

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

PACS 42.55.Wd; 42.60.Fc; 81.05.U–; 78.67.Ch

Управление генерационными характеристиками эрбиевого волоконного кольцевого лазера с пассивной синхронизацией мод**М.А.Чернышева, А.А.Крылов, А.А.Оглезнев, Н.Р.Арутюнян, А.С.Пожаров, Е.Д.Образцова, Е.М.Дианов**

Описан полностью волоконный кольцевой эрбиевый лазер, генерирующий ультракороткие импульсы в режиме непрерывной пассивной синхронизации мод, который осуществляется с помощью полимерных пленок на основе карбоксиметилцеллюлозы с диспергированными одностенными углеродными нанотрубками. Благодаря управлению внутрирезонаторной дисперсией и варьированию поглощения в полимерных пленках лазер генерирует импульсы различной формы как фемтосекундной, так и пикосекундной длительности в спектральном диапазоне 1.53–1.56 мкм. Обнаружена и исследована генерация практически спектрально-ограниченных инверсно-модифицированных солитонов в условиях большой нормальной дисперсии внутри резонатора.

Ключевые слова: эрбиевый волоконный лазер, синхронизация мод, компенсация дисперсии групповых скоростей, углеродные наноструктуры, солитон.

1. Введение

Волоконные лазерные источники ультракоротких импульсов (УКИ), работающие в режиме пассивной синхронизации мод, широко применяются во многих отраслях науки и техники благодаря своей компактности, надежности и экономичности. При этом чрезвычайно актуальна задача поиска и исследования новых режимов генерации, позволяющих существенно улучшить характеристики импульсов, а именно увеличить их энергию, сократив при этом длительность, а также повысить стабильность [1].

Для достижения этих целей широко применяется метод управления внутрирезонаторной дисперсией групповых скоростей (ДГС), который позволяет эффективно варьировать режимы генерации лазера за счет включения в его резонатор элементов, вносящих ДГС разных знаков [2]. Это, в свою очередь, приводит к изменению динамики импульсов, распространяющихся по резонатору, и, как следствие, другим выходным характеристикам лазера [3]. Так, в работе [4] для управления ДГС в эрбиевом лазере использовался отрезок световода с нормальной дисперсией, что является общепринятым в спектральной области вблизи 1.55 мкм. Эволюция генерируемых импульсов при варьировании внутрирезонаторной дисперсии, а также изменении излучательных потерь в кольцевом эрбиевом лазере описывалась в работе [5]. Однако большое влияние в процессе формирования импульсов в резонаторе, помимо суммарной ДГС, оказывают также нелинейность световодов, соотношение насыщаемых и ненасыщаемых

потерь в резонаторе, а также уровень накачки активной среды.

Ранее была показана и исследована генерация волоконных лазеров в режиме пассивной синхронизации мод, который инициировался с помощью модуляторов на основе керровской нелинейности [1, 2], а также полупроводниковых насыщаемых поглотителей типа SESAM [1, 6].

Однако после того как в 2003 г. одностенные углеродные нанотрубки (ОУН) впервые использовались в качестве насыщаемого поглотителя для инициирования пассивной синхронизации мод [7], они начали все более активно применяться в современных лазерах УКИ. Насыщаемые поглотители на основе ОУН обладают не только ультрамалым временем релаксации возбужденных состояний (менее ~500 фс) [8] и большой величиной нелинейной модуляции поглощения, но также относительно просты в изготовлении и достаточно легко встраиваются в лазерные схемы различной конфигурации [9].

Уникальным свойством ОУН является изменение плотности электронных состояний и ширины запрещенной зоны при изменении диаметра трубок. Возможность варьирования ширины запрещенной зоны, изменяя диаметр или хиральность ОУН [10], а также быстрая релаксация электронных возбуждений позволяют использовать их в качестве насыщаемых поглотителей в широком спектральном диапазоне [11]. Наиболее распространенный метод включения ОУН в волоконную лазерную схему – их диспергирование в полимерных пленках [9], обладающих хорошей однородностью и высоким оптическим качеством, которые затем зажимаются между торцами оптических световодов [9, 12].

В настоящей работе представлен эрбиевый кольцевой волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод, которая инициируется с помощью ОУН, диспергированных в полимерных пленках на основе карбоксиметилцеллюлозы, и с внутрирезонаторным управлением ДГС за счет включения одномодового высоконелинейного германо-силикатного световода с низкими потерями и большой нормальной ДГС в спектральном диапазоне 1.53–1.56 мкм. Тщательно изучена эволюция длительности и спектра ге-

М.А.Чернышева, А.А.Крылов, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: sokolak@mail.ru

А.А.Оглезнев. Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Россия, 614990 Пермь, ул. 25 Октября, 106

Н.Р.Арутюнян, А.С.Пожаров, Е.Д.Образцова. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: elobr@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 19 октября 2012 г., после доработки – 19 февраля 2013 г.

нерируемых импульсов при варьировании внутрирезонаторной дисперсии, а также коэффициента пропускания полимерных пленок ОУН.

2. Экспериментальная установка

Схема эрбиевого кольцевого волоконного лазера представлена на рис.1. Активной средой лазера является алюмосиликатный световод, легированный эрбием, длиной 1.2 м, со ступенчатым профилем показателя преломления ($\Delta n = 0.005$, диаметр сердцевины $d \approx 10$ мкм), ненасыщенное поглощение в котором составляет 11 дБ/м на длине волны накачки 980 нм. Активный световод возбуждается излучением диода накачки мощностью до 200 мВт через волоконный мультиплексор, объединяющий сигналы с длинами волн 0.98 и 1.55 мкм в одной волоконной сердцевине.

В качестве насыщаемого поглотителя, инициирующего генерацию лазера в режиме пассивной синхронизации мод, использовались полимерные пленки с диспергированными одностенными углеродными нанотрубками. Образец пленки зажимался между торцами двух волоконных разъемов типа APC/FC (рис.1), которые были отполированы под углом 7° для минимизации обратного отражения. Такой модуль, содержащий пленку ОУН, получил в литературе название SAINT – Saturable Absorber based on Incorporated NanoTubes [9, 12]. Кроме того, реализация однонаправленного режима генерации в кольце предполагает включение оптического изолятора, интегрированного с изотропными световодами SMF-28.

Лазерное излучение выводилось из резонатора с помощью разветвителя с коэффициентом деления 50:50. Стоит отметить, что доля выводимой мощности и расположение разветвителя в резонаторе подбирались таким образом, чтобы достичь максимальной эффективности лазерной генерации и в то же время уменьшить интенсивность излучения, падающего на пленку ОУН, снизив тем самым лучевую нагрузку на нее. В результате разветвитель располагался перед модулем ОУН, что обеспечило существенное увеличение допустимой выходной мощности излучения.

Одним из наиболее важных элементов лазера является волоконный контроллер поляризации (КП), аккуратная настройка которого позволяет достичь стабильной одноимпульсной генерации в режиме пассивной синхронизации мод и, как будет показано далее, в некоторых случаях управлять характеристиками лазерных импульсов.

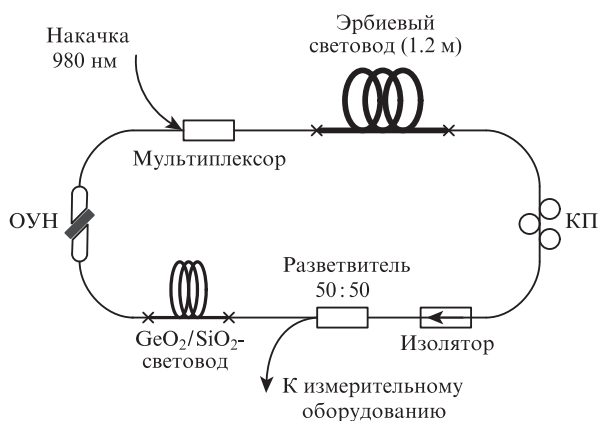


Рис.1. Схема эрбиевого волоконного кольцевого лазера с внутрирезонаторным управлением ДГС.

Управление внутрирезонаторной ДГС обеспечивалось варьированием длины высоконелинейного германо-силикатного ($\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$) световода с нормальной дисперсией -170 пс \cdot нм $^{-1}\cdot$ км $^{-1}$ на длине волны 1.56 мкм, который включался в резонатор для компенсации аномальной дисперсии, созданной эрбиевым и пассивным SMF-28 световодами (из последнего были изготовлены мультиплексор, разветвитель и контроллер поляризации). ДГС этих световодов практически совпадают и равны 19 и 16.5 пс \cdot нм $^{-1}\cdot$ км $^{-1}$ соответственно. $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ -световод содержит 75 мол.% оксида германия в сердцевине диаметром менее 2 мкм ($\Delta n \approx 0.11$), при этом измеренная длина волны отсечки второй моды в нем $\lambda_{\text{от}} \approx 970$ нм [13]. По оценке коэффициента нелинейности $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ -световода $\gamma_{\text{Ge}} \approx 30$ Вт $^{-1}\cdot$ км $^{-1}$, что на полтора порядка превышает нелинейность как эрбиевого световода, так и световода SMF-28 ($\gamma_{\text{SMF}} \approx 1$ Вт $^{-1}\cdot$ км $^{-1}$).

Одностенные углеродные нанотрубки формировались методом дугового разряда между графитовыми электродами в атмосфере гелия с использованием никеля и оксида иттрия в качестве катализаторов в соотношении $\text{C}:\text{Ni}:\text{Y}_2\text{O}_3 = 2:1:1$ [14]. Следует отметить, что выбор данного метода для изготовления ОУН обусловлен смещением максимумов их спектров поглощения в ИК диапазон [15] по сравнению с ОУН, синтезированными другими методами, например газозафазным разложением монооксида углерода CO по частицам железа Fe под высоким давлением (известный в иностранной литературе как NiPCO), лазерной абляцией или осаждением из газовой фазы (CVD). Выбранный нами метод повышает эффективность работы ОУН в качестве насыщаемого поглотителя в лазерах на основе световодов, легированных редкоземельными ионами.

В качестве основного полимера для изготовления пленок использовалась карбоксиметилцеллюлоза (КМЦ), которая, помимо того что является хорошим сурфактантом, обладает также матричной структурой. Это позволяет синтезировать пленки с диспергированными ОУН высокого оптического качества без использования дополнительных полимеров в их составе. КМЦ также является достаточно гибким материалом, что позволяет формировать пленки минимальной толщины – вплоть до 4 мкм [16].

Стабильные суспензии ОУН были приготовлены путем диспергирования полученной в разряде сажи в водном растворе КМЦ с концентрацией 1 масс.% посредством ультразвуковой обработки с последующим ультрацентрифугированием с ускорением $1.5 \times 10^3 g$. Полученный таким образом однородный раствор представлял собой суспензию одиночных ОУН и использовался для приготовления пленок [17]. Контроль качества полимерных пленок осуществлялся с помощью комбинационного рассеяния (КР) света [18], а также измерения оптического поглощения в широком спектральном диапазоне. Диаметр синтезированных ОУН был оценен с помощью анализа соответствующих спектров КР и составил примерно 14 Å.

В процессе исследования динамики лазерных характеристик (в частности, при изменении величины вносимых оптических потерь) варьировались толщина полимерных пленок и концентрация диспергированных в них ОУН.

Исследовались непрозрачные образцы пленок 1 и 2 сравнительно большой толщины (25–30 мкм), ненасыщенное поглощение которых в диапазоне 1.53–1.56 мкм составляет 67%, а также более прозрачная пленка 3 толщиной около 15 мкм со значительно меньшим поглощением (около 30%). Следует отметить, что наиболее ста-

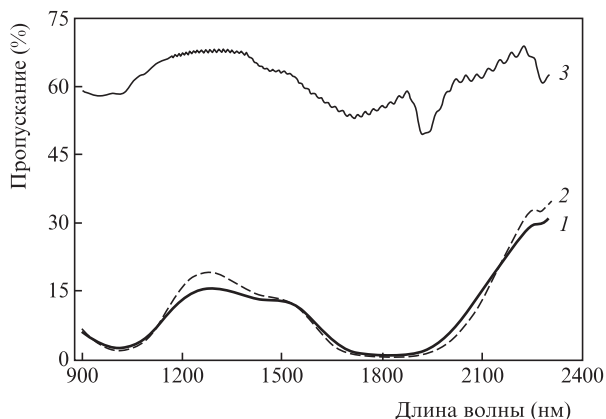


Рис.2. Спектры пропускания пар полимерных пленок с диспергированными образцами ОУН 1–3 (кривые 1–3 соответственно).

бильный режим пассивной синхронизации мод наблюдался при одновременном использовании двух образцов пленок, при этом суммарное поглощение составляло 39% для образца 3 и около 86% для образцов 1 и 2. Соответствующие зависимости ненасыщенного поглощения в используемых полимерных пленках ОУН в ИК диапазоне спектра показаны на рис.2.

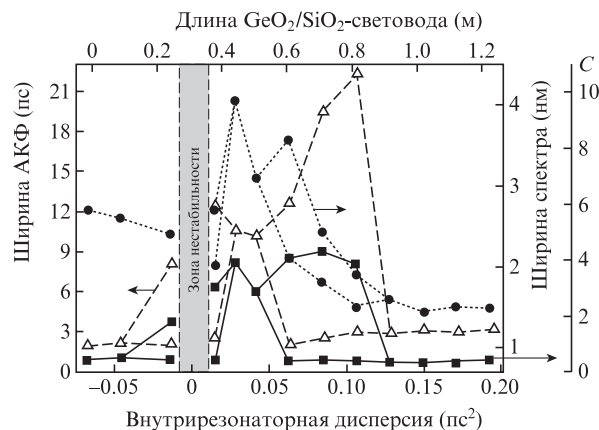
3. Результаты и их обсуждение

Была получена стабильная моноимпульсная лазерная генерация в режиме непрерывной пассивной синхронизации мод, при этом модуляция амплитуды импульсов даже на больших временных интервалах (до 1 мс) была незначительна (менее 2%).

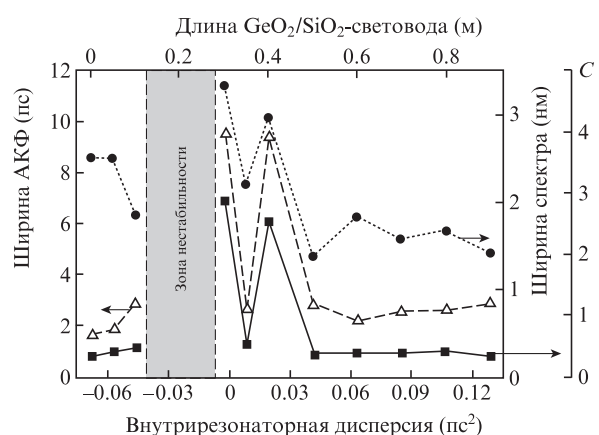
Длина германо-силикатного световода в эксперименте последовательно (начиная с 1.2 м) сокращалась, что соответствует изменению суммарной ДГС внутри резонатора от +0.194 до -0.068 ps^2 . При этом частота следования импульсов варьировалась в диапазоне 42–57 МГц. На рис.3 показана эволюция основных лазерных характеристик – ширины автокорреляционной функции (АКФ) интенсивности импульсов Δt_a , ширины спектра излучения (на половине максимума) $\Delta \lambda$ и параметра спектральной ограниченности импульсов C ($C = \Delta \nu \Delta t_p$) – при варьировании внутрирезонаторной ДГС (здесь $\Delta \nu$ – полуширина спектра частот и Δt_p – длительность импульса).

Следует особо подчеркнуть, что вблизи нулевой внутрирезонаторной ДГС в схемах с образцами непрозрачных пленок (1 и 2) происходил срыв синхронизации мод и переход лазера к хаотической импульсной генерации (рис.3,а,б). Наоборот, лазер с образцом 3 продемонстрировал полное отсутствие области нестабильности синхронизации мод (рис.3,в). Кроме того, изменение ненасыщенного поглощения в пленках и варьирование ДГС в резонаторе существенно изменяют порог импульсной генерации, а также максимальную выходную мощность, при которой лазер продолжает работать в моноимпульсном режиме.

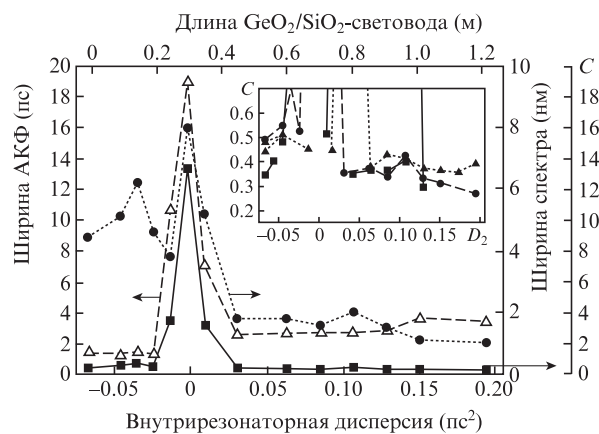
Сокращение длины германо-силикатного световода с 25 см до нуля соответствует изменению суммарной аномальной ДГС внутри резонатора от -0.024 до -0.068 ps^2 , что предполагает генерацию оптических солитонов [2]. Действительно, при использовании пленок ОУН с различным поглощением, была обнаружена генерация солитоноподобных импульсов. При этом в лазере с пленками



а



б



в

Рис.3. Эволюция выходных характеристик лазерных импульсов при варьировании внутрирезонаторной ДГС для образцов ОУН 1 (а), 2 (б) и 3 (в). На вставке: эволюция параметра спектральной ограниченности C для образцов ОУН 1 (▲), 2 (■) и 3 (●).

ОУН 1 и 2 центральная длина волны генерации почти совпадала со спектральным максимумом усиления алюмо-силикатного эрбиевого световода на длине волны примерно 1.53 мкм [19]. Спектры излучения (рис.4,а) в значительной степени повторяют друг друга и имеют ширину 2.7 и 3.1 нм при средней мощности 2.1 и 3 мВт соответственно. В лазере с прозрачной пленкой ОУН 3 максимум спектра излучения сдвигается в длинноволновую область (1.56 мкм), а его ширина заметно увеличивается и дости-

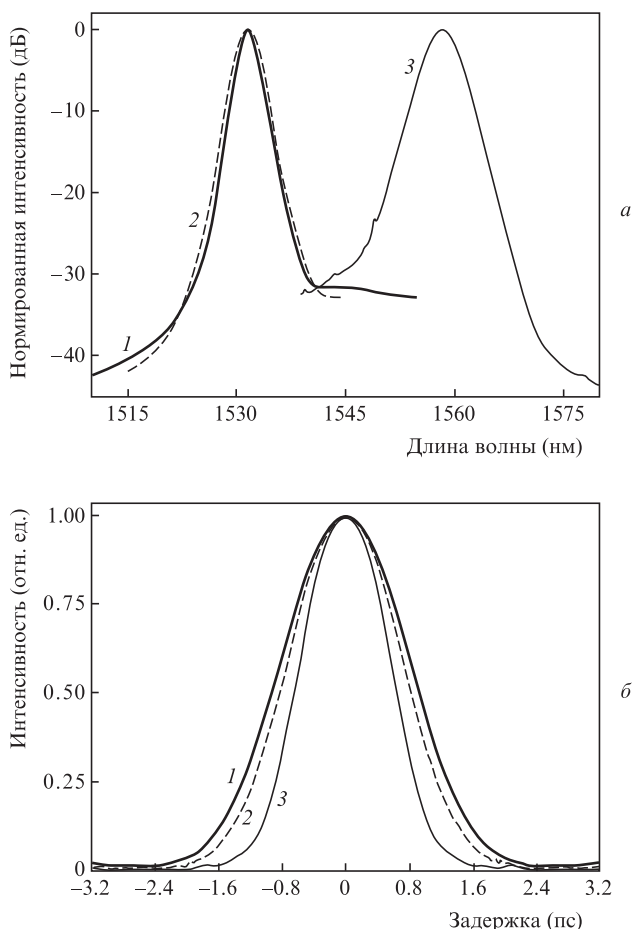


Рис.4. Спектры излучения (а) и соответствующие АКФ интенсивности импульсов (б) при внутрирезонаторной дисперсии $D_2 = -0.068 \text{ ps}^2$. Кривые 1: образец ОУН 1, длительность импульса $\Delta t_p \approx 1.2 \text{ пс}$, ширина спектра на половине максимума $\Delta\lambda = 2.7 \text{ нм}$, выходная средняя мощность $P_{\text{out}} = 2.14 \text{ мВт}$; кривые 2: образец ОУН 2, $\Delta t_p \approx 1.08 \text{ пс}$, $\Delta\lambda = 3.1 \text{ нм}$, $P_{\text{out}} = 3.04 \text{ мВт}$; кривые 3: образец ОУН 3, $\Delta t_p \approx 790 \text{ фс}$, $\Delta\lambda = 4.48 \text{ нм}$, $P_{\text{out}} = 3.33 \text{ мВт}$.

гает 6.5 нм в середине указанного дисперсионного интервала ($D_2 = -0.035 \text{ ps}^2$), уменьшаясь на его краях примерно до 4.5 нм.

АКФ интенсивности импульсов в данном случае достаточно точно аппроксимируются соответствующей солитону кривой [20], как это показано на рис.5,а. В отсутствие германо-силикатного световода (при $D_2 = -0.068 \text{ ps}^2$) ширина АКФ импульсов, генерируемых лазерами с пленками ОУН 1, 2 и 3, составляет 1.85, 1.67 и 1.22 пс (рис.4,а), исходя из чего длительности солитоноподобных импульсов были оценены как 1.2, 1.08 и 0.79 пс соответственно.

Существенное увеличение потерь в лазерах с непрозрачными пленками ОУН требует увеличения уровня инверсии активной среды, что приводит к заметному сужению максимума кривой усиления алюмосиликатного эрбиевого световода вблизи 1.53 мкм [19]. При этом активная среда сама выступает в роли фильтра, ограничивающего спектральную полосу формируемого в резонаторе излучения. Именно это и приводит к заметному сужению спектра излучения в лазере с непрозрачными пленками 1 и 2. Сместить спектр излучения лазера в длинноволновую область можно, либо уменьшив внутрирезонаторные потери, что демонстрируют результаты данного исследования, либо увеличив длину активного световода, сместив, таким образом, интегральный максимум усиления световода в

область более длинных волн. Необходимо отметить, что при дальнейшем варьировании внутрирезонаторной ДГС положения максимумов спектров излучения сохраняются при использовании соответствующих пленок ОУН.

Увеличение выходной средней мощности лазера приводит к сокращению длительности импульсов и соответствующему уширению спектра генерации (рис.5). Это согласуется с характерной для солитона обратной зависимостью длительности от энергии: $\Delta t_s \sim 1/E_s$ [2], что также указывает на генерацию солитонов в случае суммарной аномальной ДГС внутри резонатора. Помимо этого, в спектрах, показанных на рис.5,б, хорошо различимы боковые пики Келли, присущие солитонным лазерам [21]. Минимальная длительность солитонов составила 675 фс.

Вблизи нуля внутрирезонаторной ДГС, лазер излучает пикосекундные импульсы, спектр которых имеет практически прямоугольную форму (в логарифмическом масштабе). При этом длительность импульсов с гауссовым профилем огибающей варьируется в пределах 6.5–8.5 пс в лазерах с образцами пленок ОУН 1 и 2 и достигает 13 пс при использовании образца 3 (рис.6,а). Соответствующие спектры имеют практически одинаковую форму с резкими краями (рис.6,б), однако их ширина по уровню -10 дБ колеблется около 3 нм в случае образцов 1 и 2 и достигает 8.4 нм в лазере с образцом 3. Следовательно, параметр спектральной ограниченности импульсов S , который равен 3, 2.9 и 13.4 для образцов 1, 2 и 3, значительно превос-

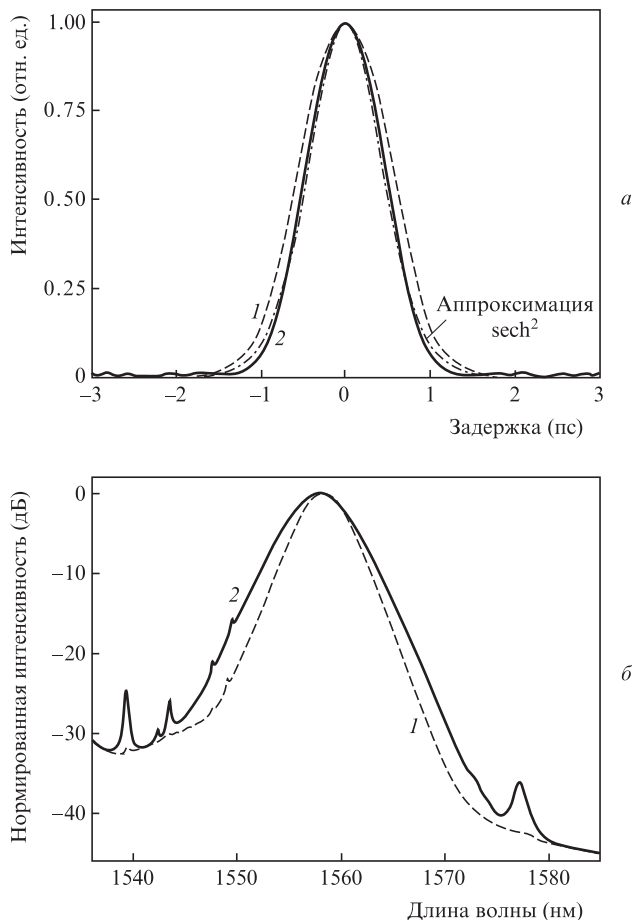


Рис.5. АКФ интенсивности импульсов (а) и соответствующие спектры излучения (б) в лазере с пленкой ОУН 3 при внутрирезонаторной дисперсии $D_2 = -0.068 \text{ ps}^2$: $\Delta t_p \approx 790 \text{ фс}$, $\Delta\lambda = 4.48 \text{ нм}$, $P_{\text{out}} = 3.33 \text{ мВт}$ (1) и $\Delta t_p \approx 675 \text{ фс}$, $\Delta\lambda = 5 \text{ нм}$, $P_{\text{out}} = 4.41 \text{ мВт}$ (2). Штриховая кривая – аппроксимация солитонной АКФ [20].

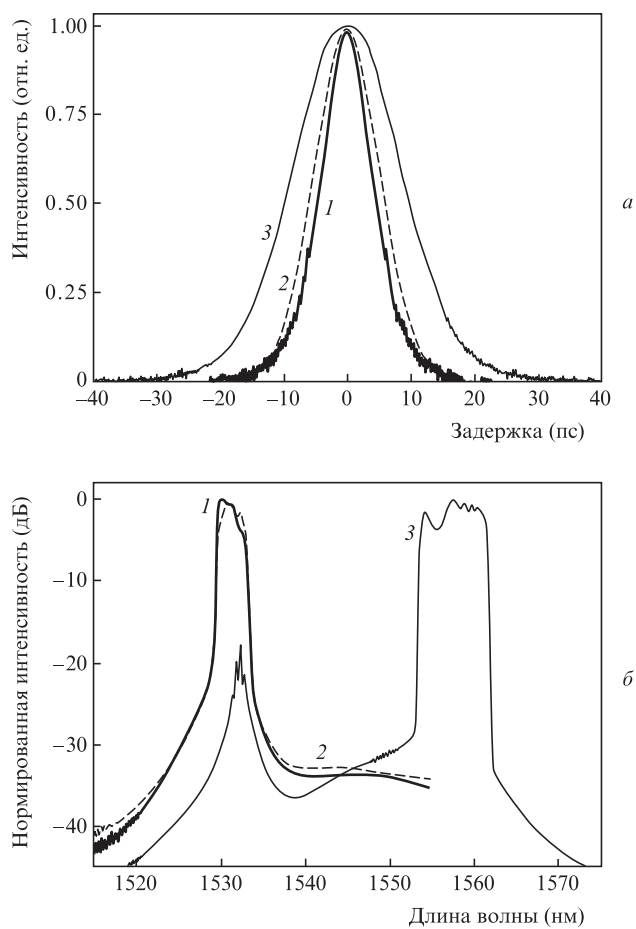


Рис.6. АКФ интенсивности импульсов (а) и соответствующие спектры излучения (б) вблизи нулевой внутрирезонаторной ДГС для образца ОУН 1 ($D_2 \approx -0.002 \text{ пс}^2$, $\Delta t_p \approx 6.77 \text{ пс}$, $\Delta\lambda = 3.33 \text{ нм}$, $C = 2.88$, $P_{\text{out}} = 2.8 \text{ мВт}$) (1), образца ОУН 2 ($D_2 \approx +0.015 \text{ пс}^2$, $\Delta t_p \approx 8.56 \text{ пс}$, $\Delta\lambda = 2.71 \text{ нм}$, $C = 3.02$, $P_{\text{out}} = 5 \text{ мВт}$) (2) и образца ОУН 3 ($D_2 \approx -0.002 \text{ пс}^2$, $\Delta t_p \approx 13 \text{ пс}$, $\Delta\lambda = 8.38 \text{ нм}$, $C = 13.4$, $P_{\text{out}} = 10.5 \text{ мВт}$) (3).

ходит характерное для спектрально-ограниченного гауссова импульса значение $C_0 = 0.441$, что указывает на наличие существенной фазовой модуляции (чирпа) внутри импульса. Величину линейного чирпа $\alpha = (\partial^2 \phi / \partial t^2) t_0^2$ в безразмерном виде (т.е. нормированного на обратный квадрат длительности импульса) можно оценить исходя из следующего соотношения [22]:

$$\alpha \approx [(C/C_0)^2 - 1]^{1/2}, \quad (1)$$

что для импульса, соответствующего кривой 3 на рис.6, дает $\alpha \approx 30$. Таким образом, импульс является сильно чирпированным и может быть сжат до фемтосекундных длительностей при использовании соответствующей внешней дисперсионной линии задержки [22].

Так же, как и в случае генерации солитонов, эффект спектральной фильтрации в сильно инвертированной активной среде вблизи 1.53 мкм приводит к сокращению ширины излучаемых спектров более чем в два раза в лазерах на основе непрозрачных пленок ОУН.

Увеличение мощности накачки сопровождается ростом длительности импульсов, тогда как ширина спектра изменяется незначительно.

Важно отметить, что вблизи нулевой ДГС внутри резонатора нам не удалось обнаружить генерацию импульсов, длительность которых осциллирует («дышит») при

распространении в световодах с нормальной и аномальной ДГС [2]. Вместо этого была реализована генерация чирпированных импульсов с прямоугольным спектром. Мы считаем, что главная причина этого нетипичного поведения лазерной системы связана с использованием высоко-нелинейного германо-силикатного световода для управления ДГС внутри резонатора. Действительно, режим генерации «дышащих» импульсов предполагает абсолютно симметричную их эволюцию в световодах с противоположными ДГС [2]. Однако в данном случае использование высоконелинейного $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ -световода, вносящего большую нормальную дисперсию, приводит к существенному нарушению симметрии в кольце, что препятствует возникновению глубоких осцилляций длительности импульсов. Обычно сильно чирпированные импульсы с прямоугольным спектром возникают как раз в лазерах с большой нормальной ДГС в резонаторе [4, 5], однако наличие высоконелинейного германо-силикатного световода коренным образом меняет режим работы лазера в области нулевой дисперсии.

Действительно, усредненные по резонатору дисперсионная (L_D) и нелинейная (L_{NL}) длины для импульса с гауссовым профилем огибающей длительностью Δt_p оцениваются как

$$L_D = \frac{\Delta t_p^2 L_{\text{res}}}{4 \ln 2 |D_2|}, \quad L_{NL} = \frac{\Delta t_p f L_{\text{res}}}{\gamma_{\text{Ge}} P_{\text{av}} L_{\text{Ge}}}, \quad (2)$$

где L_{res} – длина резонатора; L_{Ge} – длина $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ -световода; D_2 – суммарная ДГС в резонаторе; f – частота следования импульсов; P_{av} – средняя мощность излучения, поступающего в $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ -световод. Для импульса, соответствующего кривой 3 на рис.6 (образец 3, $L_{\text{res}} = 4 \text{ м}$, $f = 50.4 \text{ МГц}$, $L_{\text{Ge}} = 24 \text{ см}$, $P_{\text{av}} = 10.5 \text{ мВт}$), оценки дают $L_D \sim 1.2 \times 10^5 \text{ м}$, $L_{NL} \sim 35 \text{ м}$, то есть выполняется условие $L_D, L_{NL} \gg L_{\text{res}}$. Отсюда соотношение дисперсионной и нелинейной длин $N = (L_D/L_{NL})^{1/2} \sim 60$. Очевидно, что для импульсов длительностью $\sim 10 \text{ пс}$ влияние как нормальной, так и аномальной дисперсии в каждом из сегментов резонатора значительно уступает влиянию нелинейности, особенно при распространении импульса в высоконелинейном $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ -световоде. При этом максимальный набег фазы, обусловленный фазовой самомодуляцией (ФСМ), при обходе резонатора оценивается как $\phi_{NL} = L_{\text{res}}/L_{NL} = 0.036\pi$, т.е. $\phi_{NL} \ll \pi$. Малость ϕ_{NL} свидетельствует в пользу того, что спектр импульсов практически не деформируется за счет ФСМ в световодах при обходе резонатора, что сохраняет практически линейную фазовую модуляцию внутри импульса [23]. Это, в свою очередь, позволяет увеличить его энергию при сохранении стабильной моноимпульсной генерации, что характерно для лазеров, излучающих диссипативные солитоны [4, 5, 23].

В процессе формирования УКИ из длинного импульса модуляции добротности его сжатие на начальном этапе происходит в основном при проходе насыщаемого поглотителя (в данном случае это пленки, содержащие ОУН) [24]. Вместе с тем, при сокращении длительности импульса и возрастании его интенсивности начинает сказываться влияние ФСМ и ДГС в световодах [2, 24]. Однако в данном случае их влияние недостаточно для дальнейшего сжатия импульса и формирования режима генерации «дышащих» импульсов в резонаторе. В свою очередь, принцип самосогласованности при распространении УКИ в резонаторе позволяет предположить, что чирпированный

импульс сжимается в насыщаемом поглотителе, а также в следующем за ним участке с аномальной ДГС и обратно растягивается в $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ -световоде за счет большой нормальной дисперсии, показывая минимум длительности на границе участков с аномальной и нормальной ДГС [23].

Интересная особенность работы лазера с образцом ОУН 1 наблюдалась в области ДГС между -0.02 и $+0.13$ ps^2 . А именно, при варьировании состояния поляризации излучения в резонаторе было обнаружено два типа импульсов с абсолютно разной формой спектров (рис. 7, а). Один из них имеет прямоугольную форму, тогда как второй – близкую к треугольной (в логарифмическом масштабе). Ширины АКФ интенсивности импульсов (рис. 7, б) отличались практически на порядок, соответственно их длительности составляли 8.9 и 1.4 пс при ширине спектров 3.57 и 2.12 нм. Данная особенность работы лазера свидетельствует о сильном влиянии поляризационных эффектов в процессе распространения импульсов по кольцу, т.е. о существенной поляризационной чувствительности самого режима пассивной синхронизации мод. При этом свой вклад в поляризационную чувствительность резонатора также могут вносить пленки ОУН, что, однако, требует проведения дополнительного исследования.

В области существенно нормальной ДГС внутри резонатора наблюдается генерация стабильных импульсов, ширина АКФ интенсивности которых осциллирует вблизи

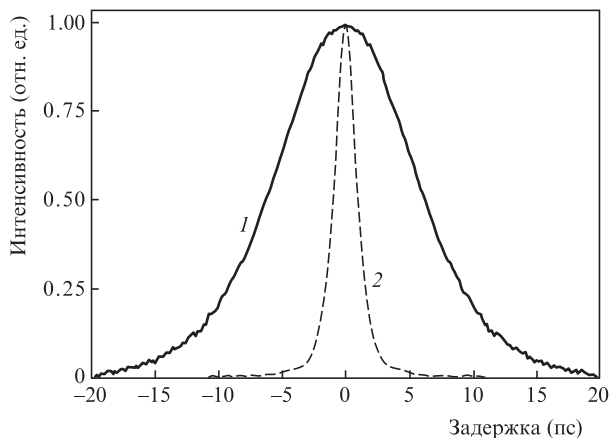
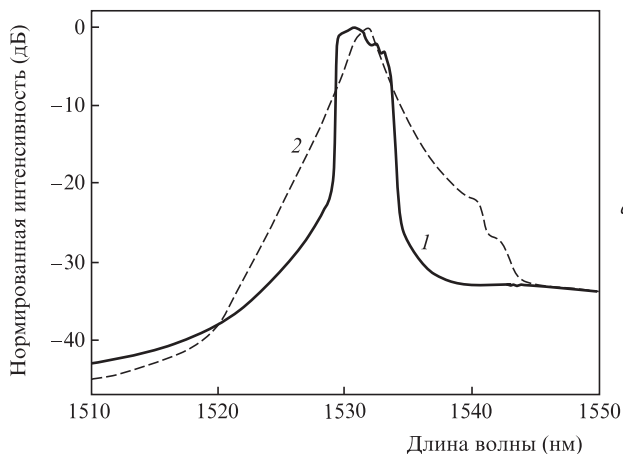


Рис. 7. Спектры излучения (а) и соответствующие АКФ интенсивности импульсов (б) для лазера с образцом ОУН 1 при варьировании контроллера поляризации: $D_2 \approx +0.063$ ps^2 , $\Delta t_p \approx 8.9$ пс, $\Delta\lambda = 3.57$ нм, $C = 4.07$, $P_{\text{out}} = 3.14$ мВт (1) и $D_2 \approx +0.063$ ps^2 , $\Delta t_p \approx 1.4$ пс, $\Delta\lambda = 2.12$ нм, $C = 0.37$, $P_{\text{out}} = 3.21$ мВт (2).

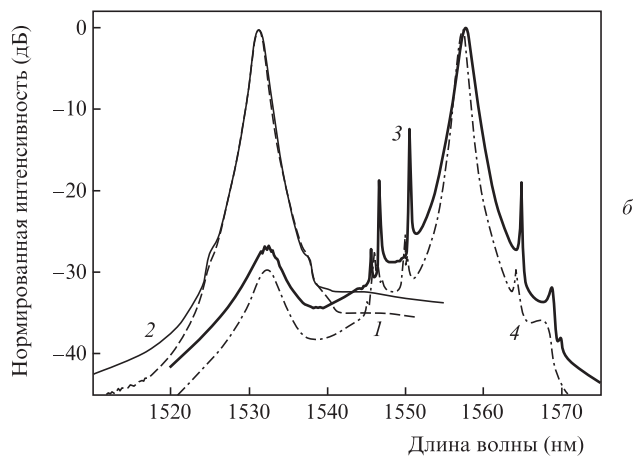
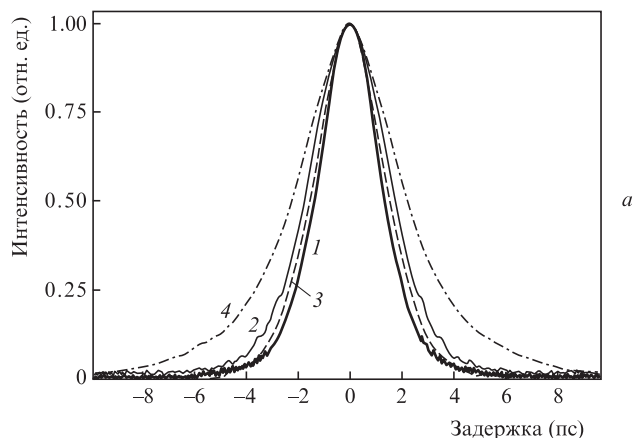


Рис. 8. АКФ интенсивности импульсов (а) и соответствующие спектры излучения (б) лазера при $D_2 = +0.129$ ps^2 для образца ОУН 1 ($\Delta t_p \approx 1.54$ пс, $\Delta\lambda = 1.42$ нм, $C = 0.32$, $P_{\text{out}} = 2.86$ мВт) (1), образца ОУН 2 ($\Delta t_p \approx 1.82$ пс, $\Delta\lambda = 1.62$ нм, $C = 0.39$, $P_{\text{out}} = 1.7$ мВт) (2), образца ОУН 3 ($\Delta t_p \approx 1.78$ пс, $\Delta\lambda = 1.39$ нм, $C = 0.31$, $P_{\text{out}} = 1.84$ мВт) (3) и образца ОУН 3 ($\Delta t_p \approx 2.68$ пс, $\Delta\lambda = 0.9$ нм, $C = 0.28$, $P_{\text{out}} = 3$ мВт) (4).

3 пс (рис. 3). Ширина спектра излучения при этом варьируется в пределах 1–2 нм в лазере с пленками ОУН 1 и 3, и 1.5–2.5 нм в лазере с образцом 2 при средней выходной мощности излучения 1–6 мВт. Спектры и АКФ интенсивности импульсов при $D_2 = +0.129$ ps^2 показаны на рис. 8.

Отметим, что в случае использования пленок 3 спектр излучения содержит боковые максимумы. Несмотря на визуальное сходство этих максимумов с пиками Келли [21], возникающими в спектрах солитонных лазеров, в данном случае нельзя говорить о генерации солитонов, так как ДГС в резонаторе лазера существенно нормальная. Кроме того, положение данных пиков относительно центральной длины волны лазера не зависит от энергии импульсов.

В свою очередь, зависимость длительности импульсов от энергии приобретает характер, абсолютно противоположный солитонному, а именно становится прямо, а не обратно пропорциональной. Так, при увеличении средней мощности излучения от 1.84 до 3 мВт в лазере с образцом 3 ширина АКФ интенсивности импульсов возросла с 2.8 до 4.2 пс, тогда как спектр излучения сузился с 1.5 до 1 нм (кривая 4 на рис. 8).

С другой стороны, параметр спектральной ограниченности генерируемых импульсов C оказался существенно меньше 0.441 – значения, характерного для гауссовых импульсов. Он колеблется вблизи 0.3 в зависимости от вели-

чины ДГС, прозрачности пленок ОУН, а также энергии импульсов. При этом интерполяция спектра излучения гауссовой функцией показала значительное расхождение на крыльях, что демонстрирует рис.9,а.

Временная $I(t)$ и спектральная $I(\omega)$ зависимости полученных импульсов, а также АКФ интенсивности импульсов $G_2(\tau)$ [20] описывались как

$$I(t) = \{\exp[7t/(4T_0)] + \exp(-4t/T_0)\}^{-2}, \quad (3)$$

$$I(\omega) = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \left[\cosh \frac{7\pi}{16}(\omega T_0) - \frac{1}{\sqrt{2}}\right]^{-1}, \quad (4)$$

$$G_2(\tau) = \left[2 \cosh\left(\frac{16}{7} \frac{\tau}{T_0}\right) + 3\right] \left[5 \cosh^3\left(\frac{8}{7} \frac{\tau}{T_0}\right)\right]^{-1}. \quad (5)$$

Здесь ω – круговая частота и τ – временная задержка. Длительность импульса, описываемого уравнениями (3)–(5), определяется как $\Delta t_p = 1.278T_0$, при этом она связана с шириной АКФ $\Delta\tau_a$ соотношением $\Delta t_p = \Delta\tau_a/1.57$. Как следует из рис.9, выбранные функции достаточно точно аппроксимируют экспериментально измеренные спектры и АКФ интенсивности импульсов, что особенно отчетливо видно при сравнении с гауссовой интерполяцией.

Наиболее яркой особенностью импульсов данного вида является то, что их параметр спектральной ограниченно-

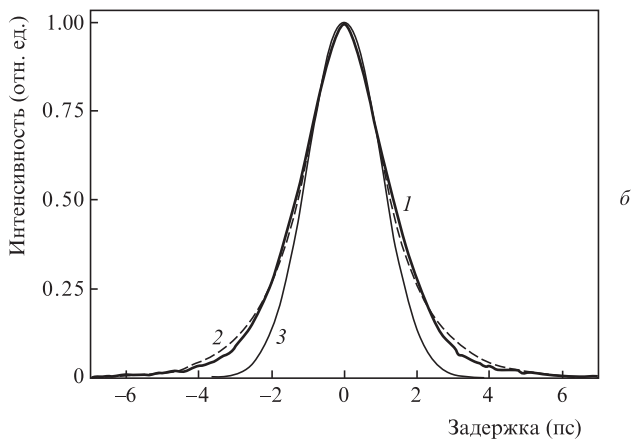
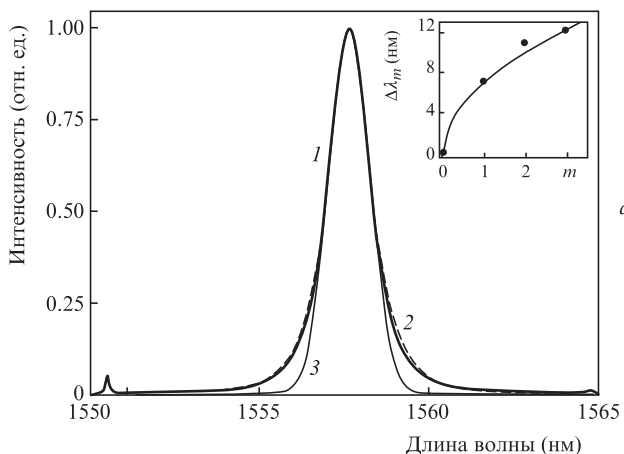


Рис.9. Спектр излучения (а) и аппроксимация экспериментальной АКФ интенсивности импульсов (б) лазера при $D_2 = +0.129 \text{ ps}^2$ и использовании образца ОУН 3. Кривая 1 – экспериментальная АКФ и спектр; 2 – кривые, заданные формулами (4) и (5); 3 – функция Гаусса. На вставке показана зависимость отстройки длины волны бокового максимума от его порядка.

сти $C = 0.22$ [20]. Для импульсов, соответствующих кривой 3 на рис.8 и 9, $C = 0.31$, т.е. импульсы имеют незначительный чирп. При этом увеличение их энергии, помимо роста длительности, ведет к некоторому уменьшению параметра C (до 0.277) для импульсов длительностью 2.7 пс, соответствующих кривой 4 на рис.8. При меньших значениях D_2 параметр C изменяется незначительно, а увеличение ДГС приводит к генерации даже более спектрально-ограниченных импульсов с меньшим чирпом ($C = 0.26$ при $D_2 = +0.194 \text{ ps}^2$, см рис.3). Таким образом, мы можем утверждать, что наблюдались импульсы, близкие к спектрально-ограниченным в условиях значительной нормальной ДГС в резонаторе.

Хотя спектры излучения лазеров с непрозрачными пленками ОУН 1 и 2 (рис.8) имеют не столь явно выраженные боковые максимумы, как спектр при использовании образца 3, они наиболее точно аппроксимируются одной и той же функцией (4), тогда как АКФ интенсивности импульсов – функцией (5), что продемонстрировано на рис.10. Отсюда следует, что обнаруженный режим работы лазера в области нормальной ДГС практически не зависит от свойств насыщаемого поглотителя, величины усиления и потерь в резонаторе и определяется лишь взаимным влиянием нелинейности и дисперсии в процессе распространения импульсов (так же как и при генерации фундаментальных солитонов).

Появление боковых максимумов в представленных спектрах мы связываем с влиянием вырожденного че-

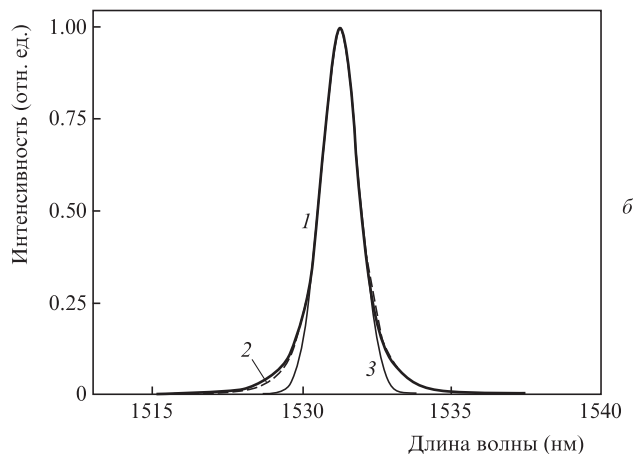
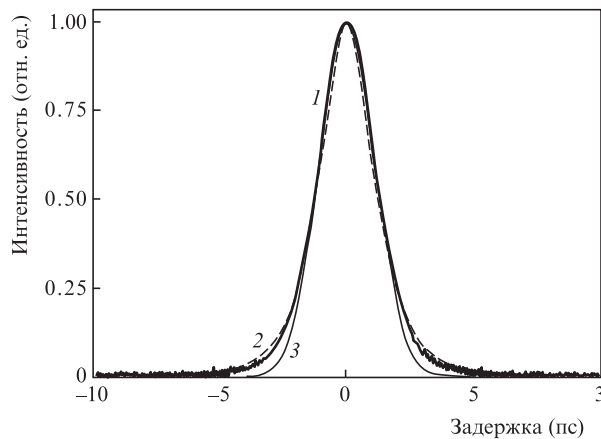


Рис.10. Аппроксимация экспериментальной АКФ интенсивности импульсов (а) и спектра излучения (б) лазера при $D_2 = +0.129 \text{ ps}^2$ и использовании образца ОУН 2. Кривая 1 – экспериментальная АКФ и спектр; 2 – кривые, заданные формулами (4) и (5); 3 – функция Гаусса.

тырехволнового смещения (ЧВС) в высоконелинейном $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ -световоде [22]. При этом зависимость отстрой-ки длины волны максимума $\Delta\lambda_m$ от его порядка m имеет следующий вид (см. вставки на рис.9):

$$\Delta\lambda_m = \pm \frac{\lambda_c^2}{c} \left[\frac{m}{2\pi L_{\text{coh}} |\beta_2|} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где λ_c – центральная длина волны генерации; L_{coh} – длина когерентности, на которой реализуется действие фазового синхронизма ЧВС. Длина когерентности при $D_2 = +0.129 \text{ пс}^2$ (рис.9) была оценена как 0.92 м, что хорошо согласуется с длиной $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ -световода (0.9 м).

Нетипичная форма спектра и наличие боковых максимумов, а также нестандартное значение параметра спектральной ограниченности указывают на генерацию нового типа импульсов, отличных от фундаментальных солитонов и положительно-чирпированных гауссовых импульсов. В то же время присутствие боковых максимумов в измеренных спектрах, которые ассоциируются с характерными для солитонных лазеров пиками Келли, а также тот факт, что энергия импульсов прямо пропорциональна их длительности, позволяют нам рассматривать обнаруженные импульсы как инверсно-модифицированные солитоны [25], необходимыми условиями распространения которых являются большая нормальная дисперсия и нелинейность внутри резонатора.

4. Выводы

В работе продемонстрирован эрбиевый кольцевой полостью волоконный лазер с внутррезонаторным управлением ДГС, работающий в режиме пассивной синхронизации мод, который инициировался ОУН, диспергированными в полимерных пленках на основе карбоксиметилцеллюлозы.

Экспериментально исследована эволюция основных генерационных характеристик лазера при варьировании ДГС внутри резонатора, а также поглощения в пленках ОУН. В условиях аномальной внутррезонаторной ДГС лазер излучал солитоноподобные импульсы длительностью 0.67–1.2 пс в зависимости от энергии и характеристик насыщаемого поглотителя. В области близкой к нулю суммарной внутррезонаторной ДГС наблюдалась генерация линейно-чирпированных импульсов длительностью до 13 пс и с практически прямоугольным спектром. Максимальная ширина спектра излучения с центром вблизи 1560 нм достигала 8.4 нм при максимальной средней мощности 10.5 мВт. Стоит отметить, что данный режим генерации является оптимальным для последующего усиления и сжатия импульсов.

Продемонстрирована генерация практически спектрально-ограниченных импульсов нового типа, а именно

инверсно-модифицированных солитонов, в условиях нормальной ДГС внутри резонатора и при наличии световода с высокой нелинейностью. Минимальная длительность импульсов данного типа составила примерно 1.5 пс при ширине спектра около 1.5 нм и средней выходной мощности 2.9 мВт.

Авторы благодарят М.М.Бубнова, М.Е.Лихачева и В.М.Машинского, предоставивших волоконные световоды. Авторы выражают глубокую признательность Б.Л.Давыдову, предоставившему волоконный разветвитель, а также А.К.Сенаторову, А.Ф.Косолапову и М.С.Астаповичу, измерившим ДГС световодов.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

1. Fermann M.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15**, 191 (2009).
2. Nelson L.E., Jones D.J., Tamura K., Haus H.A., Ippen E.P. *Appl. Phys. B*, **65**, 277 (1997).
3. Turitsyn S.K., Shapiro E.G., Medvedev S.B., Fedoruk M.P., Mezentsev V.K. *Opt. Telecom.*, **4**, 145 (2003).
4. Im J.H., Choi S.Y., Rotermund F., Yeom D.-I. *Opt. Express*, **18**, 22141 (2010).
5. Nishizawa N., Nozaki Y., Itoga E., Kataura H., Sakakibara Y. *Opt. Express*, **19**, 21874 (2011).
6. Guina M., Xiang N., Okhotnikov O.G. *Appl. Phys. B*, **74**, S193 (2002).
7. Set S.Y., Yaguchi H., Tanaka Y., Jablonski M., Sakakibara Y., Rozhin A., Tokumoto M., Kataura H., Achiba Y., Kikuchi K. *Book of abstracts OFC'03* (USA, OSA, PD44, 2003).
8. Tatsuura S., Furuki M., Sato Y., Iwasa I., Tian M., Mitsun H. *Adv. Mater.*, **15**, 534 (2003).
9. Set Sze Y., Yaguchi H., Tanaka Y., Jablonski M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **10**, 137 (2004).
10. Kataura H., Kumazawa Y., Maniwa Y., Umezumi I., Suzuki S., Ohtsuka Y., Achiba Y. *Synth. Met.*, **103**, 2555 (1999).
11. Saito R. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2204 (1992).
12. Таусенев А.В., Образцова Е.Д., Лобач А.С., Конов В.И., Конященко А.В., Крюков П.Г., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **37**, 847 (2007).
13. Dianov E.M., Mashinsky V.M. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 3500 (2005).
14. Journet C. *Nature*, **388**, 756 (1997).
15. Obratsova E.D. et al. *Nanostruct. Mater.*, **12**, 567 (1999).
16. Chernov A.I. et al. *Phys. Stat. Sol. B*, **224**, 4231 (2007).
17. Таусенев А.В. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 205 (2007).
18. Taysenev et al. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 171113 (2008).
19. Dignonnet M.J.E. *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers* (New York: Marcel Dekker, 2001).
20. Diels J.-C.M., Fontaine J.J., McMichael I.C., Simoni F. *Appl. Opt.*, **24**, 1270 (1985).
21. Kelly S.M. *Electron. Lett.*, **28**, 806 (1992).
22. Agrawal G.P. *Applications of Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Academ. Press, 2001).
23. Bale B.G., Boscolo S., Turitsyn S.K. *Opt. Lett.*, **34**, 3286 (2009).
24. Ippen E.P. *Appl. Phys. B*, **58**, 159 (1994).
25. Chernysheva M.A., Krylov A.A., Ogleznev A.A., Arutyunyan N.R., Pozharov A.S., Obratsova E.D., Dianov E.M. *Opt. Express*, **20**, 23994 (2012).