Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 10, с. 876 – 882 © 2026 г. 25 ноября

Двунаправленная синхронная импульсная генерация в волоконном лазере с резонатором типа “Инь–Ян” при помощи самомодуляции усиления

М. Д. Радченко[+*1)], *Б. Н. Нюшков*[+*]

[+]*Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия*

[*]*Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 2 октября 2026 г.
После переработки 13 октября 2026 г.
Принята к публикации 15 октября 2026 г.

Представлен метод двунаправленной синхронной импульсной генерации за счет асимметричной аддитивной модуляции лазерного усиления встречными пучками в волоконном кольцевом лазере с резонатором типа “Инь–Ян”. Петля реверсивной обратной оптической связи в таком резонаторе обеспечивает асимметричность сложения встречных пучков в активной среде и синхронную модуляцию усиления посредством истощения и восстановления инверсии для обоих пучков. Это исключает неконтролируемую конкуренцию встречных мод и неустойчивость двунаправленной генерации. Такая синхронная двунаправленная импульсная генерация была экспериментально продемонстрирована в эрбиевом волоконном лазере с непрерывной накачкой. С помощью теоретической модели подтвержден заявленный принцип генерации, а также показана универсальность этого метода применительно к волоконным лазерам на основе различных редкоземельных элементов.

DOI: 10.7868/S3034576626110244

1. Введение. В настоящее время волоконные лазеры находят широкое применение в науке и технике благодаря высокой энергоэффективности, плотности мощности и качеству лазерного пучка, а также компактности и надежности волоконного исполнения [1, 2]. Одним из важных направлений в сфере разработки и создания различных типов волоконных лазеров являются двунаправленные импульсные лазеры [3–6]. Подобные источники могут использоваться в лазерных гироскопах для метрологических применений [7, 8], а также востребованы в спектроскопии для создания двойных когерентных оптических гребенок [9]. Известные конфигурации двунаправленных волоконных импульсных лазеров требуют использования специальных пассивных или активных элементов (насыщающихся поглотителей, модуляторов или электрооптических переключателей) для получения импульсной лазерной генерации [10–12], что увеличивает стоимость, усложняет конструкцию, ограничивает надежность и энергоэффективность. Кроме того, контроль и синхронизация именно двунаправленной генерации требуют специальных конструктивных решений, в сравнении с однонаправленной импульсной генерацией.

Ранее нами демонстрировалась возможность применения самоподдерживающейся перекрестной модуляции усиления в контексте однонаправленной импульсной генерации в волоконных лазерах с отрицательной оптической обратной связью для различных типов активных сред [13, 14]. Добавление в однонаправленный кольцевой резонатор лазера дополнительной петли обратной оптической связи, возвращающей часть мощности генерации во встречном направлении (т.е. на выход оптического усилителя), дополнительно насыщает усиление, вследствие чего мощность генерации и, соответственно, мощность в усилителе падает. Это, в свою очередь, приводит к восстановлению усиления и росту мощности генерации. Таким образом реализуется самомодуляция усиления, приводящая к импульсному режиму генерации. Как нами было показано в этих работах, к преимуществам данного метода импульсной генерации относится самозапуск и стабильность режима импульсной генерации. При этом для достижения импульсной генерации не требуется ни использование дополнительных элементов (поглотителей или модуляторов) в самом лазере, ни импульсной накачки активной среды лазера.

В данной работе мы впервые демонстрируем возможность применения подобного метода самомоду-

[1)]e-mail: m.radchenko@corp.nstu.ru

ляции усиления уже в двунаправленном кольцевом лазере для реализации синхронной двунаправленной импульсной генерации. С этой целью предложено использовать волоконный лазер с топологией резонатора типа "Инь–Ян". Лазер такого типа состоит из, собственно, двунаправленного кольцевого резонатора и дополнительной S-образной петли реверсивной обратной оптической связи (РООС), как представлено схематично на рис. 1a. Ранее подобная топология резонатора волоконного лазера исследовалась только в контексте возможности поддержания непрерывной однонаправленной генерации в исходно двунаправленном резонаторе [15] с возможностью переключения направления посредством изменения мощности накачки. В нашей работе мы доработали эту топологию именно для целей получения синхронной двунаправленной импульсной генерации. Путем добавления оптического изолятора в S-образную реверсивную петлю мы создаем асимметрию при сложении мощностей генерации встречных пучков в усиливающей среде. В начальный момент времени от включения накачки данная конфигурация лазера практически симметрична по потерям и усилению для излучения, распространяющегося в резонаторе по направлению часовой стрелки (ЧС) и против часовой стрелки (ПЧС). Однако по истечении времени задержки, которое определяется и регулируется длиной S-образной петли РООС, часть мощности излучения генерации ЧС реверсируется (меняет направление распространения) и суммируется в усиливающей среде с мощностью излучения ПЧС. Это приводит к более глубокому аддитивному насыщению лазерного усиления, вплоть до падения ниже порога генерации (из-за истощения инверсии). Причем это не дает преимущества в усилении для излучения ПЧС, поскольку эффективно происходит перекрестная модуляция усиления встречными пучками, поэтому общая мощность генерации в результате стремится к нулю. В то же время непрерывная накачка активной среды постепенно восстанавливает инверсию населенностей и усиление выше порога генерации. После чего процесс повторяется в той же последовательности: начальный рост мощности излучения генерации в обоих направлениях, асимметричное аддитивное насыщение усиления с задержкой, определяемой длиной петли РООС, и вызванное этим последующее падение мощности генерации вплоть до нуля. Концепцию такой динамики двунаправленной импульсной генерации иллюстрируют временны́е диаграммы на рис. 1b.

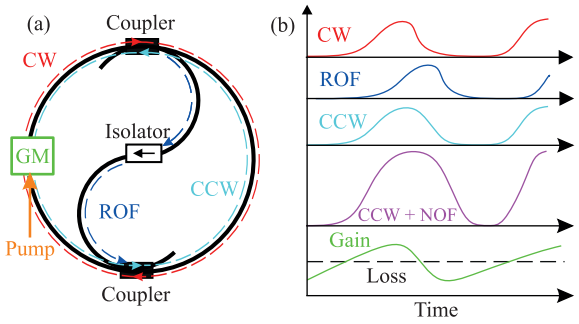

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематичное изображение базовой конфигурации волоконного лазера типа "Инь–Ян" (a) и концептуальная схема формирования двунаправленной импульсной генерации (b). CW – распространяющееся в прямом направлении (по ЧС) излучение в кольцевом резонаторе; CCW – распространяющееся в обратном направлении (против ЧС) излучение в кольцевом резонаторе; ROF – излучение в S-образной петле (выполняет функцию РООС); GM – активная среда

2. Теоретическая модель. Ввиду относительно небольшой длины активного волокна и относительно невысокой пиковой мощности, для моделирования двунаправленной лазерной генерации нами используется уравнение переноса мощности лазерной генерации внутри резонатора в приближении точечного усилителя (подобный подход ранее уже был успешно апробирован для волоконных и гибридных лазеров с нетривиальной динамикой лазерного усиления [16, 17]):

$$\frac{n_\lambda}{c}\frac{\partial P_R^{\pm}(t,z)}{\partial t} + \frac{\partial P_R^{\pm}(t,z)}{\partial z} = P_R^{\pm}(t,z)(g(t,z) - \Sigma\alpha(z)), \quad (1)$$

где $n_\lambda = 1.4682$ – эффективный показатель преломления волокна на длине волны генерации, c – скорость света в вакууме, $g(t,z) = g(t)\delta(z - z_g)$ – коэффициент точечного усиления активного волокна в координате z_g, P_R^+ и P_R^- – мощность излучения генерации внутри резонатора, которая распространяется в направлении по часовой и против часовой стрелки соответственно. При этом суммарные потери $\Sigma\alpha(z)$ в уравнении (1) определяются через распределенные потери в волокне резонатора и точечные потери в отдельных внутрирезонаторных элементах и оптических соединителях:

$$\Sigma\alpha(z) = \beta + (\alpha_1 + \gamma)\delta(z - z_1) + (\alpha_2 + \gamma)\delta(z - z_2), \quad (2)$$

где $\beta = 1.47\,\text{км}^{-1}$ – распределенные потери в волокне резонатора, α_1 – точечный коэффициент деления излучения на (входном) оптическом разветвителе в координате z_1 для ввода излучения ЧС в S-образную петлю, α_2 – точечный коэффициент деления излучения на (выходном) оптическом разветвителе в ко-

ординате z_2, используемом для вывода излучения из S-образной петли обратно в резонатор в направлении ПЧС, а $\gamma = 0.7$ дБ – потери на оптических соединителях внутрирезонаторных элементов схемы.

Для моделирования усиления активного волокна мы используем эффективную двухуровневую модель ионов редкоземельного металла (например, эрбия или иттербия), легированных в сердцевину активного волокна [18]:

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = N\left(\rho_0^{(p)}\sigma_{12}^{(p)}\frac{P_p}{h\nu_p} + \rho_0^{(s)}\sigma_{12}^{(s)}\frac{P_R^{(g)}}{h\nu_s}\right) - N_2(t)\left(\rho_0^{(p)}\sigma_{+}^{(p)}\frac{P_p}{h\nu_p} + \rho_0^{(s)}\sigma_{+}^{(s)}\frac{P_R^{(g)}}{h\nu_s} + \frac{1}{\tau_i}\right) \quad (3)$$

с применением обозначений

$$P_R^{(g)} = P_R^{+}(t, z_g) + P_R^{-}(t, z_g), \quad \sigma_{+}^{(p,s)} = \sigma_{12}^{(p,s)} + \sigma_{21}^{(p,s)},$$

где N – суммарная концентрация ионов в сечении сердцевины волокна, N_2 – концентрация возбужденных ионов в сечении сердцевины волокна, τ_i – время жизни возбужденного состояния легирующих ионов, ν_p и ν_s – частоты накачки и генерируемого излучения соответственно, $\rho_0^{(p)}$ и $\rho_0^{(s)}$ – нормированные по площади сечения мощность накачки и генерируемая мощность в центре волокна, $\sigma_{12}^{(p)}$ и $\sigma_{21}^{(p)}$ – сечения поглощения и испускания для излучения накачки, $\sigma_{12}^{(s)}$ и $\sigma_{21}^{(s)}$ – сечения поглощения и испускания для генерируемого излучения. В свою очередь, коэффициент усиления g активного волокна в уравнении (1) определяется через инверсию населенностей (3):

$$g(t) = \exp(N_2(t)\rho_0^{(s)}\sigma_{+}^{(s)}L_0 - N\rho_0^{(s)}\sigma_{12}^{(s)}L_0) \quad (4)$$

с длиной активного волокна L_0.

3. Моделирование динамики генерации. Приведенное в предыдущем разделе уравнение (1) численно решается методом пошагового переноса пространственной сетки мощности. Равномерная сетка мощности создается разбиением волокна длиной L_R на сегменты с шагом сетки Δz. В момент времени t каждой точке разбиения z_j соответствует некоторая мощность $P_j^{\pm}(t) = P_R^{\pm}(t, z_j)$. Переносу мощности в волоконном резонаторе соответствует замкнутая (циклическая) перестановка этой мощности на каждом временно́м шаге t_i на один пространственный шаг сетки:

$$\begin{aligned} P_{j+1}^{+}(t_{i+1}) &= \beta_j(t_i)P_j(t_i), \\ P_{j-1}^{-}(t_{i+1}) &= \beta_j(t_i)P_j(t_i), \end{aligned} \quad (5)$$

в которой $\beta_j(t)$ является сеткой потерь и усиления в волокне, в которой усиление рассчитывается по формуле (4) каждый момент времени как функция мощности накачки P_p и мощностей генерации на усилителе $P_R^{\pm}(t, z_g)$, приходящих в активное волокно. Цикличность перестановки определяется следующим условием:

$$\begin{aligned} P_{j_1}^{+}(t_{i+1}) &= \beta_{j_2}(t_i)P_{j_2}(t_i), \\ P_{j_2}^{-}(t_{i+1}) &= \beta_{j_1}(t_i)P_{j_1}(t_i), \\ z_{j_1} = 0, \quad z_{j_2} &= L_R. \end{aligned} \quad (6)$$

Численный расчет динамики распространения мощности P_S^{-} излучения в РООС производится аналогично расчету динамики генерации излучения в резонаторе с теми же временны́м и пространственным шагами, но незамкнутой перестановкой без условия (6). В начальную координату волокна S-образной петли поступает излучение ЧС из резонатора $P_R^{+}(t, z_1)$ с разветвителя α_1, а излучение из конечной координаты S-образной петли добавляется к излучению ПЧС в резонаторе в точке разветвителя α_2. Также учитывается, что в РООС вместо потерь (2) присутствуют только распределенные потери β и точечные потери γ на оптических соединителях разветвителей.

Немаловажно отметить необходимое условие сходимости решения в данном численном методе, а именно наличие жесткой связи пространственного шага сетки Δz и временно́го шага Δt через скорость распространения излучения в волокне:

$$\Delta t = n_\lambda \Delta z / c. \quad (7)$$

Условие (7) связывает период резонатора T_0 с его физической длиной L_R, что необходимо для корректного выполнения циклической перестановки.

Численное моделирование динамики генерации было проведено как с использованием параметров эрбиевых, так и иттербиевых активных волокон для проверки применимости метода к лазерам на основе разных активных волокон. При моделировании использовались значения параметров из спецификаций реальных коммерческих эрбиевых и иттербиевых волокон (nLIGHT LIEKKI Er30-4/125 и nLIGHT LIEKKI Yb700-6/125-PM соответственно), которые применяются в наших исследованиях. Для моделирования эрбиевого варианта волоконного лазера с излучением накачки на длине волны $\lambda_p = 976$ нм (переход ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ иона Er^{3+}) использовалось взятое из спецификации значение сечения поглощения $\sigma_{12}^{(p)} = 2.5 \cdot 10^{-25}$ м^2. Так как последующий быстрый переход с промежуточного уровня ${}^4I_{11/2}$

на верхний лазерный уровень $^4I_{13/2}$ имеет безызлучательный характер, значение сечения испускания для излучения накачки в нашей модели эрбиевого лазера было приравнено нулю ($\sigma_{21}^{(p)} = 0$). Для излучения генерации $\lambda_s = 1560$ нм (переход между уровнями $^4I_{15/2}$ и $^4I_{13/2}$): $\sigma_{12}^{(s)} = 3.1 \cdot 10^{-25}$ м^2 и $\sigma_{21}^{(s)} = 4.6 \cdot 10^{-25}$ м^2. Для моделирования лазера на основе иттербиевого волокна с излучением накачки $\lambda_p = 976$ нм и излучением генерации $\lambda_s = 1064$ нм (связанных с переходами между определенными подуровнями уровней $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$ иона Yb^{3+}) использовались следующие значения сечений поглощения и испускания: $\sigma_{12}^{(p)} = 1.5 \cdot 10^{-24}$ м^2, $\sigma_{21}^{(p)} = 1.8 \cdot 10^{-24}$ м^2, $\sigma_{12}^{(s)} = 4.5 \cdot 10^{-27}$ м^2, $\sigma_{21}^{(s)} = 2.4 \cdot 10^{-25}$ м^2.

Полученная в ходе численного расчета динамика генерации для параметров Er и Yb активных волокон демонстрирует возможность синхронной двунаправленной импульсной генерации с периодом $T \sim 100T_0$, как показано на рис. 2. Из рисунка видно, что относительно излучения ЧС усиление эффективно модулировано суммарным излучением ПЧС, которое состоит из излучения с РООС и излучения генерации в резонаторе. Эта самомодуляция усиления приводит к генерации импульсов излучения ЧС и ПЧС из-за снятия инверсии населенностей активной среды ниже порога генерации. Таким образом, использование кольцевого резонатора "Инь–Ян" позволяет синхронно генерировать двунаправленное лазерное излучение. При этом сам физический принцип самомодуляции усиления за счет РООС обеспечивает синхронность двунаправленной генерации, не требуя никаких дополнительных мер по синхронизации. Качественная схожесть результатов как эрбиевого, так и иттербиевого активного волокна позволяет говорить об универсальности данного метода генерации в контексте его применимости к лазерам с разными редкоземельными активными волокнами.

Интересной выявленной особенностью исследуемого режима генерации посредством асимметричной аддитивной модуляции усиления является представленная на рис. 3 зависимость периода и длительности импульсов от величины мощности непрерывной накачки. Причем характер этой зависимости качественно схож с тем, что наблюдается в классических лазерах с модуляцией добротности – увеличение мощности накачки ведет к уменьшению периода повторения и длительности импульсов, что объясняется увеличением скорости восстановления усиления выше порога генерации.

В ходе численного моделирования с вариацией коэффициентов оптических разветвителей α_1 и α_2 было получено, что импульсная генерация достигается при условии равенства этих коэффициентов с допустимой погрешностью $\alpha_1 = \alpha_2 \pm 0.05$. При этом сами коэффициенты разветвителей могут принимать широкий диапазон значений $0.1 \le \alpha_{1,2} \le 0.6$. Такая особенность позволяет применение данного лазера в экстремально низких температурах, влияющих на оп-

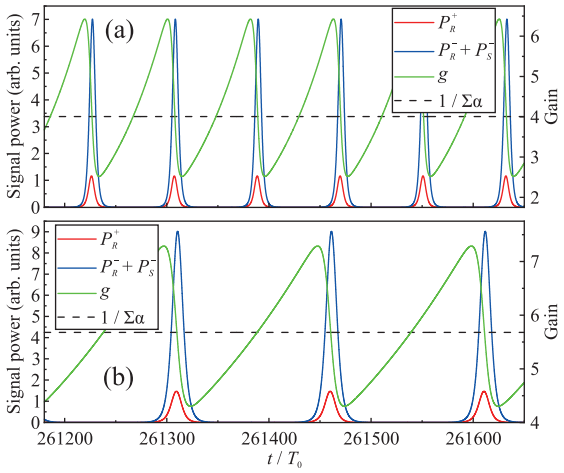

Рис. 2. (Цветной онлайн) Временна́я динамика генерации мощности ЧС P_R^+ и совокупной мощности ПЧС $P_R^- + R_S^-$ в волоконном резонаторе типа "Инь–Ян" с отображением усиления g и порога генерации $1/\Sigma\alpha$ при $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.5$, $P_p = 900$ мВт и $L_S = 43.5$ м для активного волокна длиной $L_0 = 1.7$ м с ионами: (a) – эрбия; (b) – иттербия

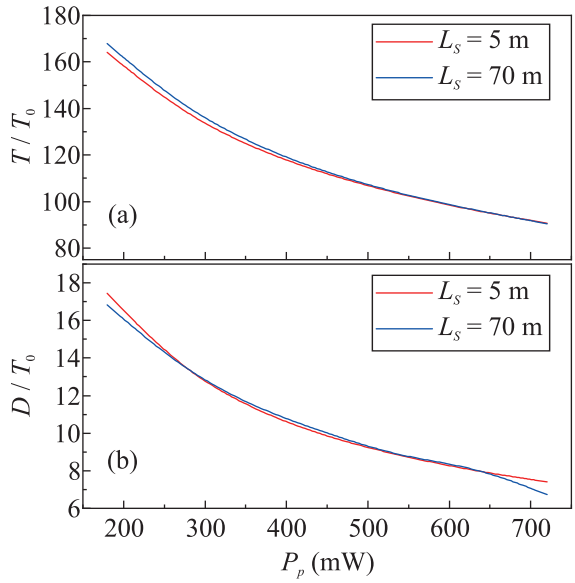

Рис. 3. (Цветной онлайн) Приведенные к периоду резонатора T_0 расчетные зависимости периода (a) и длительности (b) лазерных импульсов от мощности непрерывного излучения накачки P_p для разных длин РООС L_S

тические характеристики волоконных разветвителей [19, 20].

4. Экспериментальная установка. Для экспериментальной проверки осуществимости предложенного метода генерации и предварительной валидации теоретической модели нами была собрана экспериментальная установка, представленная схематично на рис. 4a. В качестве активной среды лазера использовалось волокно (LIEKKI Er30-4/125) длиной 1.7 м, легированное ионами Er^{3+} с концентрацией $1.9 \cdot 10^{25}$ ионов/м^3. Накачка осуществлялась лазерным диодом (LD) на длине волны 976 нм. Излучение накачки вводилось в активное волокно через спектральный мультиплексор (WDM). Петля POOC была сформирована из одного оптического изолятора и имеющихся в наличии 50 % сплавных разветвителей – одного четырехпортового и одного трехпортового, не имеющего свободного вывода. Для селективного вывода излучения, генерируемого в направлении ЧС, нами был установлен дополнительный (вспомогательный) 10 % волоконный ответвитель в кольцо резонатора вблизи усилителя. Излучение, генерируемое в направлении ПЧС, выводилось через свободный вывод четырехпортового разветвителя петли POOC. При этом результаты дополнительного моделирования с учетом вносимых вспомогательным ответвителем потерь не выявили качественного отличия динамики генерации от представленной на рис. 2 для базовой конфигурации лазера на рис. 1a. Длина кольцевого резонатора составляла около 10 м. Приведенные далее результаты измерений параметров генерации были получены при длине петли POOC примерно 70 м. Измеренные осциллограммы синхронной двунаправленной импульсной генерации приведены на рис. 4b. Временно́й характер такой импульсной генерации качественно совпадает с результатами численного моделирования резонатора “Инь–Ян” с эрбиевым волокном. Импульсы, генерируемые в направлении ЧС и ПЧС, имеют одинаковую частоту повторения, и их взаимная синхронность подтверждается при использовании общего триггера и метода синхронизации развертки для обоих измерительных каналов осциллографа. Измеряемая длительность импульсов в последовательностях ЧС и ПЧС не различима на уровне погрешности осциллографа.

Измеренные зависимости временны́х характеристик импульсной генерации (длительности и периода следования импульсов) от величины мощности непрерывной накачки представлены на рис. 5. Характер этих зависимостей хорошо совпадает с результатами численного моделирования.

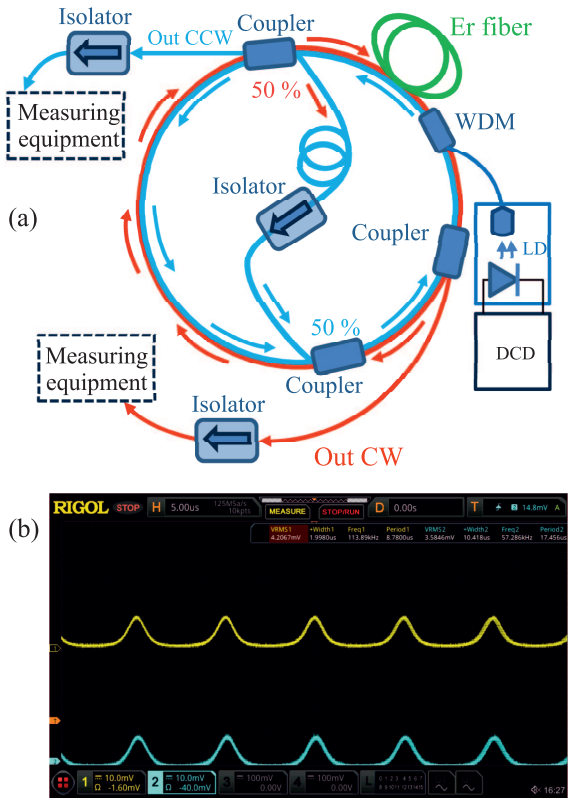

Рис. 4. (Цветной онлайн) Схематичное изображение собранного экспериментального стенда импульсного лазера типа “Инь–Ян” (a) и измеренная осциллограмма (с временно́й шкалой 5 мкс/кл) двунаправленной синхронной импульсной генерации при непрерывной накачке (b). DCD – драйвер тока; LD – диод накачки; WDM – спектральный мультиплексор

Для сравнения стабильности и частотных характеристик импульсной генерации во встречных направлениях при одинаковой мощности накачки измерялись радиочастотные (РЧ) спектры последовательностей импульсов ЧС и ПЧС. Измерения осуществлялись с помощью фотодиода и одноканального РЧ анализатора, поочередно подключаемого то к выходу ПЧС, то к выходу ЧС лазера (т.е. к соответствующим свободным выводам разветвителей, обозначенным на схеме лазера на рис. 4a). Примеры измеренных РЧ спектров приведены на рис. 6a. Относительно высокое соотношение сигнал/шум (более 40 дБ) в окрестностях фактической частоты повторения импульсов позволяет говорить о стабильности и регулярности генерации последовательностей импульсов в обоих направлениях. А практическое совпадение спектров по частоте для импульсных последовательностей ЧС и ПЧС свидетельствует о едином синхронном механизме формирования импульсной генерации в обоих направлениях. Кроме того,

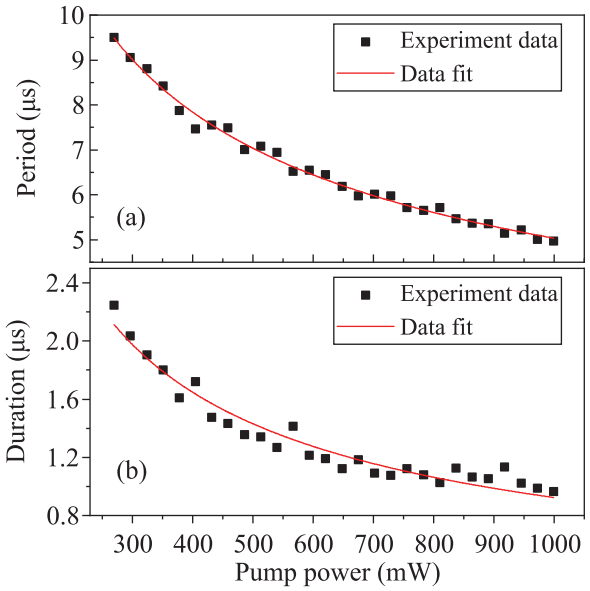

Рис. 5. (Цветной онлайн) Экспериментальные зависимости периода (a) и длительности (b) лазерных импульсов от мощности непрерывного излучения накачки

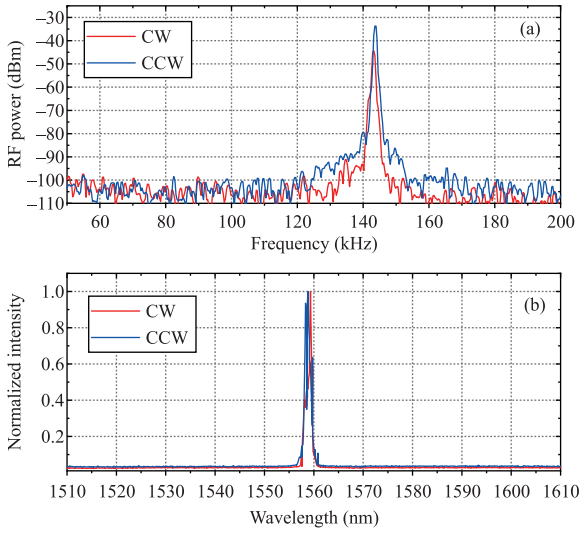

Рис. 6. (Цветной онлайн) РЧ спектры (a) последовательностей импульсов, генерируемых в направлениях ЧС (красная кривая) и ПЧС (синяя кривая) при мощности накачки 540 мВт, измеренные с разрешением 300 Гц в окрестностях совпадающих частот повторения этих импульсов, и оптические спектры (b) последовательностей импульсов, генерируемых в направлениях ЧС (красная кривая) и ПЧС (синяя кривая) при мощности накачки 540 мВт, измеренные с разрешением 0.06 нм в широком спектральном диапазоне, соответствующем спектральной области усиления эрбиевого волокна

были измерены оптические спектры импульсной генерации для направлений ЧС и ПЧС, показанные на рис. 6b. Данные спектры демонстрируют практически полное перекрытие на полувысоте, несмотря на дрейфы параметров между последовательными измерениями этих спектров. Вместе с тем оптические спектры характеризуются сравнительно малой шириной на полувысоте (около 1 нм) и умеренными флуктуациями центральной длины волны (в пределах ширины спектра), а также иррегулярной формой, которая характерна для многомодовой генерации при отсутствии каких-либо дополнительных мер стабилизации.

При максимальной доступной мощности накачки 1 Вт средняя выходная мощность импульсного излучения, измеренная на свободном 50 % выводе волоконного разветвителя в направлении ПЧС, составила около 58 мВт, а энергия импульсов, около 300 нДж. Отсутствие необходимости использовать в предложенном лазере таких типичных для формирования импульсного режима генерации диссипативных элементов как, например, насыщающиеся поглотители или модуляторы интенсивности, позволяет потенциально масштабировать мощностные и энергетические характеристики лазера без риска теплового или оптического повреждения.

5. Заключение. В данном исследовании мы продемонстрировали новый метод синхронной двунаправленной импульсной генерации в волоконном редкоземельном лазере с топологией резонатора типа "Инь–Ян". Метод основан на асимметричной аддитивной модуляции лазерного усиления встречными пучками излучения генерации в кольцевом двунаправленном волоконном лазере с дополнительной к резонатору петлей РООС. Метод отличается предельной простотой и надежностью, поскольку не требует для формирования импульсной генерации традиционных элементов модуляции лазерного излучения, таких как насыщающиеся поглотители и модуляторы интенсивности, или импульсной накачки. Также метод не требует принятия специальных мер для обеспечения взаимной синхронизации импульсных последовательностей, генерируемых во встречных направлениях. Запуск и поддержание такой импульсной генерации происходят в широком диапазоне мощностей непрерывной накачки. Вариация мощности непрерывной накачки позволяет плавно изменять временны́е характеристики импульсной генерации. Предложенный метод самомодуляции лазерного усиления достаточно универсален и может быть применен к волоконным лазерам на основе различных редкоземельных элементов. При этом компактность, конструктивная простота исполнения и надежность предложенного типа лазеров делают его

привлекательным инструментом для решения широкого круга задач, в том числе в сложных условиях эксплуатации.

Финансирование работы. Исследование было поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (FSUN-2026-0007).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. W. Shi, Q. Fang, X. Zhu, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian, "Fiber lasers and their applications [Invited]", Appl. Opt. **53**(28), 6554 (2014).
2. G. Nemova, "Brief review of recent developments in fiber lasers", Appl. Sci. **14**(6), 2323 (2024).
3. M. Chernysheva, M. A. Araimi, H. Kbashi, R. Arif, S. V. Sergeyev, and A. Rozhin', "Isolator-free switchable uniand bidirectional hybrid mode-locked erbium-doped fiber laser", Opt. Express **24**(14), 15721 (2016).
4. A. A. Krylov, D. S. Chernykh, N. R. Arutyunyan, V. V. Grebenyukov, A. S. Pozharov, and E. D. Obraztsova, "Generation regimes of bidirectional hybridly mode-locked ultrashort pulse erbium-doped all-fiber ring laser with a distributed polarizer", Appl. Opt. **55**(15), 4201 (2016).
5. C. Zou, Q. Huang, T. Wang, Z. Yan, M. A. Araimi, A. Rozhin, and C. Mou, "Single/dual-wavelength switchable bidirectional Q-switched all-fiber laser using a bidirectional fiber polarizer", Opt. Lett. **43**(19), 4819 (2018).
6. I. Kudelin, S. Sugavanam, and M. Chernysheva, "Buildup dynamics in bidirectional soliton fiber lasers", Photonics Res. **8**(6), 776 (2020).
7. M. Chernysheva, S. Sugavanam, and S. Turitsyn, "Real-time observation of the optical sagnac effect in ultrafast bidirectional fibre lasers", APL Photonics **5**(1), 016104 (2020).
8. W. Zhang, L. Zhan, T. Xian, and L. Gao, "Bidirectional dark-soliton fiber lasers for high-sensitivity gyroscopic application", Opt. Lett. **44**(16), 4008 (2019).
9. T. Ideguchi, T. Nakamura, Y. Kobayashi, and K. Goda, "Kerr-lens mode-locked bidirectional dual-comb ring laser for broadband dual-comb spectroscopy", Optica **3**(7), 748 (2016).
10. B. Li, J. Xing, D. Kwon, Y. Xie, N. Prakash, J. Kim, and S.-W. Huang, "Bidirectional mode-locked all-normal dispersion fiber laser", Optica **7**(8), 961 (2020).
11. G. Hu, M. Dong, K. Chen, Z. Wang, H. Niu, and L. Zhu, "Tunable multidimensional multiplexed Q-switched pulse outputs from a linear fiber laser with a bidirectional loop", Opt. Laser Technol. **141**, 107138 (2021).
12. B. N. Nyushkov, S. V. Smirnov, A. V. Ivanenko, D. A. Khudozhitkova, and A. E. Bednyakova, "Fiber laser cavity with dynamically transformable topology for switchable bidirectional pulse generation", Laser Phys. Lett. **20**(10), 105101 (2023).
13. S. Smirnov, B. Nyushkov, A. Ivanenko, and A. Bednyakova, "High repetition-rate pulse generation via self-sustaining cross-gain modulation in a semiconductor-based laser", Opt. Lett. **48**(23), 6084 (2023).
14. B. Nyushkov, M. Radchenko, and I. Korel, "Pulsed operation of rare-earth-doped fiber lasers with negative optical feedback", in 2025 IEEE XVII International Scientific and Technical Conference on Actual Problems of Electronic Instrument Engineering (APEIE), (Novosibirsk, 2025), p. 1; doi: 10.1109/APEIE66761.2025.11289455; https://ieeexplore.ieee.org/document/11289455.
15. S. Kharitonov and C.-S. Brés, "Isolator-free unidirectional thulium-doped fiber laser", Light Sci. Appl. **4**, e340 (2015).
16. S. V. Smirnov, B. N. Nyushkov, A. V. Ivanenko, D. B. Kolker, and S. M. Kobtsev, "Shaping of nanosecond pulses in ytterbium fiber lasers by synchronous sine-wave pump modulation", J. Opt. Soc. Am. B **37**(10), 3068 (2020).
17. B. Nyushkov, A. Ivanenko, S. Smirnov, and S. Turitsyn, "Transient light shift register mechanism of bi-chromatic pulse generation", Optica **10**(8), 1029 (2023).
18. S. K. Turitsyn, A. E. Bednyakova, M. P. Fedoruk, A. I. Latkin, A. A. Fotiadi, A. S. Kurkov, and E. Sholokhov, "Modeling of CW Yb-doped fiber lasers with highly nonlinear cavity dynamics", Opt. Express **19**(9), 8394 (2011).
19. L. Marcon, A. Chiuchiolo, B. Castaldo, H. Bajas, A. Galtarossa, M. Bajko, and L. Palmieri, "The characterization of optical fibers for distributed cryogenic temperature monitoring", Sensors **22**(11), 4009 (2022).
20. G. Rego, "Temperature dependence of the thermo-optic coefficient of SiO_2 glass", Sensors **23**(13), 6023 (2023).