

# Управление числом солитонов в волоконном лазере путем резонансной инжекции внешнего узкополосного излучения

В.А.Рибенек, П.А.Итрин, Д.А.Коробко, А.А.Фотиади

*Исследованы механизмы, лежащие в основе процессов рождения и аннигиляции солитонных импульсов под действием внешней инжекции. Показано, что в зависимости от текущей мощности накачки волоконного солитонного лазера инжекция может стимулировать рождение нового солитона, воздействуя на непрерывный фон в резонаторе, либо приводить к аннигиляции солитона, уменьшая величину насыщающегося усиления. Результаты проведенного численного моделирования находятся в принципиальном согласии с результатами эксперимента.*

**Ключевые слова:** волоконные лазеры, гармоническая синхронизация мод, генерация и аннигиляция солитонов.

## 1. Введение

Волоконные лазеры солитонного типа, изучающиеся на протяжении последних нескольких десятков лет, зарекомендовали себя как стабильные источники импульсов субпикосекундной длительности. Значительный интерес в последние годы вызывает сложная многоимпульсная динамика солитонных лазеров, в результате которой могут формироваться разнообразные виды импульсных групп – солитонные молекулы и кристаллы, банчи импульсов, шумовые импульсы и т. п. [1–4]. Исследования многоимпульсных режимов генерации подобных лазеров важны и с прикладной точки зрения. В частности, при разработке лазеров с высокой частотой следования импульсов (ЧСИ) весьма актуальной является задача об условиях гармонической синхронизации мод (ГСМ), при которой множество солитонных импульсов распределяется по резонатору равномерно [5–9].

В контексте исследований многоимпульсной генерации волоконного лазера важна информация об особенностях переходных процессов между различными режимами, в частности о механизмах рождения и аннигиляции солитонов в резонаторе [10, 11]. Стандартными способами изменения числа импульсов в резонаторе являются варьирование мощности накачки либо подстройка поляризации, обеспечивающие изменение числа импульсов с характерными для солитонных лазеров эффектами гистерезиса [12]. Особый интерес представляет описание устойчивых режимов многоимпульсной генерации, сохраняющихся при изменении числа импульсов в системе, таких как генерация солитонных молекул или режим ГСМ [3, 13, 14]. Для лазеров, работающих в режиме ГСМ, изменение числа импульсов в резонаторе выражается в

изменении ЧСИ, и решение задачи о ее точной настройке весьма важно в прикладном аспекте [7, 15].

В недавней нашей работе [14] экспериментально продемонстрирован новый способ настройки ЧСИ в режиме ГСМ лазера, использующий инжекцию внешнего непрерывного излучения. Привлекательным свойством этого способа является возможность управления числом солитонов в резонаторе лазера при изменении мощности инжекции с точностью до одного импульса, что может быть использовано для настройки ЧСИ с минимальным шагом, равным фундаментальной частоте. Следует отметить, что взаимодействие фоновой и импульсной компонент излучения в резонаторе волоконных солитонных лазеров уже рассматривалось в ряде работ. В частности, в работах [5, 15–18] исследована роль узкополосного фона как причины межимпульсного взаимодействия, приводящего к эквидистантному по времени распределению импульсов в резонаторе. В работе [19] предложен метод, использующий инжекцию внешнего узкополосного излучения для стабилизации режима ГСМ. Недавние исследования переходных процессов при рождении новых импульсов в волоконном резонаторе подтвердили важность участия в них фонового излучения [11].

Между тем, возможность управления рождением и уничтожением солитонов с помощью инжекции излучения внешнего непрерывного лазера в работе [14] была продемонстрирована впервые. Физика происходящих при этом процессов до настоящего времени была описана лишь предположительно, в рамках экспериментальных наблюдений. Целью настоящей работы является последовательное исследование взаимодействия солитонов с непрерывным фоновым излучением в резонаторе и математическое моделирование механизмов, ответственных за рождение/аннигиляцию импульсов при подобном взаимодействии.

## 2. Эксперимент

В этом разделе мы кратко опишем эксперимент, демонстрирующий изменение числа солитонов в резонаторе при внешней узкополосной инжекции (его более подробное описание представлено в [14]). Нами рассмотрен стандартный кольцевой волоконный лазер с синхронизацией мод, осуществляемой за счет нелинейного вращения поляризации (НВП). Его схема представлена на

В.А.Рибенек, П.А.Итрин, Д.А.Коробко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; НПК «Технологический центр», Россия, 124498 Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1, стр.7; e-mail: korobkotam@rambler.ru  
А.А.Фотиади. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 191028 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; Electromagnetism and Telecommunication Department, University of Mons, Mons, B-7000, Belgium

Поступила в редакцию 16 сентября 2022 г., после доработки – 21 октября 2022 г.

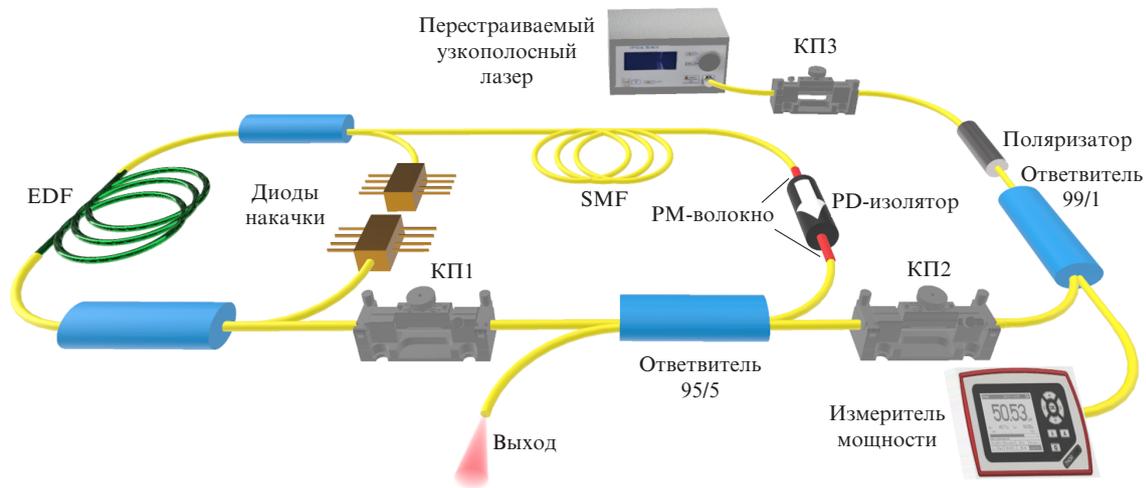


Рис.1. Схема эксперимента (обозначения см. в тексте).

рис.1. Кольцевой резонатор включает в себя легированное эрбием волокно (EDF-150) с дисперсией  $D = -48 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$  и длиной 0.8 м, накачиваемое двумя лазерными диодами с максимальной мощностью 550 мВт и длиной волны 980 нм. Все пассивные волоконные элементы изготовлены из стандартного волокна SMF-28 ( $D = +17 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ ). Однонаправленный режим распространения обеспечивается поляризационно-чувствительным оптическим PD-изолятором, его отводы выполнены из PM-волокна, сохраняющего поляризацию, длиной 0.5 м. Для вывода излучения используется ответвитель 95/5. Общая длина резонатора составляет 15.5 м. Фундаментальная частота кольцевого резонатора  $f_0 = 13.46 \text{ МГц}$ . Регистрация результатов проводилась с помощью анализатора спектра с разрешением 0.02 нм и анализатора радиочастотного спектра R&S FSP40 с фотодетектором (полоса 30 ГГц).

Одним из основных условий для выбора источника внешней инжекции является его неразрушающее воздействие на режим синхронизации мод, что исключает применение импульсных либо шумовых широкополосных источников. Для точной настройки ЧСИ в нашем эксперименте был использован внешний непрерывный лазер Yenista T100, перестраиваемый по длине волны в пределах 1530–1590 нм (рис.1). Ширина линии излучения лазера составляет  $\sim 100 \text{ кГц}$ , а его максимальная выходная мощность равна  $\sim 5 \text{ мВт}$ . Лазер соединяется с резонатором через выходной ответвитель 95/5. Состояние поляризации лазерного излучения на входе в резонатор определяется контроллером поляризации КП2. Контроллер поляризации КП3 применяется для плавной регулировки инжектируемой мощности.

Подстраивая контроллер поляризации КП1, центральную длину волны генерации можно изменять в диапазоне 1550–1590 нм. В качестве рабочей нами была выбрана центральная длина волны 1562 нм, на которой удалось достичь максимальной ЧСИ в режиме ГСМ. Вкратце опишем зависимость ЧСИ от мощности накачки. При низкой мощности накачки ( $\sim 50 \text{ мВт}$ ) лазер работает на фундаментальной ЧСИ  $f_0$ , когда в резонаторе находится один солитонный импульс. При увеличении мощности накачки лазер переходит в многоимпульсный режим. На этом этапе тонкая настройка КП1 упорядочивает импульсы, обеспечивая работу лазера в режиме ГСМ, при котором в резонаторе находятся  $m$  импульсов с ЧСИ,

равной  $mf_0$ . В дальнейшем настройки контроллера поляризации КП1 были зафиксированы, а изменение ЧСИ в лазере осуществлялось путем варьирования мощности накачки. Значение ЧСИ в эксперименте определялось по расстоянию между основными пиками радиочастотного спектра, измеряемого радиочастотным анализатором.

Зависимости частоты следования и выходной мощности излучения лазера от мощности накачки приведены на рис.2,а. Общая мощность накачки увеличивается до 1 Вт, а затем снижается до  $\sim 60 \text{ мВт}$ . При максимальной мощности накачки  $\sim 1 \text{ Вт}$  ЧСИ достигает  $\sim 6.75 \text{ ГГц}$ . Красная и синяя линии показывают изменения ЧСИ при увеличении и уменьшении мощности накачки, демонстрируя эффект гистерезиса. Положительные или отрицательные скачки ЧСИ связаны с одновременным рождением или аннигиляцией десятков солитонов в резонаторе.

Результат взаимодействия непрерывного излучения с излучением внутри резонатора зависит от длины волны, мощности и состояния поляризации инжектируемого излучения. В эксперименте все они могли регулироваться независимо. Крайне важной особенностью работы лазера с синхронизацией мод на основе эффекта НВП является формирование в резонаторе фильтра Лию с периодическим по длине волны коэффициентом пропускания поляризованного излучения. Для наилучшего взаимодействия непрерывного и импульсного излучений внутри резонатора состояние поляризации инжектируемого излучения должно быть подстроено с помощью ПК2 к состоянию поляризации волоконного лазера (по крайней мере, в среднем). Инжекция непрерывного излучения с длиной волны, близкой к длине волны максимума пропускания фильтра, позволяет максимально увеличить мощность инжектируемого непрерывного излучения, циркулирующего внутри резонатора. Эти соображения хорошо согласуются с нашими экспериментальными наблюдениями. Мы обнаружили, что инжекция непрерывной волны в резонатор лазера, работающего в режиме ГСМ, не влияет на оптический спектр лазера, но может изменить его ЧСИ. Для этого длина волны инжектируемого излучения непрерывного лазера должна быть выбрана в пределах одной из двух узких полос (шириной менее 0.3 нм) с центрами на  $\lambda_{\text{св}} \approx 1557.5 \text{ нм}$  (рис.2,б) и  $\sim 1572.5 \text{ нм}$  (рис.2,в). Измерения показали, что эти длины волн близки к длинам волн пиков пропускания волоконного фильтра Лию [20], окружающих рабочую длину волны ГСМ-лазера. За

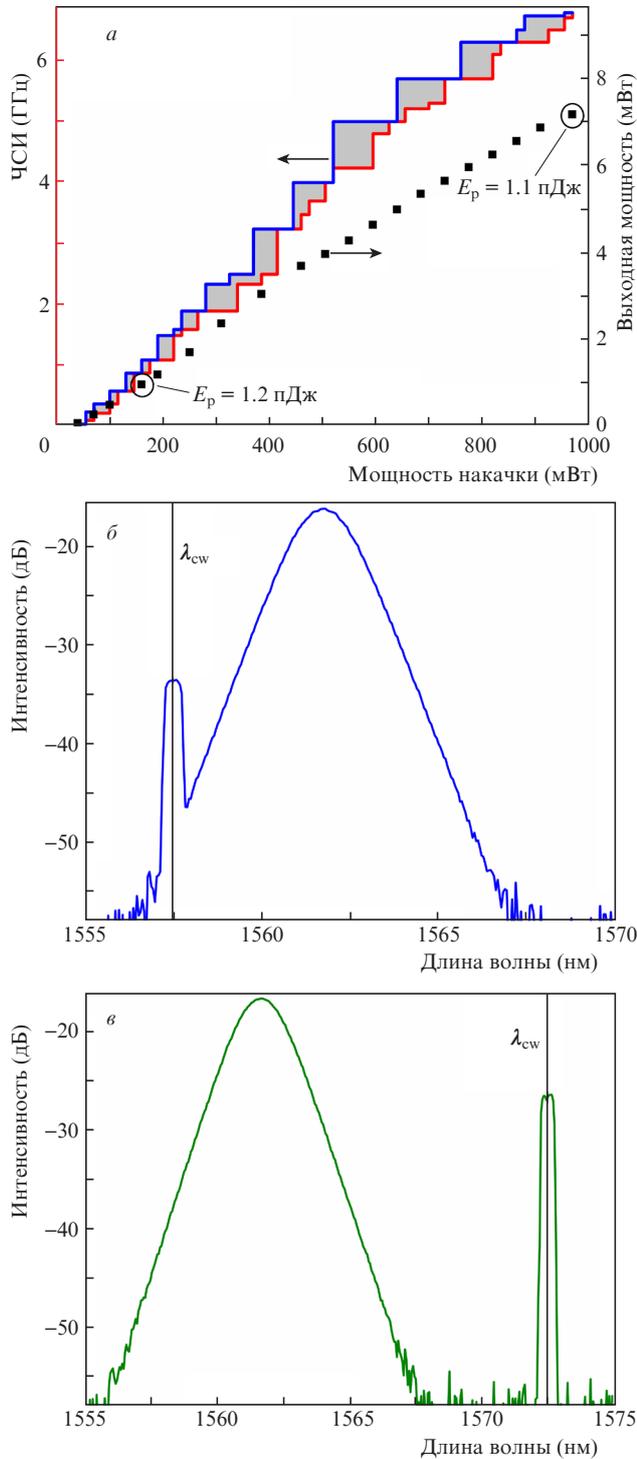


Рис.2. Зависимости ЧСИ (линии) и выходной мощности (точки) лазера от мощности накачки (закрашенные области обозначают диапазон возможной перестройки ЧСИ путем внешней инжекции при заданной мощности накачки) (а), а также оптические спектры лазера при инжекции излучения непрерывного источника с длиной волн  $\lambda_{cw} \approx 1557.5$  (б) и  $\sim 1572.5$  нм (в);  $E_p$  – энергия отдельного солитона.

пределами этих полос никакого влияния инжектируемого излучения на поведение ГСМ-лазера не наблюдалось.

Влияние внешней инжекции на число солитонов в резонаторе может быть продемонстрировано следующим образом. Из рис.2,а видно, что ЧСИ с увеличением (знак «+») и уменьшением (знак «-») мощности накачки изменяется дискретно:  $f_i^+ = m_i^+ f_0$  и  $f_j^- = m_j^- f_0$ , где  $m_i^+$  и

$m_j^-$  – число солитонов в резонаторе ( $i, j = 1, 2, \dots$ ). Каждое значение ЧСИ ( $f_i^+, f_j^-$ ) связано с отрезком изменения мощности накачки  $[p_i^+, p_{i+1}^+]$  или  $[p_{j-1}^-, p_j^-]$ , на котором число солитонов в резонаторе ( $m_i^+$  или  $m_j^-$ ) не изменяется. Обсуждаемый эффект наиболее выражен при относительно высокой мощности накачки, когда можно наблюдать скачки числа солитонов на десятки единиц. Для демонстрации эффекта нам необходимо установить мощность накачки вблизи значения  $p_{i+1}^+$  в пределах интервала  $[p_i^+, p_{i+1}^+]$  (для начального значения ЧСИ  $f_i^+$ ) или вблизи  $p_{j-1}^-$  в пределах интервала  $[p_{j-1}^-, p_j^-]$  (для начального значения ЧСИ  $f_j^-$ ). Далее, при фиксированной мощности накачки, включая инжекцию и постепенно увеличивая ее мощность, мы можем наблюдать плавное изменение ЧСИ, соответствующее последовательному изменению числа солитонов в резонаторе. На рис.3,а представлены экспериментальные результаты по плавному увеличению ЧСИ от 97-й до 112-й гармоники резонатора, а на рис.3,б – по уменьшению ЧСИ от 112-й до 96-й гармоники. Видно, что при постепенном повышении мощности инжекции число солитонов в резонаторе увеличивается или уменьшается на единицу до тех пор, пока не достигает устойчи-

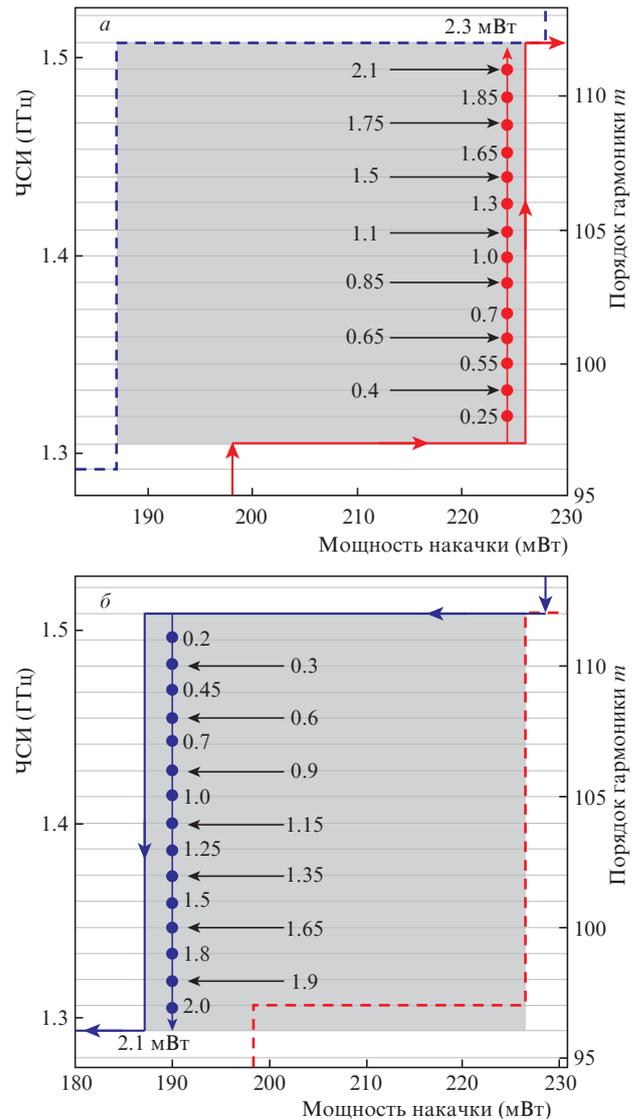


Рис.3. Плавная перестройка ЧСИ от 97-й до 112-й (а) и от 112-й до 96-й (б) гармоники резонатора при постепенном повышении мощности инжекции от 0 до 2.3 мВт (а) и от 0 до 2.1 мВт (б).

вого значения  $m_{i+1}^+$  или  $m_{j-1}^-$ . Процесс переключения является необратимым, т. е. если, увеличивая мощность инжекции, мы установили число солитонов в резонаторе равным  $m_j$ , то оно не изменится при уменьшении мощности инжекции и дальнейшем ее выключении. Это свойство позволяет использовать описанный процесс для управления числом солитонов в резонаторе и для точного переключения ЧСИ.

Обнаружено, что если подобные операции выполнять при мощности накачки, смещенной от края ближе к середине интервалов  $[p_i^+, p_{i+1}^+]$  и  $[p_{j-1}^-, p_j^-]$ , то приведенная простая зависимость ЧСИ от мощности инжекции нарушается, а изменение числа импульсов происходит случайным образом в пределах указанных границ  $[m_{i+1}^+, m_{j-1}^-]$  (серые области на рис.3).

Далее нам удалось с помощью осциллографа Yokogawa AQ 7750 (4 ГГц) зафиксировать процесс рождения нового солитона при внешней инжекции в реальном времени. Волоконный лазер при мощности накачки  $\sim 95$  мВт был настроен в режим ГСМ с ЧСИ, равной  $\sim 161$  МГц, что соответствует 12-й гармонике фундаментальной частоты резонатора. Инжекция проводилась в полосу вблизи  $\lambda_{cw} = 1557.5$  нм, при этом мощность инжектирующего излучения изменялась пилообразно от минимального значения  $\sim 0.01$  мВт. Генерируемая лазером импульсная последовательность регистрировалась осциллографом. В некоторый момент времени было зафиксировано рождение нового импульса (рис.4). Из рис.4,а видно, как новый солитон формируется из слабого фонового импульса, образующегося из дисперсионных волн [21]. Этапы этого процесса показаны также на рис.5. Первоначально «зародышевый» импульс выигрывает конкуренцию с дру-

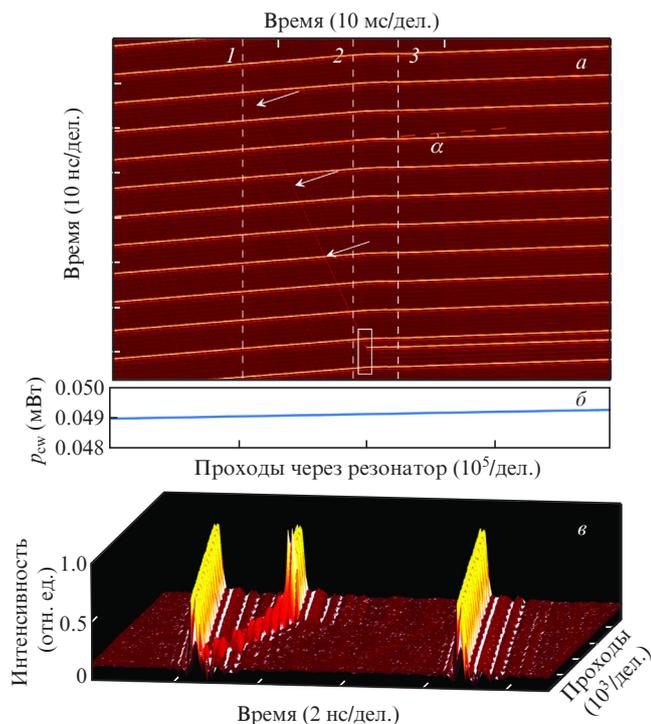


Рис.4. Записанный в реальном времени переходный процесс рождения нового солитона в режиме ГСМ на 12-й гармонике резонатора (а), изменение мощности инжекции  $p_{cw}$  (б) и увеличенное изображение выделенной области (прямоугольник на рис.4,а (в)). Штриховые линии 1–3 соответствуют осциллограммам на рис.5,а–в. Угол  $\alpha$  определяется изменением групповой скорости солитонов после рождения нового импульса.

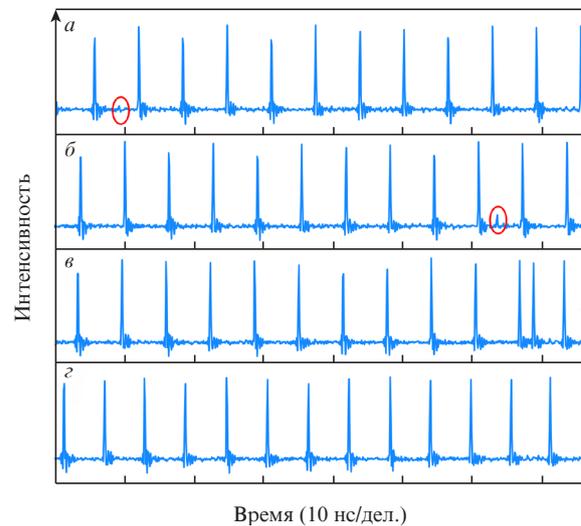


Рис.5. Осциллограммы, соответствующие процессу появления нового солитона, (красным овалом выделен «зародыш» нового импульса) (а–в) и осциллограмма финального распределения импульсов, отвечающего ГСМ на 13-й гармонике резонатора (г).

гими фоновыми импульсами и вследствие эффекта насыщающегося поглощения увеличивает свою пиковую мощность и энергию. Наконец, после достижения энергии, достаточной для формирования солитона, образуется новый солитонный импульс. Кроме того, на рис.4,а видно изменение траекторий импульсов, связанное с изменением их групповой скорости в момент рождения нового солитона. Величина угла  $\alpha$  пропорциональна изменению обратной групповой скорости солитонов. Этот эффект обусловлен действием механизмов истощения и восстановления усиления, обеспечивающих взаимное отталкивание солитонов внутри резонатора [22, 23]. В результате рождение нового солитона сопровождается перераспределением общей энергии между всеми солитонами и приводит к одновременному уменьшению компоненты дрейфовой скорости, связанной с действием указанного механизма. Траектории импульсов выглядят практически параллельными, тем не менее их групповые скорости несколько отличаются друг от друга, опять же вследствие эффектов истощения и восстановления усиления. В итоге достаточно медленно, в течение нескольких секунд происходит полное выравнивание групповых скоростей и восстановление режима ГСМ. Итоговое гармоническое распределение импульсов в резонаторе, записанное через 20 с после рождения нового импульса, показано на рис.5,г.

В последующих разделах мы представим численную модель волоконного лазера с внешней инжекцией и применим ее для демонстрации физических механизмов, которые потенциально могут быть ответственны за наблюдаемые эффекты.

### 3. Численная модель

Подробное описание модели приведено в [24]. Модель описывает циклическое прохождение световой волны через несколько последовательно расположенных элементов: активное (иначе говоря, легированное эрбием, EDF) волокно, контроллер поляризации, пассивное одномерное волокно (SMF), поляризатор и выходной ответвитель. Распространение света по активному и пассивному

волоконным световодам описывается уравнениями типа нелинейного уравнения Шрёдингера.

Некоторое отличие от рассмотренной ранее модели связано лишь с учетом фазы инжектируемого излучения. Амплитуда непрерывной волны  $A_{cw}(t, k)$ , инжектируемой в лазерный резонатор на  $k$ -м проходе, и амплитуда волны  $A(t, k)$  внутри лазерного резонатора определяются выражениями

$$A_{cw}(t, k) = \sqrt{p_{cw}} \exp \{ i[\omega_{cw} t + \beta_2 \omega_{cw}^2 (l_{SMF} + l_{EDF})(k-1)/2 + \Delta\varphi(k-1)] \}, \quad (1a)$$

$$A(t, k) = A(t, k-1) + A_{cw}(t, k) \exp(i\Delta\varphi), \quad (1б)$$

где  $p_{cw}$  – мощность инжекции;  $\omega_{cw}$  – частота моды резонатора, ближайшая к частоте инжекции;  $\beta_2$  – дисперсия групповых скоростей;  $l_{SMF}$  и  $l_{EDF}$  – длины волокон. Уравнение (1a) учитывает изменение фазы  $\Delta\varphi$  инжектируемой волны  $A_{cw}$  после полного обхода резонатора, а уравнение (1б) – набег фазы  $\Delta\varphi$  вследствие отклонения частоты инжекции от резонансной; при  $\Delta\varphi = 0$  инжектируемая волна совпадает с модой резонатора.

Численное моделирование распространения световой волны в волоконной конфигурации проводилось стандартным методом пошагового фурье-преобразования. Значения параметров системы, используемые при моделировании, приведены в работе [24].

#### 4. Моделирование системы без инжекции непрерывной волны

В этом разделе мы рассмотрим систему без инжекции и исследуем ее состояние, достигаемое после  $\sim 2500$  обходов резонатора. Состояние системы задается энергией насыщения  $E_g$ , которая при прочих фиксированных параметрах определяется мощностью накачки [12]. Увеличение  $E_g$  в модели соответствует экспериментальному

повышению мощности накачки. По результатам моделирования установление режима синхронизации мод в лазере происходит при превышении энергией насыщения некоторого порогового значения  $E_g > 3$  пДж. Так же, как в эксперименте, дальнейшее увеличение  $E_g$  приводит к увеличению энергии генерируемого импульса и затем к рождению нового импульса. На данном этапе мы рассмотрим особенности системы в диапазоне энергий насыщения  $E_g$ , отвечающем области солитонного гистерезиса при переходе из односолитонного состояния генерации в двухсолитонное и назад, т. е. при увеличении и уменьшении параметра  $E_g$  соответственно.

На рис.6,а приведены результаты измерений полной энергии системы  $E_T = \int |A|^2 dt$  за 10 последовательных обходов резонатора (после первоначальных 2500 обходов) в зависимости от величины  $E_g$ . Были выбраны два вида начальных условий. В первом случае (синие кружки) начальные условия представляют собой одиночный импульс, совмещенный со случайным низкоамплитудным гауссовым шумом. Следуя по этой ветви от малых значений  $E_g$  вправо, наряду с последовательным ростом энергии солитона отмечаем наличие нескольких областей. Вплоть до величины  $E_g = E_{c1} \approx 34$  пДж ветвь является однозначной, что соответствует стационарному одноимпульсному состоянию с постоянной энергией, не зависящей от числа обходов резонатора. При дальнейшем росте  $E_g$  стационарность нарушается – энергия солитона изменяется при каждом обходе резонатора, импульс становится пульсирующим. На отрезке  $34 \text{ пДж} < E_g < 38.5 \text{ пДж}$  наблюдается постепенный переход от малых флуктуаций к хаотической эволюции солитона через характерный участок с периодом пульсаций, равным трем обходам резонатора. Такое изменение типично для нелинейной динамической системы, трансформирующейся из устойчивого в хаотическое состояние [25, 26].

На рис.6,б продемонстрирована динамика пульсирующего одноимпульсного состояния в переходной области и показаны изменения энергии лазерной системы,

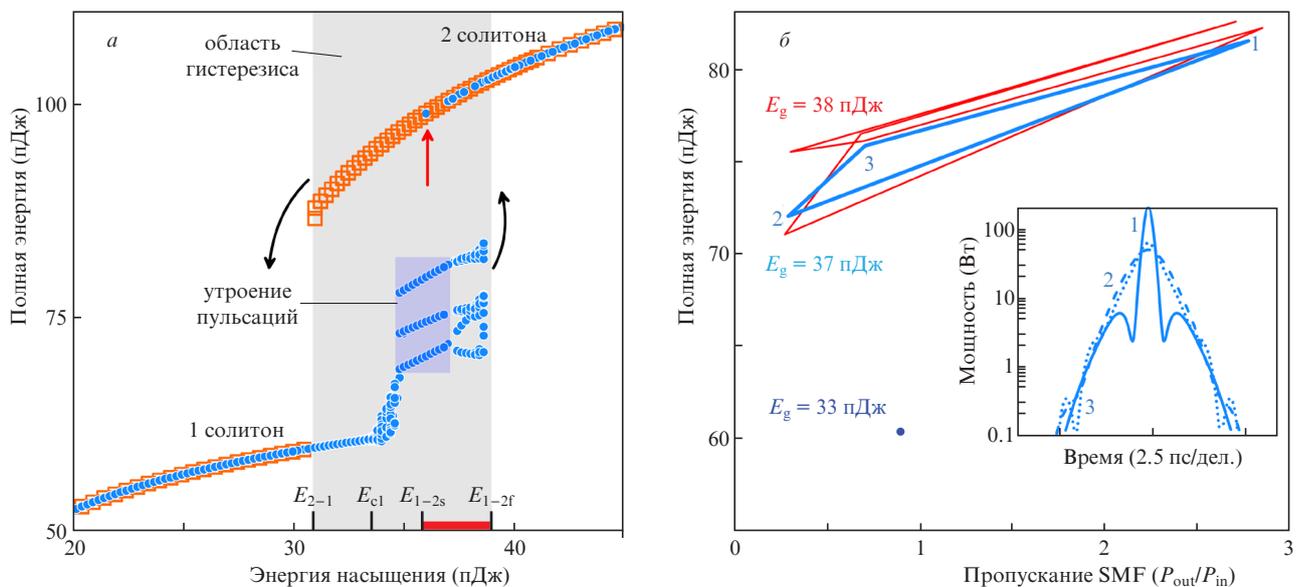


Рис.6. Изменение энергии системы без инжекции с начальными условиями в виде одиночного импульса (синие кружки) и двух импульсов (оранжевые квадраты) в зависимости от энергии насыщения  $E_g$  в области, близкой к переходу между одно- и двухимпульсным режимами генерации (а), а также изменение энергии системы с начальными условиями в виде одиночного солитона за несколько обходов резонатора в зависимости от пропускания SMF при различных значениях  $E_g$  (б). На вставке – изменения огибающей выходного импульса при  $E_g = 37$  пДж, соответствующие периодическому циклу из трех обходов резонатора.

происходящие за несколько обходов резонатора, для различных значений  $E_g$  в координатах  $P_{out}/P_{in}$ ,  $E_g$ . Отношение  $P_{out}/P_{in}$  пиковых мощностей на выходе из SMF и на входе в него определяется эффектом НВП и, как можно видеть, существенно различается для разных значений  $E_g$ . С ростом усиления и увеличением энергии импульса стационарное одноимпульсное состояние (показано для  $E_g = 33$  пДж) переходит в пульсирующее с периодом, равным трем обходам резонатора (приведено для  $E_g = 37$  пДж; на вставке представлены периодические изменения огибающей импульса). Физически, пульсации связаны с превышением пиковой мощностью импульса некоторого максимального критического значения, после чего НВП перестает обеспечивать в системе положительную обратную связь [21]. Характерной чертой периодически пульсирующего импульса является широкий интенсивный пьедестал, причем в рассматриваемом режиме небольшие изменения пьедестала обусловлены существенными скачками пиковой мощности импульса. Дальнейший рост усиления вызывает хаотизацию пульсаций, пример такого процесса приведен для  $E_g = 38$  пДж.

Итогом повышения  $E_g$  становится рождение второго солитона и переход системы в двухимпульсное стационарное состояние. Численные эксперименты показали, что рождение нового импульса может происходить двумя путями – формированием солитона из дисперсионных волн либо с помощью «раскола» импульса [21]. Важное наблюдение заключается в том, что рождение солитона зависит от случайной шумовой компоненты в начальных условиях и, таким образом, является случайным с вероятностью, сильно зависящей от величины  $E_g$ . Из результатов численных расчетов следует, что переход в двухимпульсный режим может произойти уже при  $E_g = E_{1-2s} \approx 36$  пДж (красная стрелка на рис.6,a), однако вероятность этого события достаточно мала. Далее вероятность рождения второго импульса с ростом  $E_g$  увеличивается, а при  $E_g > E_{1-2f} \approx 38.5$  пДж достигает 100%, т.е. при  $E_{1-2f} < E_g < 50$  пДж (в границах проведенных численных экспериментов) вне зависимости от начальных шумовых условий система из одноимпульсного переходит в стационарное двухимпульсное состояние. Приближенная зависимость вероятности перехода от  $E_g$  приведена ниже на рис.7.

Для исследования процесса аннигиляции импульса были проведены аналогичные численные эксперименты с начальными условиями в виде двух импульсов в сочетании с низкоамплитудным шумом (ветвь из оранжевых

квадратов на рис.6,a). Они показали, что в данном случае наличие шумовой компоненты в начальных условиях не оказывает влияния на систему, которая однозначно эволюционирует к стационарному состоянию. При  $E_g < E_{2-1} \approx 31$  пДж это состояние – одноимпульсное, а при  $E_{2-1} < E_g < 50$  пДж – двухимпульсное.

Таким образом, рождение и уничтожение импульса в исследуемом случае без внешней инжекции зависят от мощности накачки. Уничтожение импульса является детерминированным событием и происходит при уменьшении  $E_g$  ниже критического значения  $E_{2-1}$ . С другой стороны, нелинейная динамика одноимпульсного пульсирующего состояния приводит к тому, что результат эволюции системы зависит от шумовой компоненты в начальных условиях, а рождение нового импульса становится случайным событием. Вероятностное рождение нового импульса зафиксировано в некотором диапазоне энергий  $E_{1-2s} < E_g < E_{1-2f}$  (отмечен красной чертой на рис.6,a), причем в этом диапазоне вероятность появления нового импульса растет вместе с ростом  $E_g$ . После превышения критического значения  $E_{1-2f}$  рождение нового импульса оказывается детерминированным событием.

## 5. Моделирование рождения/аннигиляции импульсов под действием внешней инжекции

Далее рассмотрим систему уравнений с внешней инжекцией (1). Ограничимся простейшим случаем  $\omega_{cw} = 0$ , когда полоса инжекции совпадает с максимумом линии усиления и центральной длиной волны импульса. Как показали результаты моделирования, именно в этом случае инжекция максимально воздействует на динамику лазерной системы. В сериях численных расчетов, аналогичных выполненным в предыдущем разделе, исследованы состояния системы, достигаемые после  $\sim 2500$  обходов резонатора при различных значениях мощности инжекции  $p_{cw}$  и ее фазы  $\Delta\phi$ . Величина  $p_{cw}$  нормирована на  $p_0 = E_g/\tau_{win}$ , где  $\tau_{win}$  – размер окна моделирования.

Влияние инжекции на процесс рождения солитона иллюстрирует рис.7. Исходное состояние выбрано в виде суперпозиции одиночного импульса с низкоамплитудным гауссовым шумом. Как уже было установлено, процессы, происходящие при появлении нового импульса, связаны со сложной пульсирующей динамикой фона в резонаторе

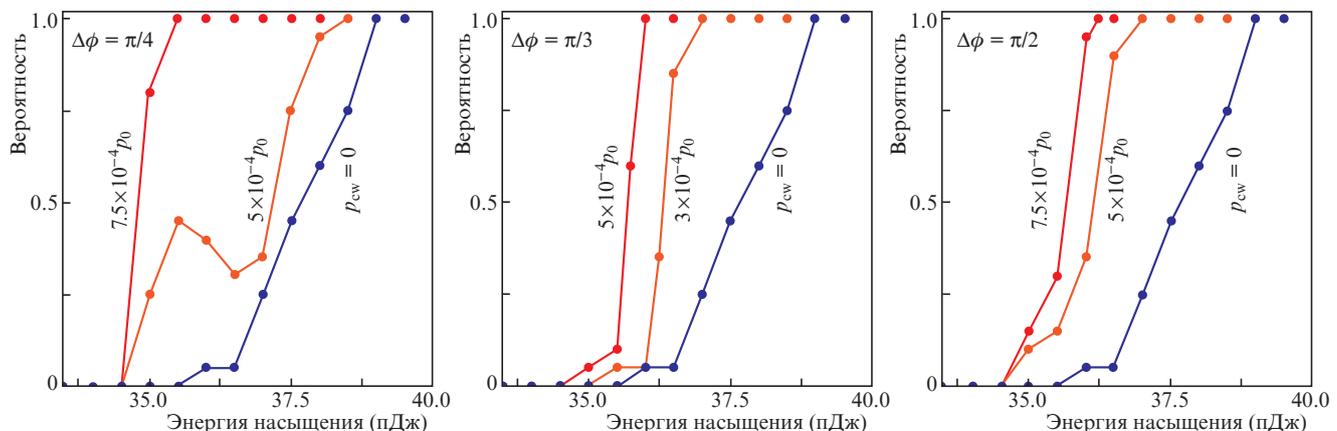


Рис.7. Зависимости вероятности рождения второго импульса в системе с одноимпульсными начальными условиями от энергии насыщения  $E_g$  для указанных значений  $p_{cw}$  и  $\Delta\phi$ .

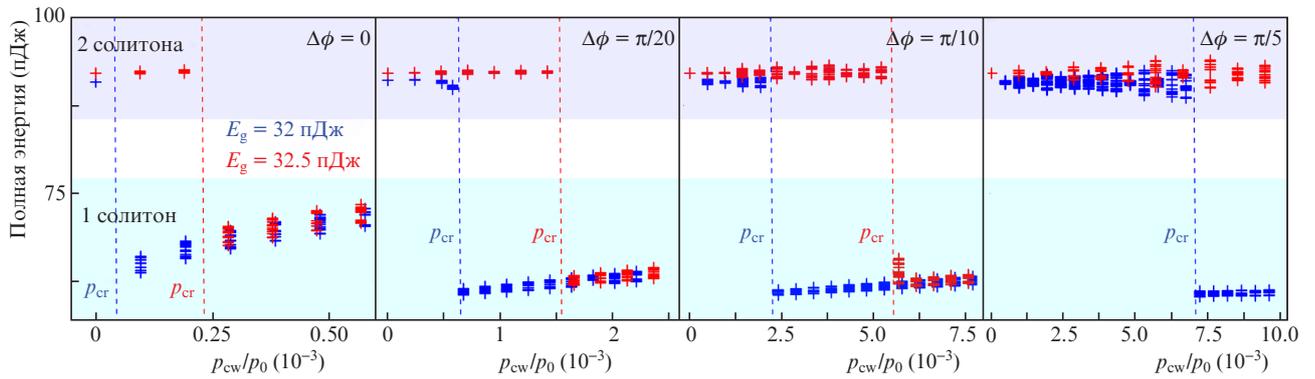


Рис.8. Полная энергия  $E_f$  системы с инъекцией, наблюдаемая в результате эволюции из начального двухимпульсного состояния, в зависимости от мощности инъекции  $p_{cw}$  для различных значений  $\Delta\phi$  и  $E_g$ . Несколько точек (кресты), соответствующие одному значению  $p_{cw}$ , демонстрируют изменение  $E_f$  за несколько проходов, т. е. указывают на нестационарное пульсирующее состояние.

и имеют вероятностный характер, при этом даже малые изменения пьедестала импульса могут приводить к значительным скачкам пиковой мощности импульса. На рис.7 представлены приближенные вероятности рождения второго импульса в системе, характеризующейся энергией насыщения  $E_g$  при мощности  $p_{cw}$  и фазе  $\Delta\phi$  инъекции, вычисленные по 50 реализациям для каждого набора параметров ( $E_g$ ,  $p_{cw}$ ,  $\Delta\phi$ ). Полученные результаты сравниваются с вероятностью рождения второго импульса в системе без инъекции. Видно, что, воздействуя на фон в резонаторе, инъекция приводит к сдвигу исходного диапазона рождения нового импульса (определяемого критическими точками  $E_{c1}$ ,  $E_{1-2s}$ ,  $E_{1-2f}$ ). Первая,  $E_{1-2s}$ , и вторая,  $E_{1-2f}$ , пороговые точки, ограничивающие диапазоны с ненулевой и 100%-ной вероятностями перехода системы в односолитонное стационарное состояние соответственно, смещаются в сторону критической точки  $E_{c1}$ . Величина этого сдвига определяется мощностью инъекции, поэтому эффект наиболее выражен для максимальных значений  $p_{cw}$ .

При высокой мощности инъекции обе пороговые точки сильно сближаются с критической точкой  $E_{c1} \approx 34$  пДж, но не достигают этого значения. Другими словами, под действием инъекции переход лазерной системы в двухимпульсный режим всегда происходит в диапазоне параметров  $E_g$  с пульсирующей динамикой фона. Роль отстройки фазы  $\Delta\phi$  в данном процессе представляется достаточно тривиальной. Излучение инъекции, взаимодействуя с фоном, приводит к изменениям пиковой мощности импульса. Мы предполагаем, что именно эти возмущения обуславливают переход лазерной системы в двухимпульсное состояние. Во всяком случае, определенных закономерностей влияния фазовой расстройки на динамику лазерной системы не наблюдалось. Для сравнения, точная инъекция при  $\Delta\phi = 0$  вызывает стабилизацию лазерной системы, происходящую из-за формирования мощного равномерного фона и снижения усиления. В результате, переход из одноимпульсного режима в двухимпульсный во всех рассматриваемых диапазонах  $E_g$  и  $p_{cw}$  зафиксирован не был.

Важно отметить, что воздействие неточной инъекции на рождение импульса однонаправленно. После переключения системы в двухимпульсный режим насыщающееся усиление снижается, а критическая пульсирующая динамика исчезает. После выключения инъекции система остается в стационарном двухимпульсном состоянии, что, таким образом, позволяет использовать

этот процесс для увеличения числа импульсов в резонаторе.

Влияние инъекции на процесс аннигиляции солитонов демонстрирует рис.8. В качестве начальных условий моделирования выбрана суперпозиция двух импульсов и гауссового шума. На рис.8 сравниваются финальные результаты эволюции системы для двух значений энергии насыщения:  $E_{g1} = 32$  пДж и  $E_{g2} = 32.5$  пДж вблизи левой границы области гистерезиса  $E_{2-1} < E_{g1} < E_{g2}$ . Для каждого набора параметров ( $p_{cw}$ ,  $\Delta\phi$ ,  $E_g$ ) проведено пять симуляций. Результаты серии экспериментов не отличались друг от друга, и это позволяет утверждать, что при заданных значениях параметров сохранение двух начальных импульсов либо аннигиляция одного из них детерминированы и не зависят от шумовой компоненты в начальных условиях. Видно, что к аннигиляции одного из солитонов приводит превышение мощностью инъекции  $p_{cw}$  некоторого критического значения  $p_{cr}$ , которое стремится к нулю ( $p_{cr} \rightarrow 0$ ) при  $E_g = E_{2-1}$  и быстро возрастает с увеличением  $E_g$ . Кроме того, отметим, что  $p_{cr}$  минимально при точной ( $\Delta\phi = 0$ ) инъекции в моду, обеспечивающей высокий уровень фона в резонаторе. При увеличении отстройки  $\Delta\phi$  полная энергия в резонаторе снижается, а критическая мощность стремительно возрастает. Суммируя все факторы, можно сделать вывод о том, что аннигиляция импульса при инъекции происходит вследствие уменьшения насыщающегося усиления ниже критического значения.

При увеличении отстройки полная энергия в резонаторе снижается, и для такого же уменьшения усиления критическая мощность инъекции должна быть увеличена. Важно то, что при рассматриваемых значениях  $E_g$ , достаточно близких к граничному значению  $E_{2-1}$ , воздействие инъекции, как и в предыдущем случае, оказывается однонаправленным: насыщающееся усиление в системе, переключенной в одноимпульсный режим, после выключения инъекции не достигает значения, необходимого для генерации нового импульса. Таким образом, указанный эффект может использоваться для управляемого уменьшения числа импульсов в резонаторе.

## 6. Обсуждение результатов и выводы

В ходе экспериментов с кольцевым волоконным ГСМ-лазером нами исследована зависимость ЧСИ от мощности накачки. Полученная зависимость вплоть до максимального достигнутого значения ЧСИ, равного

~6.75 ГГц, имеет характерный вид кривой солитонного гистерезиса со скачками порядка сотен мегагерц, что соответствует одновременному появлению в резонаторе десятков импульсов. С помощью предложенного нами метода инъекции излучения внешнего узкополосного лазера продемонстрирована возможность последовательного изменения числа импульсов в резонаторе. Интересный результат получен в экспериментах вблизи критических мощностей накачки (соответствующих скачкам ЧСИ): показано, что монотонное повышение мощности инъекции приводит к последовательному (на единицу) увеличению/уменьшению числа импульсов в резонаторе (рис.3). Эксперименты с регистрацией осциллограмм в реальном времени позволили установить, что новые, индуцированные инъекцией солитонные импульсы в резонаторе формируются из нестабильного дисперсионного фона.

Для объяснения наблюдаемых эффектов была проведена серия численных экспериментов по изучению процесса рождения/аннигиляции отдельного импульса в резонаторе волоконного лазера. Представленная модель поясняет роль инъекции в индуцированных переходах лазерной системы в пределах серых областей на рис.2,а. Хотя численное моделирование было выполнено лишь для элементарных переходов между одно- и двухсолитонными состояниями, оно позволяет продемонстрировать механизмы, ответственные за рождение/аннигиляцию импульсов лазера. Результаты моделирования показали, что инжектируемое излучение обеспечивает строго дозированное воздействие на лазер при полном управлении воздействием с помощью мощности инъекции.

Нами установлено, что рождение нового импульса происходит из солитонного фона в ходе случайного процесса под влиянием шумовой составляющей. Вероятность рождения второго солитона обнаруживает пороговую зависимость от мощности накачки лазера (при моделировании соответствует энергии насыщения  $E_g$ ) и монотонно возрастает от 0 до 1 между двумя пороговыми значениями  $-E_{1-2s}$  и  $E_{1-2f}$ . Инъекция воздействует на уровень фона в резонаторе лазера, вызывая сдвиг диапазона  $[E_{1-2s}, E_{1-2f}]$  в сторону меньших значений и обеспечивая тем самым процесс генерации новых солитонов при более низкой мощности накачки. Важно отметить, что величиной смещения можно управлять с помощью мощности инъекции. Этот механизм может быть использован для интерпретации наблюдаемого в эксперименте эффекта последовательного рождения новых солитонов. В соответствии с экспериментом перед инъекцией лазер работает вблизи порога, отвечающего появлению ряда новых импульсов, тем не менее вероятность рождения нового солитона в данных условиях равна нулю. Постепенное увеличение мощности инъекции сдвигает порог в сторону более низкой мощности накачки, что позволяет управляемо увеличивать вероятность рождения новых солитонов один за другим до максимального значения, доступного в выбранной области гистерезиса.

Мы также продемонстрировали, что аннигиляция существующего солитонного импульса происходит из-за уменьшения усиления ниже критического значения. Перед инъекцией мощность накачки устанавливается вблизи порогового значения, соответствующего исчезновению ряда импульсов. Инъекция увеличивает уровень фона в резонаторе, тем самым влияя на усиление. Постепенное увеличение мощности инъекции обеспечивает дозированную регулировку усиления, что позволяет

уменьшать число солитонов один за другим вплоть до минимального значения, доступного в выбранной области гистерезиса.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально и численно исследован процесс рождения/аннигиляции импульсов в резонаторе солитонного волоконного лазера, происходящий под действием внешней узкополосной инъекции. Показано, что с ее помощью можно управлять числом солитонов в резонаторе. В зависимости от текущей мощности накачки инъекция либо воздействует на солитонный фон, стимулируя рождение нового солитона, либо вызывает уменьшение усиления в резонаторе лазера, приводящее к аннигиляции одного солитона. Мы считаем, что полученные результаты предоставляют важную информацию о переходной динамике ГСМ-лазера, связанную с рождением и аннигиляцией солитонов, и весьма значимы при проектировании и оптимизации волоконных ГСМ-лазеров.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (гранты № 075-15-2021-581 и FNRМ-2021-0002) и Российского научного фонда (грант № 22-72-10072).

1. Amrani F., Haboucha A., Salhi M., Leblond H., Komarov A., Sanchez F. *Appl. Phys. B*, **99** (1), 107 (2010).
2. Korobko D.A., Gumenyuk R., Zolotovskii I.O., Okhotnikov O.G. *Opt. Fiber Technol.*, **20** (6), 593 (2014).
3. Gui L., Wang P., Ding Y. et al. *Appl. Sci.*, **8** (2), 201 (2018).
4. Voropaev V., Donodin A., Voronets A., et al. *Sci. Rep.*, **9** (1), 1 (2019).
5. Lecaplain C., Grelu P. *Opt. Express*, **21** (9), 10897 (2013).
6. Liu X., Pang M. *Laser Photonics Rev.*, **13** (9), 1800333 (2019).
7. Korobko D.A., Fotiadi A.A., Zolotovskii I.O. *Opt. Express*, **25** (18), 21180 (2017).
8. Khashi H.J., Sergeev S.V., Al-Arjami M., Rozhin A., Korobko D., Fotiadi A. *Opt. Lett.*, **44** (21), 5112 (2019).
9. Gumenyuk R.V., Korobko D.A., Zolotovskii I.O. *Opt. Lett.*, **45** (1), 184 (2020).
10. Liu X., Cui Y. *Adv. Photonics*, **1** (1), 016003 (2019).
11. Zeng J., Sander M.Y. *Opt. Lett.*, **45** (1), 5 (2019).
12. Liu X. *Phys. Rev. A*, **81** (2), 023811 (2010).
13. Korobko D.A., Stoliarov D.A., Itrin P.A., Odnoblyudov M.A., Petrov A.B., Gumenyuk R.V. *Opt. Laser Technol.*, **133**, 106526 (2021).
14. Ribenek V.A., Stoliarov D.A., Korobko D.A., Fotiadi A.A. *Opt. Lett.*, **46** (22), 5687 (2021).
15. Yeh D.H., He W., Pang M., Jiang X., Wong G., Russell P.S.J. *Opt. Lett.*, **44** (7), 1580 (2019).
16. Semaan G., Komarov A., Salhi M., Sanchez F. *Opt. Commun.*, **387**, 65 (2017).
17. Komarov A., Komarov K., Niang A., Sanchez F. *Phys. Rev. A*, **89**, 013833 (2014).
18. Niang A., Amrani F., Salhi M., Leblond H., Komarov A., Sanchez F. *Opt. Commun.*, **312**, 1 (2014).
19. Ribenek V.A., Stoliarov D.A., Korobko D.A., Fotiadi A.A. *Opt. Lett.*, **46** (22), 5747 (2021).
20. Man W.S., Tam H.Y., Demokan M.S., Wai P.K.A., Tang D.Y. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17** (1), 28 (2000).
21. Tang D.Y., Zhao L.M., Zhao B., Liu A.Q. *Phys. Rev. A*, **72** (4), 043816 (2005).
22. Kutz J.N., Collings B.C., Bergman K., Knox W.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34** (9), 1749 (1998).
23. Korobko D.A., Stoliarov D.A., Itrin P.A., Ribenek V.A., Odnoblyudov M.A., Petrov A.B., Gumenyuk R.V. *J. Lightwave Technol.*, **39** (9), 2980 (2021).
24. Korobko D.A., Ribenek V.A., Stoliarov D.A., Mègret P., Fotiadi A.A. *Opt. Express*, **30** (10), 17243 (2022).
25. Akhmediev N., Soto-Crespo J.M., Town G. *Phys. Rev. E*, **63** (5), 056602 (2001).
26. Zhao L.M., Tang D.Y., Lin F., Zhao B. *Opt. Express*, **12** (19), 4573 (2004).