

УДК 621.378.325

СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМ НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ*

А. К. Комаров^{1,2}, К. П. Комаров^{1,3}, Д. В. Мещеряков^{1,2}

¹ Учреждение Российской академии наук
Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: komarov@iae.nsk.su

² Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Новосибирский государственный технический университет»,
630092, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

³ Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Новосибирский государственный университет»,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

На основе численного моделирования анализируются особенности взаимодействия ультракоротких импульсов и их связанные состояния в волоконных лазерах с насыщающимся поглотителем. Показано, что расстояние между двумя взаимодействующими импульсами в устанавливаемом после переходного процесса режиме генерации может принимать набор квантованных значений, в котором соседние межимпульсные интервалы соответствуют стационарным связанным состояниям противоположной чётности. Продемонстрированы характерные изменения устанавливаемых состояний при изменении параметров лазерной системы. Разработанная модель пассивной синхронизации лазерных мод и представленные результаты позволяют описывать и интерпретировать режимы генерации волоконных лазеров с нелинейными потерями, создаваемыми за счёт различных наноматериалов (среды с квантовыми ямами, нанотрубки, графен и др.).

Ключевые слова: волоконные лазеры, пассивная синхронизация мод, ультракороткие импульсы, солитоны, нелинейная динамика, связанные состояния солитонов.

Введение. Генераторы ультракоротких импульсов света широко используются в различных областях науки и техники, включая высокоскоростную передачу информации, прецизионную обработку материалов, фемтосекундные технологии, навигационные системы и т. д. В настоящее время одним из ключевых направлений дальнейшего развития и совершенствования таких генераторов являются разработки, связанные с пассивной синхронизацией мод волоконных лазеров [1–11]. Эти лазеры имеют уникальные потенциальные возможности, а также обладают следующими достоинствами: компактны, надёжны, практичны, демонстрируют богатое разнообразие режимов генерации, устойчивы к техническим возмущениям, не требуют систем охлаждения активной среды, могут работать от диодной накачки и т. д., выгодно отличающимися их от других типов лазеров.

Управление режимами формирования и взаимодействия ультракоротких импульсов и, соответственно, режимами пассивной синхронизации мод волоконных лазеров основано на вариации частотной дисперсии внутрирезонаторных элементов и параметров внутрирезонаторных нелинейных потерь, определяющих свойства генерируемых импульсов. В

*Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант № МК-2602.2011.2).

качестве таких потерь широко используются нелинейные, связанные с техникой поляризации вращения излучения за счёт керровской нелинейности показателя преломления волоконной среды. Реализуемые этим способом нелинейные потери являются практически безынерционными, а изменение их глубины и интенсивности насыщения регулируется простым поворотом внутрирезонаторных фазовых пластин. К настоящему времени проведены достаточно детальные экспериментальные и теоретические исследования режимов пассивной синхронизации лазерных мод, характерных для данных систем, включая квантование внутрирезонаторного излучения на отдельные идентичные солитоны, режимы связанных солитонов, различные нестационарные режимы пассивной синхронизации лазерных мод [1–6, 8, 11].

В последнее время возник значительный интерес исследователей к волоконным лазерам с насыщающимися поглотителями, что связано с обнаруженной возможностью использования в качестве таких элементов различных наноматериалов (среды с квантовыми ямами, нанотрубки, графен и т. д.) [12–16]. Нелинейные потери, вызванные этими поглотителями, обладают рядом особенностей в их воздействии на создаваемое лазерное излучение, что вносит свою специфику в характер взаимодействия импульсов и в устанавливающиеся после переходного процесса режимы генерации. Как и в случае нелинейной поляризационной техники, потери, формирующие ультракороткие импульсы в реальных волоконных лазерах, являются сосредоточенными, т. е. реализующимися в области лазерного резонатора, малой по сравнению со всей длиной волоконного лазера. Наиболее существенные различия обсуждаемых способов реализации нелинейных потерь заключаются в следующем. В поляризационной технике эти потери определяются нелинейной поляризационной эволюцией поля при прохождении по волокну, т. е. механизм формирования нелинейных потерь связан с распределённым воздействием на излучение нелинейной волоконной среды практически на всей длине резонатора, а их реализация обусловлена сосредоточенными линейными потерями во внутрирезонаторном поляризаторе. Тогда как при насыщающемся поглотителе нелинейные потери полностью определяются свойствами сосредоточенного поглотителя, протяжённость которого мала по сравнению с длиной резонатора. Другое существенное отличие обсуждаемых схем синхронизации лазерных мод состоит в характере зависимости нелинейных потерь от интенсивности излучения. При использовании насыщающихся поглотителей потери монотонно убывают с ростом интенсивности. Для нелинейной поляризационной техники в условиях достаточно высоких интенсивностей излучения убывающая зависимость переходит в нарастающую (поляризационный эллипс излучения поворачивается на больший угол, чем угол, соответствующий минимуму потерь). Отмеченные особенности нелинейных потерь, реализуемых за счёт насыщающихся поглотителей, влияют на характер формирования и взаимодействия ультракоротких импульсов в волоконных лазерах, что представляет интерес для различных приложений. В частности, такие лазеры привлекают внимание исследователей в связи с поиском путей достижения режимов генерации ультракоротких импульсов с высокими энергиями излучения. В соответствии с вышеизложенными особенностями пассивной синхронизации мод волоконных лазеров с насыщающимися поглотителями требуют специального изучения и анализа.

Целью предлагаемой работы является создание моделей и исследование на основе численного моделирования режимов связанных состояний ультракоротких импульсов, получаемых в такого типа лазерных системах.

Модель генерации и основные уравнения. Схема анализируемой лазерной системы представлена на рис. 1. Кольцевой волоконный лазер включает в себя оптоволоконную усиливающую среду и насыщающийся поглотитель. Лазерная генерация предпола-

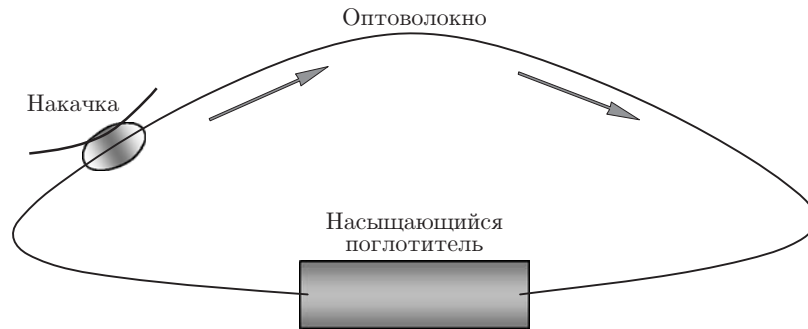


Рис. 1. Схема исследуемого волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод

гается однонаправленной. Уравнение, описывающее эволюцию поля в волокне, имеет вид [6, 11, 17]

$$\frac{\partial E}{\partial \zeta} = (D_r + iD_i)\frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + (G + iq|E|^2)E, \quad (1)$$

где $E(\zeta, \tau)$ — медленная амплитуда поля; τ — временная переменная, выраженная в единицах $\delta t = \sqrt{|\beta_2|L/2}$ [18] (β_2 — частотная дисперсия групповой скорости в волокне, L — длина волокна); переменная ζ задаёт число проходов поля по резонатору; D_r , D_i — частотные дисперсии усиления (потерь) и показателя преломления соответственно; q — нелинейность показателя преломления; усиление G определяется выражением

$$G = \frac{a}{1 + b \int I d\tau}. \quad (2)$$

Здесь a — накачка; b — параметр насыщения усиления (интегрирование ведётся по всему аксиальному периоду); $I = |E|^2$. Изменение поля при n -м прохождении через насыщающийся поглотитель выражается как

$$E_{n+1}(\tau) = E_n(\tau) \exp\left(-\sigma_0 - \frac{\sigma_{nl}}{1 + pI_n(\tau)}\right), \quad (3)$$

где σ_0 — не зависящие от времени линейные резонаторные потери; σ_{nl} — глубина модуляции нелинейных потерь; p — параметр насыщения нелинейных потерь. Уравнение (3) основывается на феноменологической модели сосредоточенного насыщающегося поглотителя, свойства которого определяются двумя параметрами: σ_{nl} и p . Расчёт этих параметров с использованием двухуровневой модели поглотителя дан в работе [19].

Для изотропного волокна обсуждаемая модель соответствует пассивной синхронизации мод с линейно поляризованным излучением. В случае волокна с двойным лучепреломлением генерируемое излучение остаётся линейно поляризованным только при совпадении направления вектора напряжённости электрического поля с одной из главных осей, связанных с анизотропией волокна.

Результаты численного моделирования и обсуждение. Численное моделирование проводилось для типичных параметров эрбиевого волоконного лазера [5]. Были разработаны программы численного счёта для нахождения связанных состояний взаимодействующих солитонов при различных расстояниях между ними. На рис. 2 представлены полученные значения расстояний в устанавливаемом режиме генерации (все величины на графиках приводятся в относительных единицах). Эти расстояния принимают набор определённых значений. При реализации наименьшего расстояния амплитуда поля возникающей двухсолитонной молекулы описывается антисимметричной функцией (нечётное

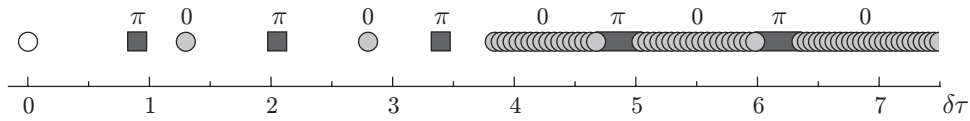


Рис. 2. Устанавливающиеся расстояния между двумя взаимодействующими импульсами: белый кружок соответствует местоположению первого импульса, серые кружки и чёрные квадраты — местоположению второго импульса. Для квадратов фазовая разность импульсов равна π , а для кружков — нулю. Численное моделирование проведено при следующих значениях лазерных параметров: $a = 0,5$, $b = 0,01$, $D_r = 0,01$, $D_i = 0,1$, $q = 1,5$, $p = 1$, $\sigma_{nl} = 1$, $\sigma_0 = 0,01$

состояние). Для следующего по величине расстояния полевая функция оказывается чётной. Как показывают результаты численного моделирования, для используемых параметров лазерной системы соседние по межимпульсному интервалу стационарные состояния описываются полевыми функциями противоположной чётности. Такого типа закономерности были обнаружены ранее для волоконных лазеров с техникой нелинейного поляризованного вращения [11]. Проведённое в данной работе численное моделирование показывает, что при достаточно больших расстояниях между импульсами дискретные значения межимпульсных интервалов трансформируются в полосы (при $\delta\tau \gtrsim 4$ на рис. 2). Такие стационарные связанные состояния без жёсткой фиксации расстояния между солитонами, реализующиеся при больших межсолитонных интервалах, экспериментально наблюдались в работе [16], где в качестве насыщающегося поглотителя применялся материал из углеродных нанотрубок.

Устанавливающиеся расстояния между импульсами отыскивались следующим образом. При выбранных начальных расстояниях в несколько длин импульсов лазерная генерация переходила в одно из стационарных состояний с определённым межимпульсным интервалом. Время переходного процесса составляло величину ~ 100 проходов поля по резонатору. Полученные стационарные солитоны использовались как начальные импульсы, но уже со смещённым расстоянием между ними. Величина смещения менялась с небольшим шагом. После переходного процесса система либо возвращалась в исходное стационарное состояние, либо попадала в соседнее стационарное состояние с другим межимпульсным интервалом. Таким способом реализовывалось сканирование возможных значений межимпульсных интервалов в устанавливаемом состоянии. Начальные значения фазы также варьировались. Однако, как показывает проведённое численное моделирование, устанавливающееся состояние не зависит от начальной разности фаз взаимодействующих импульсов. Найденные стационарные состояния дополнительно проверялись на устойчивость — независимо от времени ожидания, достигавшего в проведённом численном моделировании величины $\sim 10^5$ проходов поля по резонатору, система оставалась в стационарных режимах генерации. Таким образом, взаимодействие солитонов приводит к образованию устойчивой двухсолитонной молекулы с различными типами межсолитонной связи и с различными расстояниями между формирующими её световыми импульсами.

Типичное распределение интенсивности излучения между двумя взаимодействующими импульсами в устанавливаемом стационарном состоянии показано на рис. 3. Между импульсами возникает стоячая волна, формируемая их крыльями. Для используемых параметров численного моделирования интенсивность в максимумах стоячей волны примерно на три порядка меньше пиковых интенсивностей импульсов. В случае чётных состояний в центральной точке между импульсами реализуется пучность стоячей волны, а при нечётных состояниях возникает узел. Следует также отметить спектральные особенности связанных стационарных состояний. Частотный спектр двухсолитонной стационарной мо-

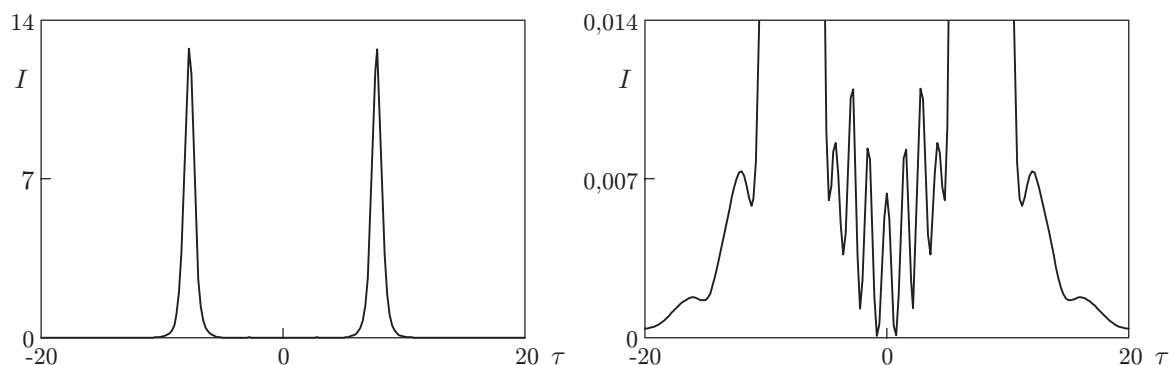


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения между двумя взаимодействующими импульсами в устанавливающемся четвёртом чётном стационарном состоянии (см. рис. 2). Рисунки отличаются масштабами по интенсивности

лекулы представляет собой спектр одиночного солитона, промодулированный на частоте, обратно пропорциональной расстоянию между импульсами. В случае нечётных состояний центральная спектральная компонента равна нулю, а для чётных она принимает максимальное значение.

Стационарные состояния связанных солитонов реализуются в достаточно широкой области параметров лазерной системы. Вне этой области возникает переход в другие режимы генерации. Так, с увеличением частотной дисперсии усиления (при $D_r = 0,011$) второе (по величине межимпульсного интервала) связанное состояние, представленное на рис. 2, становилось неустойчивым и переходило в первое стационарное состояние (с наименьшим расстоянием между импульсами). При $D_r = 0,012$ третье состояние оказывалось неустойчивым и переходило во второе связанное состояние. При $D_r = 0,014$ стационарный режим двух связанных импульсов становился неустойчивым. При этом четвёртое состояние трансформировалось в нестационарный режим четырёх связанных импульсов. В устанавливающемся режиме амплитуды импульсов и расстояния между ними менялись хаотическим образом. Возникающий режим подобен описанному в [7] и наблюдавшемуся при численном моделировании волоконного лазера с нелинейными потерями, реализуемыми за счёт техники нелинейного поляризационного вращения. В экспериментальной работе [5] такой режим квалифицирован как многосолитонное состояние, аналогичное жидкостной фазе агрегатного состояния вещества (режим с эквидистантным расположением импульсов в пучке квалифицировался как аналог кристаллического состояния вещества). Десятое стационарное состояние трансформировалось в стационарное состояние пары взаимодействующих двухсолитонных молекул. Распределение интенсивности в четырёхсолитонной системе показано на рис. 4. Каждая из двух молекул находится в основном нечётном состоянии. При этом межмолекулярная разность фаз равна $\pi/2$. Об эксперименте со связанными стационарными состояниями пары двухсолитонных молекул сообщалось в работе [9], в которой нелинейные потери создавались за счёт техники нелинейного поляризационного вращения излучения. В предлагаемой работе мы также наблюдали переход первого стационарного состояния в устанавливающийся нестационарный режим генерации. В таком режиме расстояние между импульсами и их интенсивности менялись сложным, запутанным образом, хотя временные изменения в спектре были достаточно простыми: спектральная структура колебалась в окрестности стационарного распределения. Изменяя лазерные параметры, мы отмечали нарастание амплитуды колебаний. Гармонические колебания трансформировались в периодические переключения спектра между двумя режимами, соответствующими чётному и нечётному состояниям двухсолитонной молекулы. Вариацией

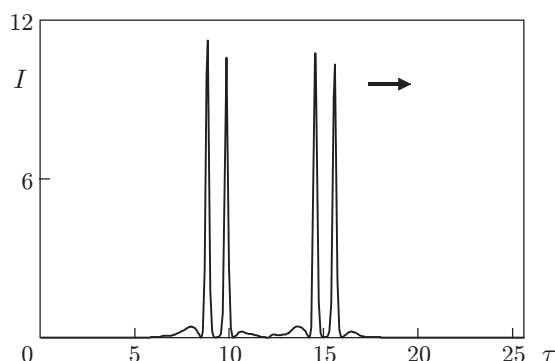


Рис. 4. Распределение интенсивности в стационарном состоянии пары взаимодействующих двухсолитонных молекул. Стрелкой указано направление движения солитонной структуры относительно одиночных стационарных импульсов ($D_r = 0,014$, $\sigma_0 = 0,001$, остальные параметры те же, что и на рис. 2)

параметров лазерной системы был также реализован нестационарный режим генерации, в котором колебательные изменения в спектре превращались в монотонные изменения: промодулированная структура спектра двухсолитонной молекулы монотонно смещалась относительно спектральной огибающей. В таком режиме изменения интенсивностей импульсов и расстояний между ними выглядели как стохастические.

Для определённых значений лазерных параметров мы наблюдали неустойчивость стационарных состояний заданной чётности, тем не менее связанные состояния противоположной чётности оставались устойчивыми. Данный тип устанавливающихся стационарных состояний продемонстрирован на рис. 5. Все реализующиеся при используемых лазерных параметрах стационарные состояния оказываются чётными. Следует отметить, что в работе [11], где исследовались лазеры с нелинейной поляризационной техникой, сообщается лишь об устойчивых стационарных состояниях с чередованием чётности для соседних межсолитонных интервалов. Однако говорить на этом основании о различии свойств режимов генерации для обсуждаемых схем синхронизации лазерных мод преждевременно. Не исключено, что нарушение чередования чётности может реализовываться в случае других лазерных параметров, не использовавшихся при численном моделировании.

Полученные результаты демонстрируют общность свойств связанных состояний взаимодействующих солитонов, реализующихся при нелинейных потерях на основе насыщающихся поглотителей и техники нелинейного поляризационного вращения излучения. В обоих случаях могут возникать системы связанных состояний с чередующейся чётностью. При изменении нелинейно-дисперсионных параметров системы некоторые из стационарных состояний становятся неустойчивыми. При этом возможна трансформация генерации как в новые стационарные состояния, так и устанавливающиеся состояния с периодическим и сложным, запутанным, стохастическим временным изменением параметров взаимодействующих импульсов.

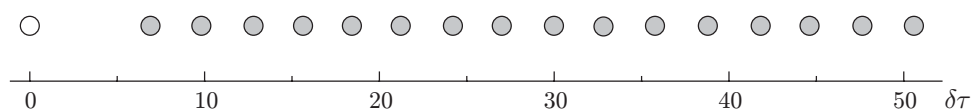


Рис. 5. Устанавливающиеся расстояния между взаимодействующими солитонами. Все реализующиеся стационарные состояния являются чётными ($a = 1$, $D_r = 0,1$, $D_i = 0,8$, $q = 0,5$, $p = 0,3$, $\sigma_{nl} = 0,3$, $\sigma_0 = 0,1$)

Заключение. В данной работе на основе численного моделирования показано, что волоконные лазеры с насыщающимися поглотителями демонстрируют свойства связанных состояний диссипативных солитонов, аналогичные свойствам, имеющим место в лазерах с нелинейными потерями на основе техники нелинейного поляризационного вращения излучения. Расстояния между взаимодействующими солитонами в устанавливающихся после переходного процесса режимах генерации могут принимать квантованный набор значений. Достаточно типичной является ситуация, когда соседние по межимпульсному интервалу устанавливающиеся стационарные состояния имеют противоположную чётность. Степень устойчивости различных стационарных состояний разная: изменения параметров лазерной системы могут сделать все стационарные состояния одной чётности неустойчивыми, тогда как стационарные состояния противоположной чётности по-прежнему устойчивы. Показано, что при больших расстояниях между импульсами могут возникать связанные стационарные состояния без жёсткой фиксации межсолитонного интервала. Вариация параметров лазерной системы приводит к неустойчивости стационарных состояний, поэтому они переходят либо в новые стационарные состояния, либо в нестационарные состояния с периодическим и сложным, запутанным, стохастическим временным изменением характеристик взаимодействующих импульсов. Полученные результаты позволяют описывать, интерпретировать и оптимизировать режимы пассивной синхронизации мод лазеров с нелинейными потерями на основе различных типов насыщающихся поглотителей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hideur A., Charier T., Brunel M. et al.** Mode-lock, Q-switch and CW operation of an Yb-doped double-clad fiber ring laser // *Opt. Commun.* 2001. **198**, N 1–3. P. 141–146.
2. **Chong A., Renninger W. H., Wise F. W.** All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ // *Opt. Lett.* 2007. **32**, N 16. P. 2408–2410.
3. **Tang D. Y., Zhao L. M., Xie G. Q., Qian L. J.** Coexistence and competition between different solitons-shaping mechanisms in a laser // *Phys. Rev. A.* 2007. **75**, N 6. 063810.
4. **Chouli S., Grelu Ph.** Rains of solitons in a fiber laser // *Opt. Express.* 2009. **17**, N 14. P. 11776–11781.
5. **Amrani F., Haboucha A., Salhi M. et al.** Dissipative solitons compounds in a fiber laser: Analogy with the states of the matter // *Appl. Phys. B.* 2010. **99**, N 1–2. P. 107–114.
6. **Комаров А. К.** Гармоническая пассивная синхронизация лазерных мод с дополнительной активной модуляцией потерь и показателя преломления // *Автометрия.* 2007. **43**, № 3. С. 100–104.
7. **Kobtsev S., Kukarin S., Smirnov S. et al.** Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers // *Opt. Express.* 2009. **17**, N 23. P. 20707–20713.
8. **Soto-Crespo J.-M., Akhmediev N., Grelu Ph., Belhanche F.** Quantized separations of phase-locked soliton pairs in fiber lasers // *Opt. Lett.* 2003. **28**, N 19. P. 1757–1759.
9. **Zhao B., Tang D. Y., Shum P. et al.** Bound twin-pulse solitons in a fiber ring laser // *Phys. Rev. E.* 2004. **70**, N 6. 067602.
10. **Денисов В. И., Нюшков Б. Н., Пивцов В. С.** Цельноволоконный эрбиевый лазер в режиме самосинхронизации мод с низкой частотой следования и высокой энергией импульсов // *Квантовая электроника.* 2010. **40**, № 1. С. 25–27.
11. **Komarov A., Komarov K., Sanchez F.** Quantization of binding energy of structural solitons in passive mode-locked fiber lasers // *Phys. Rev. A.* 2009. **79**, N 3. 033807.
12. **Zhang H., Tang D. Y., Zhao L. M. et al.** Vector dissipative solitons in graphene mode locked fiber lasers // *Opt. Commun.* 2010. **283**, N 17. P. 3334–3338.

13. **Chiu J.-C., Lan Y.-F., Kang J.-J.** Passively mode-locked lasers using saturable absorber incorporating dispersed single wall carbon nanotubes // IEEE Electronic Component and Technology Conference. San Diego, USA, 2009. P. 827–828.
14. **Zhang H., Tang D., Knize R. J. et al.** Graphene mode locked, wavelength-tunable, dissipative soliton fiber laser // Appl. Phys. Lett. 2010. **96**, N 11. 111112.
15. **Sun Z., Hasan T., Popa D. et al.** Ultrafast fiber laser mode-locked by graphene based saturable absorber // Proc. of the Conference on Lasers and Electro-Optics. San Jose, USA, 2010. CTuR1.
16. **Wu X., Tang D. Y., Luan X. N., Zhang Q.** Bound states of solitons in a fiber laser mode locked with carbon nanotube saturable absorber // Opt. Commun. 2011. **284**, N 14. P. 3615–3618.
17. **Шапиро Е. Г., Федорук М. П., Штырина О. В.** Сравнительный анализ высокоскоростных волоконных линий связи с использованием амплитудно- и фазово-модулированных сигналов // Автометрия. 2011. **47**, № 2. С. 122–126.
18. **Komarov A., Leblond H., Sanchez F.** Multistability and hysteresis phenomena in passive mode-locked fiber lasers // Phys. Rev. A. 2005. **71**, N 5. 053809.
19. **Комаров К. П.** К теории стационарных ультракоротких импульсов в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод // Оптика и спектроскопия. 1984. **60**, № 2. С. 379–384.

Поступила в редакцию 12 мая 2011 г.
