

Эффективный источник фемтосекундных импульсов и его использование для генерации широкополосного суперконтинуума

А.В.Таусенев, П.Г.Крюков, М.М.Бубнов, М.Е.Лихачёв,
Е.Ю.Романова, М.В.Яшков, В.Ф.Хопин, М.Ю.Салганский

Разработана и исследована фемтосекундная лазерная система, в которой используются волоконные световоды, легированные ионами Er^{3+} . В нее входят задающий генератор, работающий в режиме растяжения импульса, усилитель chirпованных импульсов и устройство для их сжатия. Длина волны излучения составляла 1.55 мкм, выходная мощность достигала 90 мВт при длительности импульсов 100 фс и частоте их следования 25 МГц. Установка использовалась для генерации суперконтинуума в волоконном световоде с высокой концентрацией GeO_2 в сердцевине. Получена генерация суперконтинуума с шириной спектра, близкой к октаве.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, суперконтинуум, оптический chirп.

1. Введение

Современные лазеры фемтосекундных импульсов работают в непрерывном режиме, что облегчает тонкую регулировку их характеристик, определяющих параметры выходного излучения. Особенно важной является возможность управления дисперсией групповых скоростей (ДГС), в результате чего удаётся получать импульсы излучения предельно малой длительности. Непрерывный режим генерации делает возможным получение гребёнки эквидистантно расположенных, чрезвычайно узких спектральных линий, частоты которых когерентно связаны между собой. Интервал между компонентами гребёнки равен частоте следования ультракоротких импульсов (УКИ), которая определяется оптической длиной резонатора лазера и может плавно регулироваться. Эта частота составляет доли гигагерца, т. е. находится в области хорошо освоенных радиочастотных измерений, и может быть привязана к микроволновому цезиевому стандарту частоты.

2. Постановка задачи

Использование непрерывных лазеров фемтосекундных импульсов вызвало подлинную революцию в прецизионной метрологии оптических частот [1–4]. Протяжённость спектра гребёнки частот обратно пропорциональна длительности одиночного УКИ и при фемтосекундной длительности способна достигать сотен терагерц, т. е. ширина спектра гребёнки может составлять значительную часть оптического спектра. Таким обра-

зом, эта гребёнка является протяжённой линейкой оптических частот с делениями, привязанными к цезиевому стандарту.

Для такой привязки необходимо, чтобы гребёнка не сдвигалась по шкале частот как целое. Вместе с тем известно, что хотя частотный интервал и полная ширина гребёнки могут быть проконтролированы измерениями частоты следования и ширины спектра гребёнки, контроль положения самой гребёнки на шкале частот является непростой задачей. Дело в том, что хотя частоты гребёнки эквидистантны, они не кратны друг другу. Как показано на рис. 1, ни одна из частот гребёнки не совпадает с нулём на оси частот, но все отстоят от него на некоторую величину f_{CEO} , равную доле частотного интервала гребёнки [3].

Причиной этого сдвига является механизм работы непрерывного лазера фемтосекундных импульсов. Общая схема такого лазера включает резонатор, внутри которого находятся три необходимых для работы компонента: широкополосная активная среда, устройство амплитудной самомодуляции и устройство, позволяющее регулировать ДГС. При выполнении условий генерации УКИ лазер генерирует непрерывную последовательность импульсов излучения. Электрическое поле электромагнитной волны каждого импульса

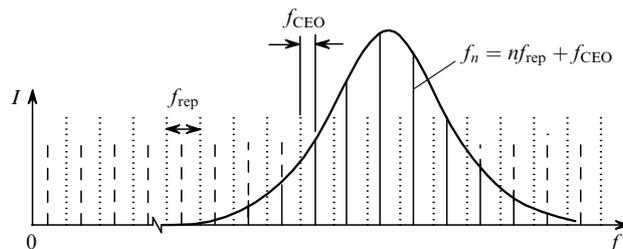


Рис.1. Схема частот непрерывного лазера УКИ (сплошные линии), этих же частот, приложенных к началу координат (штриховые линии), и эквидистантных частот с тем же периодом (пунктир); f_{rep} – интервал между модами, f_{CEO} – сдвиг между несущей частотой и частотой максимума огибающей, f_n – частота моды с индексом n .

А.В.Таусенев, П.Г.Крюков, М.М.Бубнов, М.Е.Лихачёв, Е.Ю.Романова. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова 38; e-mail: tausenew@fo.gpi.ru
М.В.Яшков, В.Ф.Хопин, М.Ю.Салганский. Институт химии высоко-
чистых веществ РАН, Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Тропинина, 49

Поступила в редакцию 21 марта 2005 г.

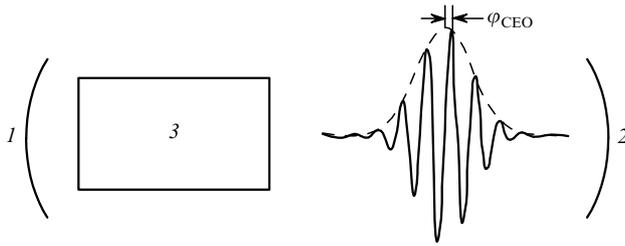


Рис.2. Форма импульса, циркулирующего в резонаторе (1, 2 – зеркала резонатора; 3 – внутрирезонаторные элементы: активная среда, устройство амплитудной самомодуляции и устройство регулировки ДГС).

$$E(t) = A(t) \sin \omega_0 t + \varphi_{\text{CEO}}, \quad (1)$$

где $A(t)$ – огибающая формы импульса; ω_0 – несущая частота центра спектра излучения лазера; а φ_{CEO} – сдвиг фазы между максимумом огибающей и ближайшим к нему максимумом несущей частоты (рис.2). Импульс, описываемый формулой (1), циркулирует в резонаторе. При этом огибающая движется с групповой скоростью, а несущая – с фазовой. Из-за дисперсии в резонаторе эти скорости различны, что и является причиной возникновения сдвига фазы φ_{CEO} . Спектральное рассмотрение излучения показывает, что сдвиг частоты гребёнки f_{CEO} как раз и определяется величиной φ_{CEO} , которая зависит от внутрирезонаторной дисперсии.

Итак, n -я частота гребёнки f_n полностью определяется частотой повторения УКИ f_{rep} и сдвигом частоты гребёнки относительно нуля f_{CEO} :

$$f_n = n f_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}}. \quad (2)$$

С помощью такой «линейки частот» можно измерять оптические частоты, попадающие в область спектра гребёнки, путём измерения биений – разности между измеряемой частотой и ближайшей частотой гребёнки. Нахождение и контроль f_{rep} не составляют особого труда, поскольку она определяется оптической длиной резонатора. Найти и проконтролировать f_{CEO} значительно труднее. Разумеется, поскольку f_{CEO} зависит от внутрирезонаторной дисперсии, её можно регулировать, изменяя дисперсию. Но для контроля нужно уметь определять само значение f_{CEO} . Для этого предложена и с успехом используется схема так называемого интерферометра « f to $2f$ », с помощью которого нужная частота определяется путём сравнения удвоенной частоты красного края гребёнки с частотой синего края [3]. Однако для этого нужно, чтобы ширина спектра гребёнки превышала октаву, т.е. удвоенная частота красного края должна быть меньше, чем частота синего.

Обычно фемтосекундные лазеры даже при самой малой длительности импульсов не обеспечивают требуемой ширины спектра гребёнки. Для её увеличения используется генерация суперконтинуума в волоконных световодах. Важно отметить, что импульсы суперконтинуума должны следовать с той же частотой, что и импульсы гребёнки. В этом случае спектр суперконтинуума также будет представлять собой гребёнку спектральных компонент с теми же интервалами между ними. Это означает, что требуемая ширина спектра суперконтинуума (свыше октавы) должна возникать от непрерывной по-

следовательности импульсов, энергия и пиковая мощность которых сравнительно невелики; их нельзя увеличивать обычными методами (например, с использованием схемы усиления chirпированных импульсов), т.к. при этом снижается частота следования импульсов.

В связи с этим для генерации суперконтинуума используются специальные волоконные световоды. В данном случае эффективная генерация достигается за счёт двух факторов. Во-первых, из-за малой поперечной площади моды излучения, распространяющегося в сердцевине волокна, что обеспечивает высокую интенсивность излучения. Во-вторых, вследствие того, что при правильном подборе дисперсионных характеристик световода импульсы способны распространяться на значительные расстояния (десятки сантиметров) без существенного ослабления интенсивности, обеспечивая тем самым значительное увеличение длины нелинейного взаимодействия. Для получения нужных дисперсионных характеристик используются микроструктурированные волоконные световоды (типа фотонных кристаллов) [5–7] и одномодовые волоконные световоды с высокой концентрацией GeO_2 в сердцевине.

Результаты, демонстрирующие выдающиеся успехи в области прецизионной метрологии оптических частот [1–4], были впервые получены с использованием фемтосекундных лазеров на $\text{Ti} : \text{сапфире}$, работающих в режиме пассивной синхронизации мод за счёт эффекта керровской линзы. Благодаря высокой выходной мощности и рекордной длительности УКИ эти лазеры позволили получить генерацию суперконтинуума в микроструктурированных волоконных световодах, обладающих малыми диаметрами сердцевины и сдвигом нуля дисперсии групповых скоростей в область максимума длины волны фемтосекундного лазера [7]. Ширина спектра при этом превышала октаву, что давало возможность измерять и контролировать величину f_{CEO} . Высокие требования к лазеру накачки приводят к необходимости использования дорогостоящих систем (Millenia, Spectra-Physics или Verdi, Coherent). Однако при этом по-прежнему трудно обеспечить непрерывную работу фемтосекундного лазера в течение нескольких недель или даже дней, что является одним из основных требований, предъявляемых к современным метрологическим устройствам, таким как оптические часы.

В связи с этим в последние годы интенсивно исследуются возможности использования вместо лазеров на $\text{Ti} : \text{сапфире}$ эрбиевых волоконных фемтосекундных лазеров [8–11]. Хотя эти лазеры всё ещё имеют значительно больший высокочастотный фазовый шум и меньшую выходную мощность, чем лазеры на $\text{Ti} : \text{сапфире}$, они могут оказаться предпочтительней из-за ряда преимуществ. К ним относится, во-первых, возможность непрерывной работы в режиме генерации фемтосекундных импульсов в течение нескольких недель, которая делает их привлекательными кандидатами для установок рутинной долговременной метрологии и постоянно идущих оптических часов. Во-вторых, эрбиевые волоконные лазеры отличаются сравнительно низкой стоимостью, компактностью и эффективностью. Очень привлекательной является и длина волны генерации вблизи 1.55 мкм, которая совпадает с телекоммуникационным диапазоном. В этом случае сигналы точного времени можно будет передавать через существующие волоконно-оптические линии связи.

В настоящей работе представлены результаты исследования фемтосекундной лазерной эрбиевой волоконной системы и генератора суперконтинуума на её основе. В установке использованы волоконные световоды, разработанные в Научном центре волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН и в Институте химии высокочистых веществ РАН. По нашему мнению, созданный генератор фемтосекундных импульсов вполне может составить конкуренцию зарубежным аналогам.

3. Система генератор – усилитель

3.1. Генератор

Схема экспериментальной установки генератор – усилитель показана на рис.3. Используемый нами лазер был подобен описанному в работе [12] и состоял из активного волоконного световода, легированного ионами Er^{3+} с положительной ДГС ($\beta_2 = +0.0195 \text{ пс}^2/\text{м}$), и волоконного световода SMF-28 с отрицательной ДГС ($\beta_2 = -0.022 \text{ пс}^2/\text{м}$). Суммарная длина резонатора составляла 8 м, что соответствовало частоте следования импульсов 25 МГц. Лазер накачивался лазерным диодом мощностью 360 мВт на длине волны 1480 нм. Излучение накачки вводилось в активное волокно с помощью спектрально-селективного ответвителя с разделением длин волн (WDM 1480/1550) в направлении, соответствующем направлению обхода резонатора оптическими импульсами. Однонаправленность генерации обеспечивалась поляризационно-чувствительным изолятором Фарадея, который в сочетании с двумя контроллерами поляризации позволял получить генерацию УКИ в режиме самосинхронизации мод за счет эффекта нелинейного двулучепреломления в волоконных световодах.

Самозапуск режима импульсной генерации происходил при мощности накачки 150 мВт. С её увеличением до 223 мВт на выходе лазера наблюдалась импульсная генерация со средней мощностью 24 мВт. Вследствие того,

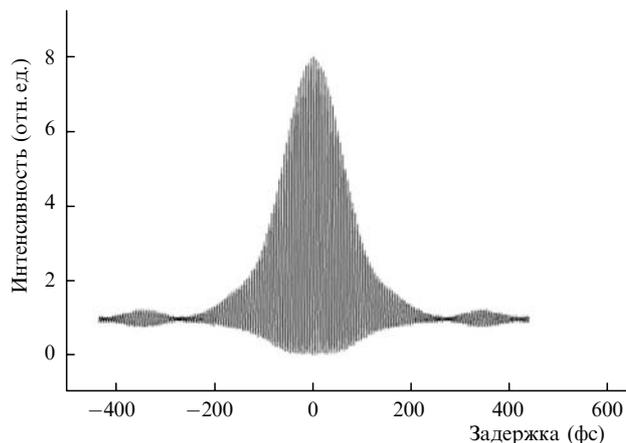


Рис.4. Автокорреляционная функция интенсивности импульса задающего генератора.

что лазер работал в режиме «растяжения импульса» (импульс растягивался и сжимался при каждом обходе резонатора), на выходе из резонатора его необходимо было сжать для получения спектрально-ограниченного импульса (скомпенсировать chirp). На выходном отрезке световода основное влияние на chirp импульса оказывает ДГС. Это позволяет легко подобрать длину выходного отрезка световода. Для компенсации chirp импульса мы использовали отрезок световода SMF-28 длиной 85 см. Автокорреляционная функция, соответствующая максимально сжатому импульсу, показана на рис.4. Полуширина автокорреляционной функции составляла 113 фс, что в предположении гауссовой формы огибающей импульса соответствует длительности импульса 80 фс. Автокорреляционная функция интенсивности снималась с помощью автокоррелятора, в котором использовался кремниевый фотодиод, работающий в режиме двухфотонного поглощения. Спектр импульса, полученного в результате сжатия, показан на рис.5.

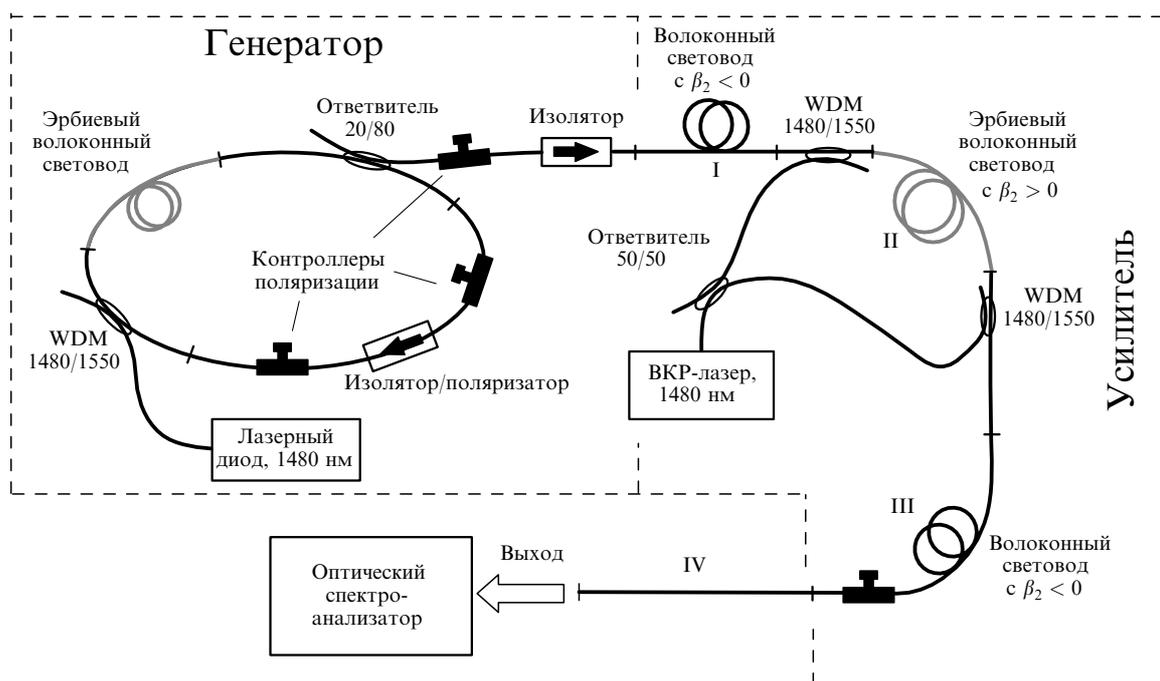


Рис.3. Схема экспериментальной установки генератор – усилитель.



Рис.5. Спектр излучения задающего генератора.

Для того чтобы предотвратить попадание в лазер паразитных отражений от элементов усилителя, которые неминуемо приводят к «срыву» импульсной генерации, на выходе лазера был установлен волоконный фарадеевский изолятор.

3.2. Усилитель

Схема усилителя (см. рис.3) состоит из активного волоконного световода, легированного ионами Er^{3+} и обладающего положительной ДГС, и двух отрезков световодов с отрицательной ДГС. Длины и дисперсии этих световодов подбирались способом, аналогичным использованному при оптимизации схемы лазера. При распространении по волоконному усилителю импульс сначала растягивается, а затем сжимается. Длины световодов оптимизировались с целью минимизации второго порядка ДГС для получения выходного импульса с минимальным линейным чирпом. Третий порядок ДГС и нелинейные эффекты не учитывались, длина усилителя максимально минимизировалась во избежание связанного с этими эффектами необратимого увеличения длительности импульса.

Длина входного одномодового световода I определяла предварительное растяжение импульса до его попадания в усилитель. В легированном ионами Er^{3+} волоконном световоде II происходило усиление импульса, его растяжение под действием положительной ДГС, а также уширение спектра импульса за счет нелинейных эффектов. Импульс приобретал положительную частотную модуляцию (положительный чирп). В волоконном световоде III импульс под действием отрицательной ДГС сжимался.

Длина активного световода (2.5 м) подбиралась из соображений поглощения излучения накачки ($\sim 95\%$ от суммарной мощности накачки усилителя). Активный волоконный световод имел дисперсию $\beta_2 = 0.035 \text{ пс}^2/\text{м}$, поглощение на длине волны генерации $\lambda = 1530 \text{ нм}$ составляло 55 дБ/м , диаметр поля моды на $\lambda = 1550 \text{ нм}$ равнялся 3.5 мкм . Для накачки активного световода мы использовали волоконный ВКР-лазер мощностью 0.4 Вт , излучающий на длине волны 1480 нм [13]. С помощью волоконного ответвителя 50/50 излучение ВКР-лазера делилось на две равные части и вводилось в активный световод с двух сторон посредством двух спектрально-селективных ответвителей.

Спектр усиленного импульса показан на рис.6. Длина волоконного световода I, используемого для предвари-

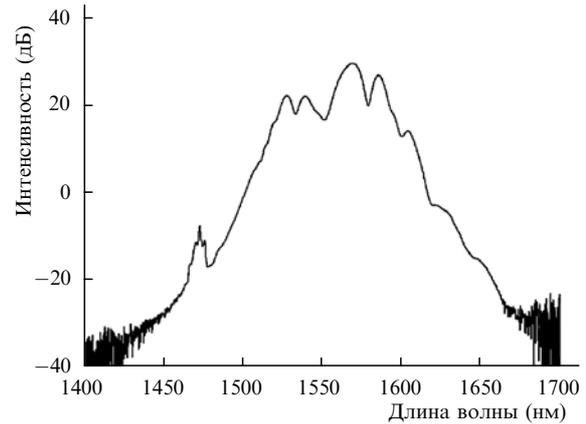


Рис.6. Спектр излучения на выходе усилителя при средней выходной мощности 73 мВт.

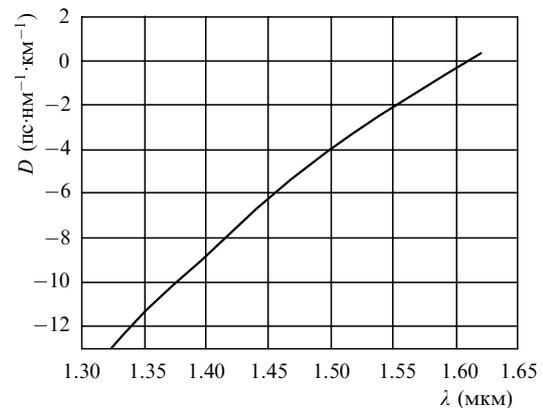


Рис.7. График дисперсии высоколинейного световода со смещенной дисперсией.

тельного растяжения импульса, составляла 2 м. При мощности накачки 0.4 Вт на выходе схемы мы получили среднюю мощность 90 мВт .

На выходе из усилителя производилось сжатие импульса в одномодовом волокне SMF-28 с ДГС $\beta_2 = -0.022 \text{ пс}^2/\text{м}$.

4. Генерация суперконтинуума

Усиленное излучение фемтосекундного волоконного лазера заводилось в волоконный световод IV с высокой нелинейностью и со смещенной дисперсией. Спектр излучения на выходе этого световода измерялся с помощью волоконного спектроанализатора ANDO 6317B.

Волоконный световод IV имел следующие характеристики: молярная концентрация оксида германия в сердцевине $\sim 25\%$, диаметр поля моды 4.3 мкм , длина волны отсечки $\lambda = 1480 \text{ нм}$, длина волны нулевой дисперсии $\lambda_0 = 1.65 \text{ мкм}$. Зависимость дисперсии этого световода от длины волны генерации приведена на рис.7. На длине волны $\lambda = 1.55 \text{ мкм}$ дисперсия D составляла $-2.4 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$.

На рис.8 показаны спектры излучения на выходе световода IV при различных мощностях излучения на входе. Поскольку спектральный диапазон спектроанализатора ANDO составляет $600 - 1750 \text{ нм}$, один из спектров суперконтинуума с помощью обычного монохроматора и PbS-фотосопротивления был прописан в более широком спектральном диапазоне (рис.9).

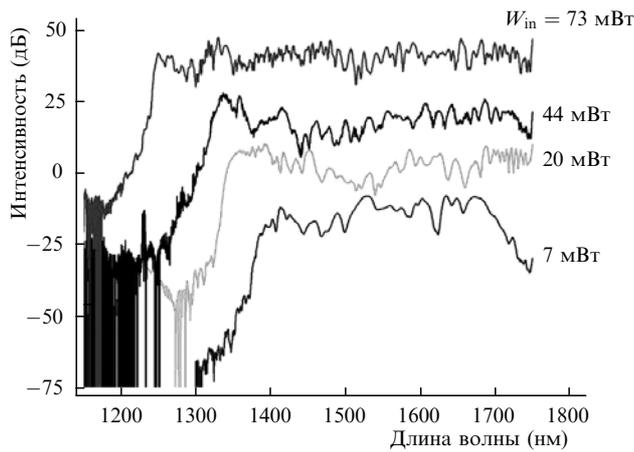


Рис.8. Зависимость спектра суперконтинуума от средней мощности излучения W_{in} , вводимого в волоконный световод IV с высокой нелинейностью и со смещенной дисперсией.

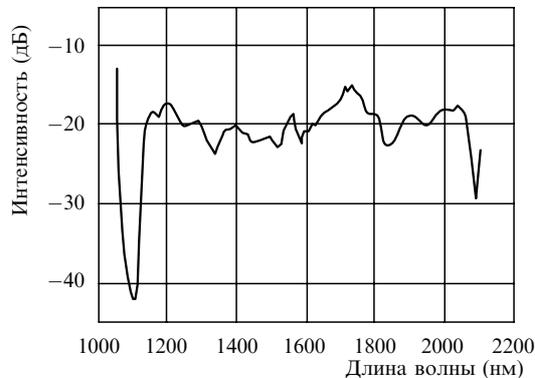


Рис.9. Длинноволновая часть спектра суперконтинуума.

5. Заключение

Создана и исследована установка фемтосекундных импульсов на основе волоконных световодов, легированных ионами Er^{3+} . Установка включает генератор, работающий в режиме «растянутых импульсов», и усилитель. Максимальная средняя мощность на выходе усилителя

достигает 90 мВт на длине волны 1.55 мкм при длительности 100 фс и частоте следования импульсов 25 МГц. Для накачки генератора использовался лазерный диод с выходной мощностью 360 мВт, а накачка усилителя осуществлялась излучением ВКР-лазера мощностью 400 мВт.

Установка использовалась для генерации суперконтинуума в волоконном световоде с высокой нелинейностью и смещенной дисперсией. При мощности излучения на входе в волокно 70 мВт максимальная ширина спектра суперконтинуума достигала 980 нм, т. е. была близка к октаве.

Результаты исследования позволяют провести дальнейшую оптимизацию генератора суперконтинуума, возбуждаемого волоконным лазером фемтосекундных импульсов, и получить ещё большую ширину спектра.

Авторы выражают благодарность Е.М.Дианову за постановку задачи и постоянную поддержку данного исследования и директору ООО «Авеста-проект» А.В.Коряченко за предоставление возможности изготовления ключевых элементов установки. Работа поддержана Комплексной программой РАН «Фемтосекундная оптика и физика сверхинтенсивных лазерных полей».

1. Udem Th., Reichert J., Holzwarth R., Hansch T.H. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3568 (1999).
2. Diddams S.A., Jones D.J., Ma L.S., Cundiff L.S., Hall J.L. *Opt. Lett.*, **25**, 186 (2000).
3. Jones D.J., Diddams S.A., Ranka J.K., Stentz A., Windeler R.S., Hall J.L., Cundiff S.T. *Science*, **288**, 635 (2000).
4. Udem Th., Holzwarth R., Hansch T.W. *Nature*, **416**, 237 (2002).
5. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996).
6. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J. *Opt. Lett.* **22**, 961 (1997).
7. Ranka J.K., Windler R.S., Stentz A.J. *Opt. Lett.*, **25**, 25 (2000).
8. Fermann M.E. et al. *Appl. Phys. B*, **70**, 13 (2000).
9. Nickolson J.W. et al. *Opt. Lett.*, **28**, 643 (2003).
10. Nickolson J.W. et al. *Opt. Express*, **12**, 3025 (2004).
11. Schibli T.R., Minoshima K., Hong F.-L., Inaba H., Onae A., Matsumoto H., Hartl I., Fermann M.N. *Opt. Lett.*, **29**, 2467 (2004).
12. Таусенев А.В., Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **34** (2), 106 (2004).
13. Dianov E.M., Grekov M.V., Bufetov I.A., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Plotnichenko V.G., Koltashev V.V., Belov A.V., Bubnov M.M., Semjonov S.L., Prokhorov A.M. *Electron. Lett.*, **33**, 1542 (1997).