

Генерация пикосекундных импульсов в висмутовом волоконном лазере в режиме пассивной синхронизации мод

А.А.Крылов, П.Г.Крюков, Е.М.Дианов, О.Г.Охотников

В лазере на основе активированного висмутом волоконного световода реализован режим непрерывной пассивной синхронизации мод с помощью насыщающегося поглотителя SESAM, оптимизированного для работы в спектральном диапазоне 1100–1200 нм. Накачка осуществлялась излучением непрерывного иттербиевого волоконного лазера (длина волны 1075 нм, максимальная мощность 2.7 Вт). Исследованы режимы генерации лазера при варьировании внутрирезонаторной дисперсии групповых скоростей с помощью пары отражательных дифракционных решеток. Минимальная длительность стабильных лазерных импульсов составила 1.1 пс.

Ключевые слова: висмутовый волоконный лазер, синхронизация мод, SESAM, компенсация ДГС.

1. Введение

Все большее внимание, уделяемое в последнее время исследованию активированных висмутом оптических волокон, обусловлено стремлением расширить спектральный диапазон работы волоконных лазеров и усилителей в область длин волн второго окна прозрачности световодов на основе кварцевого стекла (~1.3 мкм). В настоящее время реализована непрерывная генерация висмутовых лазеров, работающих в спектральной полосе 1140–1215 нм [1–4] при накачке непрерывным излучением иттербиевого волоконного лазера, и в полосе 1.3–1.5 мкм [5–7] – при накачке непрерывным излучением волоконного висмутового или ВКР-лазера.

Спектр ИК люминесценции активных висмутовых центров в световодах может простирается от 1.1 до 1.7 мкм [5, 8]. Это позволяет надеяться на возможность генерации висмутовым волоконным лазером УКИ длительностью вплоть до субпикосекунд при осуществлении режима пассивной синхронизации мод, что в дальнейшем может позволить ему стать альтернативой хорошо известному твердотельному лазеру УКИ на кристалле форстерита, легированного хромом [9]. К настоящему моменту минимальная длительность УКИ ~0.9 пс в диапазоне длин волн 1150–1170 нм получена в солитонном режиме генерации лазера на основе алюмосиликатного висмутового световода [10].

Ранее нами была продемонстрирована генерация висмутового волоконного лазера с внутрирезонаторным регулятором дисперсии групповых скоростей (ДГС) на основе пары дифракционных решеток отражательного типа в режиме пассивной синхронизации мод, который инициировался и поддерживался с помощью полупро-

водникового зеркала с насыщающимся поглощением (SESAM) [11]. При этом были получены импульсы длительностью ~5 пс на длине волны ~1180 нм. В настоящей работе проведено исследование режимов генерации висмутового волоконного лазера с синхронизацией мод посредством SESAM при варьировании внутрирезонаторной ДГС с помощью пары дифракционных решеток. При оптимизации ДГС получена стабильная генерация УКИ пикосекундной длительности.

2. Эксперимент

В работе использовался изотропный одномодовый волоконный световод на основе кварцевого стекла с сердцевиной, легированной алюминием и висмутом (3% Al₂O₃, 97% SiO₂, NA ≈ 0.13, длина волны отсечки λ_c = 1100 нм), преформа для вытяжки которого была изготовлена SPCVD-методом [11, 12]. На λ = 1160 нм диаметр поля фундаментальной моды LP₀₁ световода составил 7.5 ± 0.2 мкм, а дисперсия второго порядка β₂ ≈ +1.4 · 10⁻² пс²/м. Атомная концентрация висмута в сердцевине световода, определенная методом рентгеноструктурного микроанализа, оказалась равной 3 · 10¹⁸ см⁻³, при этом поглощение в спектральном диапазоне 1060–1080 нм составляло в световоде ~1.2 дБ/м, а коэффициент насыщенного усиления (в режиме on/off) достигал ~0.4 дБ/м на λ = 1160 нм [12].

Схема висмутового волоконного импульсного лазера с внутрирезонаторным регулятором ДГС на основе пары отражательных дифракционных решеток изображена на рис.1. Она аналогична схеме лазера, представленного в нашей предыдущей работе [11].

Одним из двух глухих зеркал лазерного резонатора Фабри–Перо был насыщающийся поглотитель SESAM, который изготавливался методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке из GaAs и был оптимизирован для работы в спектральном диапазоне 1100–1200 нм [13, 14]. Этот поглотитель функционировал в режиме, близком к резонансному, и имел высокий контраст насыщающихся потерь излучения. Именно в этом случае возможен самозапуск режима синхронизации мод в лазере как с аномальной, так и с нормальной ДГС внутри резонатора [13, 14].

А.А.Крылов, П.Г.Крюков, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: sokolak@mail.ru
О.Г.Охотников. Optoelectronics Research Center, Tampere University of Technology, Korkeakoulunkatu 3, Tampere, 33720 Finland; also with RaffleKron Ltd. Ikmiestenkatu 17D 18, Tampere, 33710 Finland

Поступила в редакцию 15 апреля 2009 г., после доработки – 25 июня 2009 г.

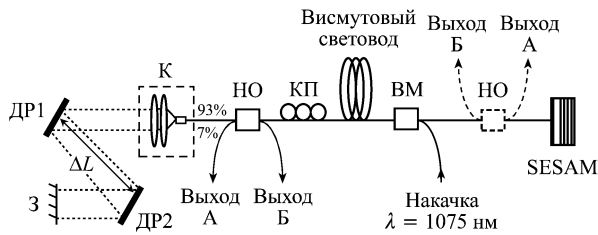


Рис.1. Висмутовый волоконный лазер с внутрирезонаторным регулятором ДГС на основе пары дифракционных решеток: ВМ – волоконный мультиплексор; КП – контроллер поляризации на основе одномодового световода Flexcore; НО – направленный ответвитель с коэффициентом деления по мощности 7/93 при $\lambda = 1160$ нм для вывода излучения из резонатора; ДР1 и ДР2 – отражательные дифракционные решетки; 3 – зеркало с многослойным диэлектрическим покрытием с коэффициентом отражения $\sim 100\%$ в спектральной полосе 1140–1250 нм; К – коллиimator излучения на основе двухлинзового объектива.

Вторым глухим зеркалом резонатора являлось зеркало с многослойным диэлектрическим покрытием и коэффициентом отражения $\sim 100\%$ в спектральной полосе 1140–1250 нм. Между зеркалом и торцом световода располагалась пара отражательных дифракционных решеток с золотым покрытием, с помощью которых осуществлялась регулировка ДГС внутри резонатора. Состояние поляризации излучения в резонаторе варьировалось волоконным контроллером поляризации КП из одномодового световода Flexcore длиной 0.5 м. Все пассивные элементы резонатора были изготовлены на основе одномодового световода Flexcore с диаметром поля фундаментальной моды LP_{01} 7.3 ± 0.1 мкм и нормальной ДГС $\beta_2 \approx +1.7 \cdot 10^{-2}$ пс²/м на $\lambda = 1160$ нм; потери на стыковке активного висмутового и пассивного световодов не превышали 0.2 дБ.

Отражательные дифракционные решетки имели период $d = 1$ мкм (1000 штрих./мм). Угол падения излучения на решетку составлял 58° , а угол дифракции в первый порядок $\theta' \approx 17.5^\circ$ (падающий и продифрагировавший лучи лежали по одну сторону от нормали к поверхности решетки). Эффективность дифракции на решетке ДР была равна 92 % для излучения s-поляризации и 20 % для излучения p-поляризации на $\lambda = 1160$ нм. Для излучения s-поляризации суммарные потери регулятора ДГС с учетом обратного ввода излучения в световод составляли 1.7 дБ, что значительно меньше потерь в регуляторе ДГС, который использовался нами в [11]. Это дало возможность существенно (вплоть до 7 м) сократить длину активного висмутового световода.

Величина аномальной ДГС, вносимой парой решеток, определялась как $\beta_2 \Delta L = -3(\text{пс}^2/\text{м})\Delta L$, где ΔL – расстояние между решетками вдоль направления распространения излучения [15]. Существенное (в 3 раза) увеличение абсолютной величины ДГС по сравнению с работой [11] обусловлено уменьшением периода решеток и увеличением угла дифракции θ' [15]. Поэтому оптимальное расстояние между решетками, необходимое для компенсации нормальной ДГС в световодах, составляет ~ 10 см, что в 5 раз меньше расстояния, полученного ранее [11].

Излучение лазера выводилось из резонатора с помощью направленного ответвителя НО с коэффициентом деления по мощности 7/93 на $\lambda = 1160$ нм и потерями 0.1 дБ, при этом для измерений лазерных параметров использовались оба его свободных выхода. Спектр излучения и выходная средняя мощность регистрирова-

лись с выхода А, тогда как для анализа автокорреляционной функции интенсивности излучения использовался также выход Б. Положение ответвителя внутри резонатора варьировалось для получения наиболее качественных (с точки зрения длительности и стабильности) лазерных импульсов. При этом НО располагался непосредственно около регулятора ДГС (изображен на рис.1 сплошными линиями) или у противоположного зеркала резонатора (изображен штриховыми линиями).

Накачка висмутового лазера осуществлялась излучением специально изготовленного нами для этой цели непрерывного иттербиевого волоконного лазера с максимальной выходной мощностью 2.7 Вт на $\lambda = 1075$ нм [11]. Излучение накачки вводилось в сердцевину активного висмутового световода через волоконный мультиплексор ВМ с эффективным объединением излучений с длинами волн 1075 и 1160 нм.

Для измерения временных характеристик лазерных импульсов использовались аналоговый осциллограф ТЕКТРОНИХ7104 с полосой 5 ГГц и германиевый фотоприемник с собственной функцией отклика длительностью 700 пс, а также автокоррелятор интенсивности импульсов INRAD5-14LDA на основе неколлинеарного синхронизма в кристалле ниобата лития с диапазоном сканирования $\tau_{\text{max}} = 170$ пс. Сигнал с его выхода подавался на цифровой осциллограф LeCroy WaveSurfer 452, служащий в данном случае самописцем. Спектральные измерения проводились спектроанализатором ANDO AQ6317B с максимальным разрешением 0.01 нм. Средняя мощность излучения измерялась с помощью Coherent FieldMaxII с полупроводниковым сенсором.

3. Результаты и обсуждение

Была реализована генерация лазера в режиме непрерывной пассивной синхронизации мод, при этом параметры лазерных импульсов существенно зависели от величины и знака внутрирезонаторной ДГС, а также от мощности излучения накачки. Более стабильные УКИ наблюдались в том случае, когда ответвитель НО, выводивший излучение из лазерного резонатора, располагался непосредственно около поглотителя SESAM, что, возможно, обусловлено более равномерным распределением потерь внутри резонатора в этом случае. Остальные параметры излучения (форма автокорреляции импульсов и спектра, а также выходная мощность) были практически аналогичными.

Автокорреляционные функции интенсивности лазерных импульсов при различных расстояниях между дифракционными решетками в случае использования активного висмутового световода длиной $L_{\text{ВЛ}} = 10$ м и мощности излучения накачки $P_{\text{pump}} = 550$ мВт показаны на рис.2,а. Соответствующие спектры излучения приведены на рис.2,б. Необходимо отметить, что длина пассивного световода в резонаторе составляла 3.5 м, поэтому суммарная ДГС волоконной части лазера D_2 была равна $+0.2$ пс². Для полной компенсации ДГС расстояние между дифракционными решетками ΔL должно составлять 6.7 см.

Из рис.2,а следует, что при уменьшении расстояния между решетками, т. е. при уменьшении абсолютной величины аномальной ДГС, пьедестал автокорреляционных функций существенно понижается (кривые 1 и 2), но появляются несколько боковых пиков. При этом спектр излучения уширяется, однако его форма остается колоколообразной и не содержит особенностей (спектры 1 и 2

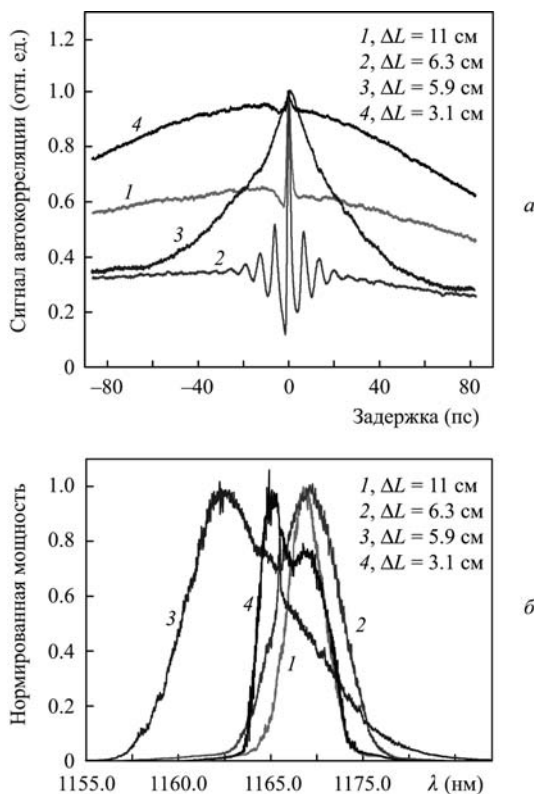


Рис.2. Автокорреляционные функции интенсивности импульсов (а) и спектр излучения (б) висмутового волоконного лазера при различных расстояниях ΔL между дифракционными решетками регулятора ДГС, $L_{Вi} = 10$ м, $P_{pump} = 550$ мВт и выходной средней мощности $P_{out} = 1.28$ (1), 1.23 (2), 1.2 (3) и 1.3 мВт (4).

на рис.2,б). Дальнейшее уменьшение расстояния между решетками, сопровождаемое переходом в область нормальной внутрирезонаторной ДГС, приводит к значительному уширению импульсов и существенному искажению спектра лазерного излучения (кривые 3 и 4 на рис.2,а и б). Спектр 4 имеет практически прямоугольную форму (более ярко это видно в логарифмическом масштабе), что характерно для случая значительной нормальной ДГС внутри резонатора [16, 17]. Длительность лазерных импульсов τ_p с гауссовым профилем огибающей составляет при этом 171 пс. Кривая 3 на рис.2,а и б соответствует, по-видимому, области практически нулевой внутрирезонаторной ДГС, поэтому влияние фазовой самомодуляции (ФСМ) и дисперсии высших порядков в процессе формирования импульсов способствует значительному уширению спектра, а также появлению в нем особенностей и несимметричности [18]. Лазерные импульсы в этом случае нестабильны и имеют значительную (практически 100%-ную) амплитудную модуляцию.

При уменьшении мощности излучения накачки P_{pump} до 230 мВт форма автокорреляционных функций интенсивности импульсов претерпевает значительные изменения (рис.3,а), тогда как форма спектра (рис.3,б) почти не изменяется. Действительно, уровень пьедестала, а также площадь его «крыльев» заметно уменьшаются, причем степень этого уменьшения зависит от величины ДГС внутри резонатора. Такие изменения свидетельствуют о существенном влиянии ФСМ на процесс формирования импульсов; при этом, аналогично выводам [11], наличие пьедестала обусловлено, по-видимому, превосходством вклада ФСМ над вкладом ДГС, что приводит к значи-

тельной нелинейной частотной модуляции импульса, которая линейризуется лишь в центральной его части. Вследствие этого импульс сжимается не полностью и появляется пьедестал. Возникновение нескольких боковых максимумов в автокорреляционной функции интенсивности импульсов (кривая 2 на рис.2,а) при увеличении их мощности свидетельствует о сложной картине фазовой модуляции внутри импульса, обусловленной влиянием ФСМ.

Осциллограммы импульсов при различных величинах внутрирезонаторной ДГС и выходной средней мощности излучения представлены на рис.4. В случае значительной нормальной ДГС внутри резонатора (кривая 4 на рис.2) цуг импульсов, следующих с периодом $T_{res} \approx 136$ нс, практически не имеет амплитудной модуляции на частотах более 500 Гц (рис.4,а), что характеризует высокую стабильность полученного режима непрерывной синхронизации мод. Аналогичное поведение наблюдается и в случае аномальной ДГС внутри резонатора (кривые 1 и 2 на рис.2) при мощности излучения накачки 550 мВт. С ее уменьшением до 230 мВт (кривые 1, 2 и 3 на рис.3) модуляция интенсивности импульсов несколько возрастает (рис.4,б), однако не столь значительно. Как упоминалось ранее, вблизи точки нулевой ДГС (кривая 3 на рис.2 и 4 на рис.3) наблюдается практически 100%-ная модуляция интенсивности импульсов. Улучшение стабильности импульсов по сравнению с работой [11] обусловлено существенным уменьшением длин активного висмутового и пассивного световодов, а также пассивных внутрирезонаторных потерь, причем последний фактор, по-видимому, оказывает наиболее существенное влияние на амплитудную стабильность цуга импульсов.

На рис.5,а представлены наилучшие с точки зрения минимизации пьедестала и ширины сжатого пика авто-

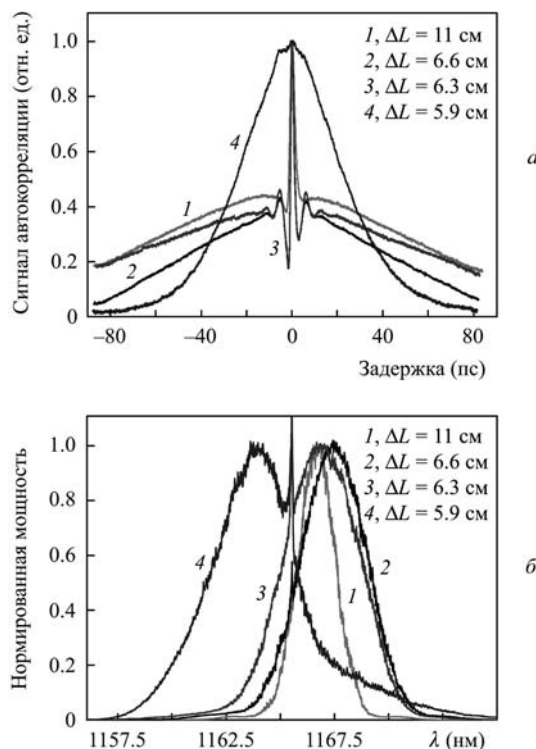


Рис.3. Автокорреляционные функции интенсивности импульсов (а) и спектр излучения (б) висмутового волоконного лазера при различных расстояниях ΔL между дифракционными решетками регулятора ДГС, $L_{Вi} = 10$ м, $P_{pump} = 230$ мВт и выходной средней мощности $P_{out} = 0.32$ (1), 0.31 (2), 0.33 (3) и 0.3 мВт (4).

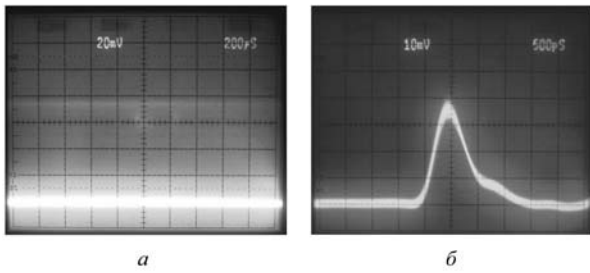


Рис.4. Осциллограммы импульсов, генерируемых висмутовым волоконным лазером, при $\Delta L = 3.1$ см (нормальная ДГС), $P_{out} = 1.3$ мВт (а) и $\Delta L = 6.6$ см (аномальная ДГС), $P_{out} = 0.31$ мВт (б); $L_{Bi} = 10$ м.

корреляционные функции интенсивности импульсов для различных длин активного висмутового световода. Соответствующие спектры показаны на рис.5,б. Видно, что уменьшение длины висмутового световода привело к заметному уменьшению площади несжатых «крыльев» пьедестала при практически одной и той же средней выходной мощности (ср. кривые 1 и 3 на рис.5,а). Это может быть обусловлено снижением влияния ФСМ из-за уменьшения нелинейного набега фазы излучения и, как следствие, нелинейного чирпа импульса при его распространении в более коротком световоде [18].

Узкие пики вблизи центра спектров 3 и 4 связаны, по-видимому, с генерацией непрерывного излучения в резонаторе, однако они не являются боковыми максимумами Келли, которые возникают в спектрах солитонных ла-

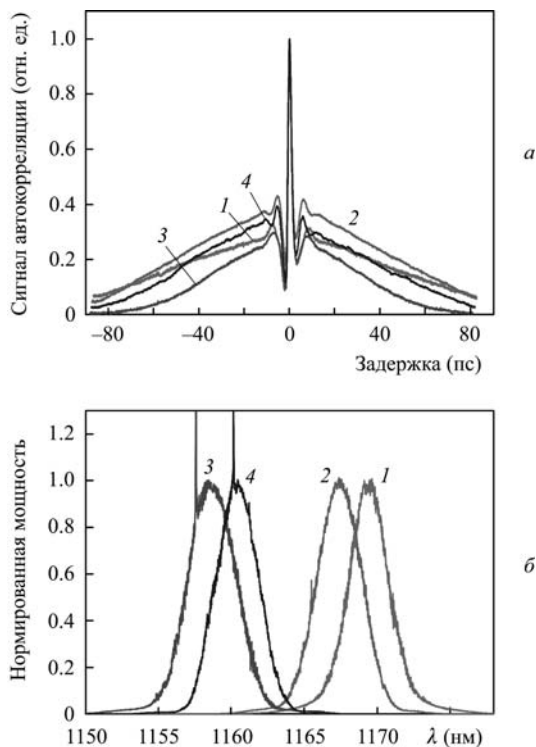


Рис.5. Автокорреляционные функции интенсивности импульсов (а) и соответствующие спектры излучения (б) висмутового волоконного лазера при различных длинах активного висмутового световода L_{Bi} и мощностях накачки P_{pump} : $\Delta L = 10.25$ см, $P_{out} = 0.2$ мВт, ширина спектра $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 2.9$ нм, $L_{Bi} = 15$ м, $P_{pump} = 190$ мВт (1); $\Delta L = 6.6$ см, $P_{out} = 0.31$ мВт, $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 3.5$ нм, $L_{Bi} = 10$ м, $P_{pump} = 230$ мВт (2); $\Delta L = 6.3$ см, $P_{out} = 0.24$ мВт, $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 3.8$ нм, $L_{Bi} = 8$ м, $P_{pump} = 370$ мВт (3); $\Delta L = 6.05$ см, $P_{out} = 0.37$ мВт, $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 3.6$ нм, $L_{Bi} = 7$ м, $P_{pump} = 1140$ мВт (4).

зеров [19, 20]. Необходимо отметить, что дальнейшее уменьшение мощности излучения накачки в каждом из случаев, показанных на рис.5, приводило к срыву режима синхронизации мод.

Для оценки минимальной длительности УКИ на рис.6 представлена только центральная, сжатая часть их автокорреляционной функции. Видно, что кривые 2 и 3, соответствующие длинам висмутового световода 10 и 8 м, достаточно хорошо совпадают, тогда как ширина кривой 1, которая соответствует длине световода 15 м, несколько больше. Гауссова функция (кривая 4), аппроксимирующая кривые 2 и 3, также достаточно хорошо совпадает с ними при отрицательных временных задержках. Некоторая несимметричность, характерная для всех зарегистрированных автокорреляционных функций, связана исключительно с особенностями использованного автокоррелятора. Вследствие этого длительность УКИ определялась на основе наилучшей аппроксимации левой половины автокорреляционной функции.

Таким образом, минимальная ширина автокорреляционной функции τ_a интенсивности импульсов на половине максимального значения (FWHM) составляет 1.6 пс (кривые 2 и 3, рис.6), что соответствует длительности лазерного импульса с гауссовым профилем огибающей $\tau_p \approx 1.1$ пс (в случае аппроксимации автокорреляционной функции гауссовой кривой длительность лазерного импульса также с гауссовым профилем огибающей (FWHM) в $\sqrt{2}$ раз меньше ширины этой автокорреляционной функции [15]). Минимальная длительность импульса в случае кривой 1 составила ~ 1.4 пс. Следует отметить, что при увеличении мощности излучения накачки ширины автокорреляционных функций и, следовательно, длительность импульсов практически не изменяются, возрастая лишь менее чем на 5%.

Минимальное значение произведения длительности импульса на ширину спектра $C_p = \tau_p \Delta\nu_{FWHM}$ составляет 0.87 (кривая 2 на рис.5), что в два раза больше характерного для спектрально-ограниченного гауссова импульса значения (0.441) [15]. Это вполне естественно, т. к. пьедесталу импульса соответствуют определенные спектральные компоненты, фазы которых имеют достаточно сложную нелинейную частотную зависимость. Исходя из этого можно предположить, что если сузить спектр излучения внутри резонатора, расположив, например, обычную щель вблизи глухого зеркала 3, то можно устранить пьедестал. Однако проведенный эксперимент показал, что при суже-

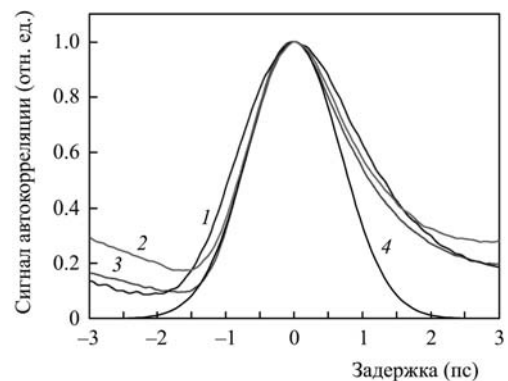


Рис.6. Автокорреляция сжатой части импульса при $\Delta L = 10.25$ см, $P_{out} = 0.2$ мВт, $\tau_p = 1.4$ пс, $L_{Bi} = 15$ м (1); $\Delta L = 6.6$ см, $P_{out} = 0.31$ мВт, $\tau_p = 1.1$ пс, $L_{Bi} = 10$ м (2); $\Delta L = 6.3$ см, $P_{out} = 0.24$ мВт, $\tau_p = 1.1$ пс, $L_{Bi} = 8$ м (3) и аппроксимация функцией Гаусса (4).

нии спектра возрастают внутрирезонаторные потери и, следовательно, уменьшается мощность лазерного излучения. При этом площадь несжатых крыльев пьедестала также уменьшается, что эквивалентно уменьшению мощности излучения накачки, однако полностью они не исчезают вплоть до срыва режима синхронизации мод.

Поскольку пьедестал автокорреляционной функции β на рис.5 регистрируется целиком, это дает возможность оценить энергию, которая содержится в сжатой (центральной) части импульса, согласно отношению соответствующих площадей под аппроксимирующей ее гауссовой кривой и полной автокорреляционной функцией импульса. В данном случае это отношение составляет ~ 0.1 , т.е. энергия в сжатой части импульса в 10 раз меньше суммарной выходной энергии импульса $E_{\text{out}} \approx 28$ пДж. Таким образом, энергия E_{in} и пиковая мощность P_{in} сжатого импульса внутри резонатора составляют ~ 40 пДж и ~ 34 Вт. Этой мощности импульса соответствует нелинейная длина $L_{\text{NL}} = 7.6$ м (коэффициент нелинейности световода $\gamma = 3.9 \cdot 10^{-3}$ (Вт·м) $^{-1}$) [11,18], что приводит к набегу нелинейной фазы при полном обходе резонатора $\varphi_{\text{NL}} \approx 2L_{\text{res}}/L_{\text{NL}} \approx \pi$. Дисперсионная длина L_{D} для импульса длительностью $\tau_p = 1.1$ пс составляет 32 м [11, 18], т.е. соотношение нелинейной и дисперсионной длин, характеризующих вклады ФСМ и ДГС соответственно, $N = \sqrt{L_{\text{D}}/L_{\text{NL}}} \approx 2.1$ [18]. Эта оценка показывает важность как ФСМ, так и ДГС в процессе сжатия импульса внутри резонатора.

Интересно также сравнить экспериментальную выходную энергию в сжатом пике с максимальной выходной энергией солитонов, генерируемых в солитонном лазере с аналогичными параметрами резонатора, $E_s = 3.53|D_2|/(\gamma\tau_p L_{\text{res}})$ [20], где D_2 – суммарная внутрирезонаторная ДГС. Подстановка экспериментальных значений $|D_2| \approx 3.76 \cdot 10^{-2}$ пс 2 и $L_{\text{res}} = 11.5$ м, соответствующих кривой β на рис.5, дает $E_s = 2.6$ пДж, что достаточно хорошо согласуется с экспериментальной оценкой $E_p \approx 2.8$ пДж. Из этого также следует, что для увеличения энергии в сжатом импульсе и устранения пьедестала необходимо уменьшить длину волоконной части резонатора, сохраняя степень влияния ФСМ (величину φ_{NL}) на прежнем уровне. Оценка периода солитона по формуле $Z_0 = (\pi/8 \ln 2)\tau_p^2 L_{\text{res}}/|D_2|$ [20] дает $Z_0 = 216$ м. При этом $8Z_0/L_{\text{res}} \gg 1$, что означает удаление боковых максимумов Келли первого порядка от центра спектра на величину, превышающую его ширину более чем в 10 раз [20].

Следует также отметить, что варьирование диаметра пучка, сфокусированного на SESAM, не привело к существенному изменению режима генерации лазера, при этом оптимальные условия генерации соответствуют случаю прижатого к его поверхности полированного торца световода. Это свидетельствует о том, что SESAM в данном случае обеспечивает генерацию лазера в режиме синхронизации мод и практически не влияет на временные и спектральные характеристики генерируемых импульсов, которые, в свою очередь, определяются взаимным влиянием ДГС и нелинейных эффектов керровского типа в световодах.

4. Заключение

Исследовалось сокращение длительности импульсов лазера на основе активированного висмутом волокон-

ного световода путем регулирования внутрирезонаторной ДГС. В лазере с внутрирезонаторным регулятором ДГС на основе пары отражательных дифракционных решеток получена генерация в режиме непрерывной пассивной синхронизации мод, который инициировался и поддерживался с помощью насыщающегося поглотителя SESAM.

Показано, что параметры УКИ существенно изменяются при варьировании величины и знака внутрирезонаторной ДГС, а также мощности излучения накачки. В результате оптимизации параметров излучения лазера путем регулирования ДГС внутри резонатора достигнута минимальная длительность стабильных ультракоротких импульсов $\tau_p \approx 1.1$ с центральной длиной волны, лежащей в диапазоне 1158 – 1168 нм.

Дальнейшему сокращению длительности лазерных импульсов и улучшению их качества за счет устранения пьедестала препятствует значительное влияние нелинейных эффектов в длинном волоконном резонаторе и достаточно высокий уровень пассивных (ненасыщаемых) потерь, возникающих в регуляторе ДГС, для компенсации которых необходимо использовать активный висмутовый световод довольно большой длины.

Авторы выражают благодарность К.М.Голанту и А.В.Холодкову, изготовившим висмутовый волоконный световод, И.А.Буфетову за предоставление данных по его спектроскопическим характеристикам, А.Е.Левченко, измерившему ДГС волоконных световодов, Б.Л.Давыдову за изготовление волоконного ответвителя и объективов, использованных в работе, а также А.В.Таусеневу за помощь в приобретении дифракционных решеток регулятора ДГС.

1. Дианов Е.М., Двойрин В.В., Машинский В.М., Умников А.А., Яшков М.В., Гурьянов А.Н. *Квантовая электроника*, **35**, 1083 (2005).
2. Razdobreev I., Bigot L., Pureur V., Favre A., Bouwmans G., Douay M. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 031103 (2007).
3. Rulkov A.B., Ferin A.A., Popov S.V., Taylor J.R., Razdobreev I., Bigot L., Bouwmans G. *Opt. Express*, **15**, 5473 (2007).
4. Dianov E.M., Shubin A.V., Melkumov M.A., Medvedkov O.I., Bufetov I.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1749 (2007).
5. Дианов Е.М., Фирстов С.В., Хопин В.Ф., Гурьянов А.Н., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **38** (7), 615 (2008).
6. Dvoyrin V.V., Medvedkov O.I., Mashinsky V.M., Umnikov A.A., Guryanov A.N., Dianov E.M. *Opt. Express*, **16**, 16971 (2008).
7. Bufetov I.A., Firstov S.V., Khopin V.F., Medvedkov O.I., Guryanov A.N., Dianov E.M. *Opt. Lett.*, **33**, 2227 (2008).
8. Dvoyrin V., Mashinsky V., Bulatov L., Bufetov I., Shubin A., Melkumov M., Kustov E., Dianov E., Umnikov A., Khopin V., Yashkov M., Guryanov A. *Opt. Lett.*, **31**, 2966 (2006).
9. Shcheslavskiy V., Yakovlev V.V., Ivanov A. *Opt. Lett.*, **26**, 1999 (2001).
10. Kivistö S., Puustinen J., Guina M., Okhotnikov O.G., Dianov E.M. *Electron. Lett.*, **44** (25), 1456 (2008).
11. Крылов А.А., Крюков П.Г., Дианов Е.М., Охотников О.Г., Гуина М. *Квантовая электроника*, **39** (1), 21 (2009).
12. Bufetov I.A., Golant K.M., Firstov S.V., Kholodkov A.V., Shubin A.V., Dianov E.M. *Appl. Opt.*, **47**, 4940 (2008).
13. Okhotnikov O., Pessa M. *J. Phys.: Condens. Matter*, **16**, S3108 (2004).
14. Okhotnikov O., Grudin A., Pessa M. *New J. Phys.*, **6**, 177 (2004).
15. Diels J.-C., Rudolph W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (New York: Acad. Press, 1996).
16. Kutz J.N., Collings B.C., Bergman K., Tsuda S., Cundiff C., Knox W.H., Holmes P., Weinstein M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 2681 (1997).
17. Herda R., Okhotnikov O. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 893 (2004).
18. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1991).
19. Haus H.A., Ippen E.P., Tamura K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 200 (1994).
20. Nelson L.E., Jones D.J., Tamura K., Haus H.A., Ippen E.P. *Appl. Phys. B*, **65**, 277 (1997).