014).
16. Fu Y., Midorikawa K., Takahashi E.J. *Sci. Rep.*, **8** (1), 1 (2018).
17. Fu Y., Midorikawa K., Takahashi E.J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **25** (4), 1 (2019).
18. Vicario C., Shalaby M., Hauri C.P. *Phys. Rev. Lett.*, **118** (8), 083901 (2017).