

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182+535.15

Исследования характеристик интенсивных световых каналов на постфиламентационной стадии эволюции ультракороткого лазерного излучения

Ю.Э. Гейнц¹, А.А. Землянов¹, А.А. Ионин²,
Д.В. Мокроусова^{2,3}, Л.В. Селезнев², Е.С. Сунчугашева^{2,3*}

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991, г. Москва, Ленинский пр., 53

³ Московский физико-технический институт (Государственный университет)
141700, г. Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 7.06.2016 г.

Представлены результаты лабораторных экспериментов и численных расчетов множественной филаментации мощного сфокусированного импульсного излучения титан-сапфирового лазера (740 нм) в воздухе. Изучена постфиламентационная стадия распространения излучения в форме интенсивных пространственно локализованных световых каналов. Исследована угловая расходимость постфиламентационных каналов при вариации степени фокусировки пучка. Проведены измерения пороговой дистанции повторной филаментации постфиламентационных каналов в стеклянной пластинке.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, самофокусировка, филаментация, постфиламентационное самоканалирование; ultrashort laser radiation, self-focusing, filamentation, postfilamentation self-channeling.

Введение

Распространение мощного ультракороткого лазерного излучения в среде происходит, как правило, в нелинейном режиме. В средах с оптической нелинейностью самофокусирующего (керровского) типа, к которым относятся большинство газов и прозрачных диэлектриков, самофокусировка излучения приводит к яркому нелинейному явлению — филаментации [1]. Филаментация сопровождается сильными абберациями пространственно-временного профиля излучения с образованием локализованных высокоинтенсивных световых структур, называемых филаментами. Филаменты характеризуются стабильным поперечным размером на достаточно протяженной дистанции. В воздухе и других прозрачных средах (вода, диэлектрики) пиковая интенсивность в филаменте может достигать сотен ТВт/см², в то время как средний размер филамента варьирует от единиц до сотен микрометров в зависимости от типа среды распространения и длины волны излучения [2]. Экспериментально филаментация обычно

регистрируется по появлению в канале пучка светящихся в видимом спектре нитей, что связано с рекомбинацией плазменных областей, сформировавшихся под действием излучения в среде. Поэтому сама дистанция филаментации лазерного импульса однозначно связывается с областью существования этих плазменных каналов.

Вместе с тем, как было продемонстрировано в ряде экспериментальных работ [3–5], и после прекращения филаментации и активного плазмообразования в пучке излучения продолжают существовать пространственно локализованные световые структуры в форме постфиламентационных каналов (ПФК). Как и «традиционные» филаменты, эти каналы имеют достаточно высокую интенсивность, порядка нескольких тераватт, и квазиуниформальный поперечный профиль, однако отличаются от филаментов наличием, хотя и аномально низкой, угловой расходимости по мере своего распространения. По оценкам авторов работы [4], расходимость ПФК при филаментации излучения титан-сапфирового лазера в воздухе составила около 0,03 мрад, что оказалось почти на порядок величины меньше расходимости пучка в целом. В этой связи важно понять, насколько в реальности высока интенсивность ПФК и как она зависит от начальной расходимости излучения. Это обстоятельство приобретает особый практический интерес

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Алексеевич Ионин (aion@sci.lebedev.ru); Дарья Владимировна Мокроусова; Леонид Владимирович Селезнев (seleznev@sci.lebedev.ru); Елена Сергеевна Сунчугашева (oblomchika@gmail.com).

ввиду того, что высокая интенсивность и миллиметровый размер ПФК, сохраняемые на километровых дистанциях, могут существенно расширить «рабочую зону» мощных лазеров в атмосфере.

В настоящей статье мы представляем результаты лабораторных и численных экспериментов, которые указывают на вполне определенное влияние внешней фокусировки излучения и его энергетики на угловую расходимость возникающих ПФК.

Результаты и обсуждение

В экспериментах использовалось импульсное излучение основной гармоники титан-сапфирового лазера на длине волны 740 нм. Длительность импульсов (по полувысоте) составляла 100 фс при частоте следования 10 Гц. После выхода из лазерной системы излучение посредством фокусирующего сферического зеркала направлялось в лабораторный воздух, где испытывало филаментацию. В экспериментах применялись зеркала с различным фокусным расстоянием: $f = 18, 25, 52, 108$ и 295 см. За линейным фокусом зеркала помещалась система для регистрации поперечного распределения плотности энергии лазерного пучка, состоявшая из экрана и объектива, проецирующего изображение экрана на ПЗС-матрицу коммерческого профилометра. Перемещение этой системы вдоль оси пучка позволяло получить поперечные профили лазерного пучка в зависимости от дистанции и рассчитать угловую расходимость излучения.

В качестве примера на рис. 1 представлены зафиксированные на различных расстояниях от

линейного фокуса поперечные профили лазерного пучка с начальным диаметром $d_0 = 4,6$ мм. Энергия E_0 в импульсе излучения составляла 3,9 мДж, что соответствовало примерно десятикратному превышению пиковой мощности импульса P_0 над критическим уровнем самофокусировки P_{cr} на данной длине волны ($P_{cr} = 3$ ГВт). Реальный размер каждого изображения — 16×12 мм².

Видно, что уже при $z \approx 1,5f$ внутри пучка можно различить по крайней мере две области с повышенным уровнем плотности энергии, представляющие собой несколько ПФК. Для подтверждения того, что наблюдались именно низко ионизированные световые «следы», а не сами филаменты, нами были измерены продольные профили плотности электронов плазмы, образованной лазерным пучком в результате его филаментации (не показаны). Как оказалось, плазма фиксируется только в окрестности линейного фокуса пучка, и уже на удалении порядка нескольких сантиметров от него электрическая проводимость канала пучка стремится к нулю.

По мере удаления от фокуса растет внешний размер пучка, а также становится более отчетливым пространственное разделение этих «горячих зон». На расстоянии $z \approx 3f$ (рис. 1, *з, д*) уже выделяются четыре ПФК, имеющие приблизительно одинаковое круговое поперечное сечение. Данные каналы расположены внутри пучка, который имеет достаточно резко очерченные границы, и окружены несколькими кольцами, возникшими в результате последовательных рефокусировок импульса в зоне филаментации.

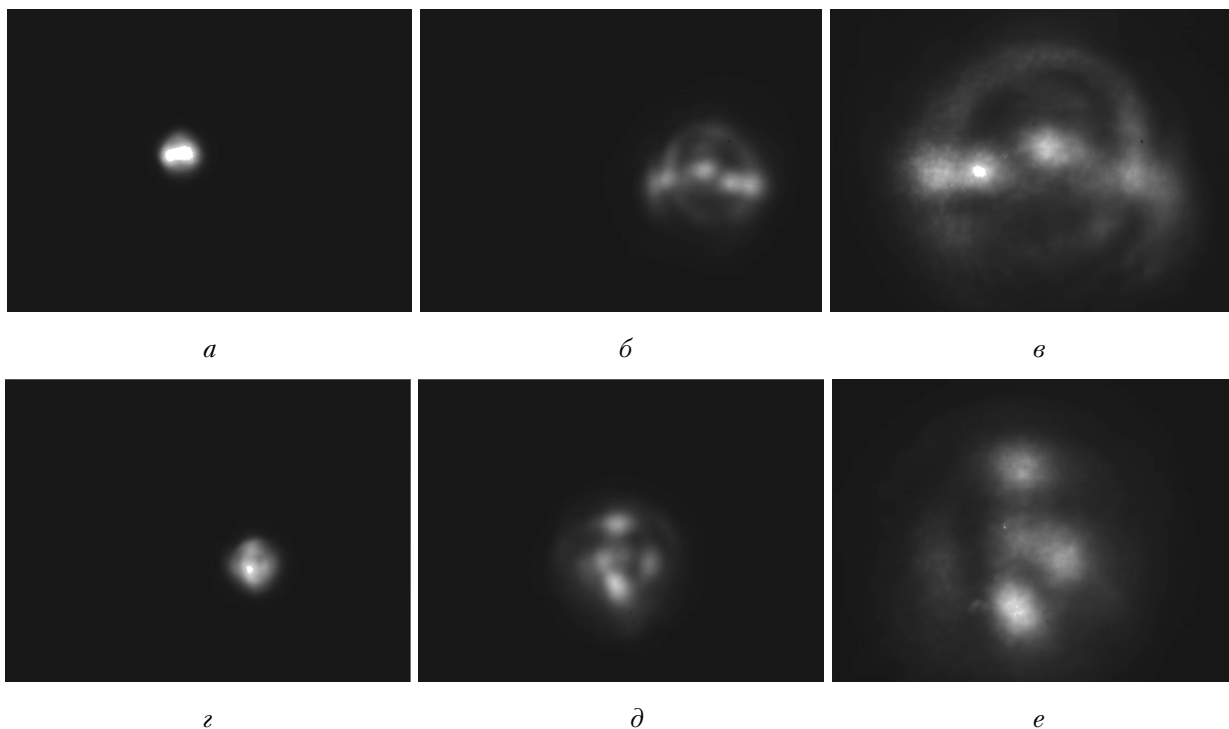


Рис. 1. Поперечное распределение плотности энергии импульса с $E_0 = 3,9$ мДж и $f = 52$ (*a–e*), 110 см (*з–e*) на различных расстояниях от линейного фокуса пучка: $z = 70$ (*a*); 125 (*б*); 230 (*в, д*); 150 (*з*); 385 см (*e*)

Для получения количественной информации по угловой расходимости ПФК был проведен детальный анализ поперечных профилей энергии при помощи созданного авторами программного модуля «Профилометр» [6]. Функционал модуля позволяет выделять и анализировать отдельные области входного двумерного массива данных, а также по заданному уровню амплитуды определять их геометрические и среднеквадратичные размеры. Выделение связанных областей проводится на основе бинаризации входного массива и применения к нему стандартного двухпроходного алгоритма АВС-маски. Результат такого анализа показан на рис. 2, а в виде зависимости среднеквадратичного (эффективного) радиуса всего пучка R_b и радиуса ПФК R_c , усредненного по всем выделенным постфиламентационным каналам, от дистанции.

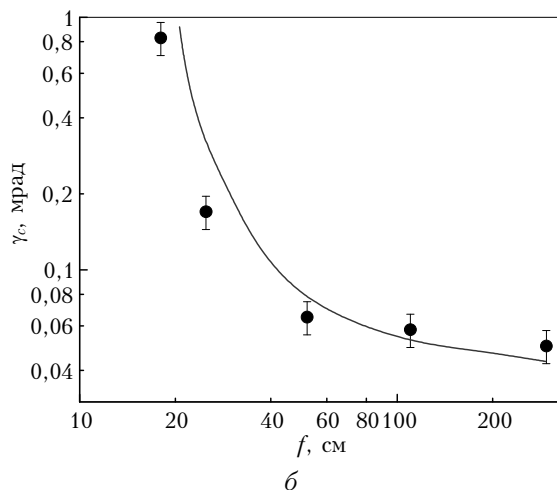
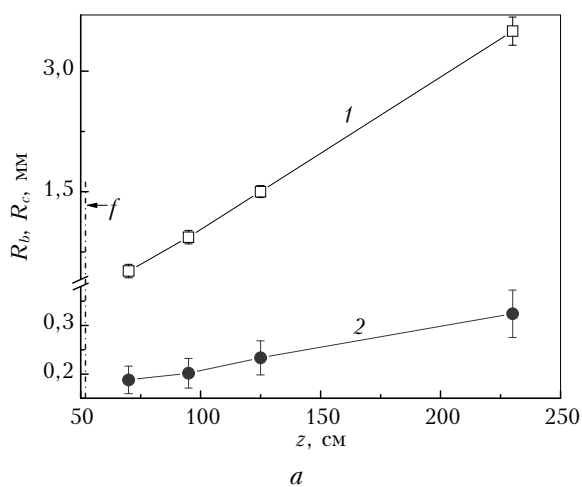


Рис. 2. Зависимость эффективного радиуса всего пучка R_b (1) и ПФК R_c (2) от расстояния для импульса с $E_0 = 3,9$ мДж и $f = 52$ см (а); угловая расходимость ПФК в зависимости от фокусного расстояния пучка (точки — эксперимент, сплошная кривая — численное моделирование) (б)

Как следует из данного рисунка, при удалении от линейного фокуса происходит увеличение как размера всего пучка, так и радиуса ПФК. При этом

очевиден факт значительного снижения расходимости ПФК по сравнению со всем пучком. Интересно, что зависимость радиуса канала от расстояния $R_c(z)$ носит практически линейный характер, что позволяет представить ее линейной функцией

$$R_c(z) = R_{c0} + \gamma_c z, \quad (1)$$

где R_{c0} — некоторый начальный радиус ПФК, а γ_c — его угловая расходимость. Так, для случая, показанного на рис. 2, а, параметр расходимости составляет примерно 0,07 мрад, при том, что расходимость всего пучка после области филаментации почти в 30 раз выше — $\gamma_b = 1,8$ мрад.

Очевидно, что более высокое значение расходимости ПФК по сравнению с данными работы [4] объясняется наличием в настоящих экспериментах внешней фокусировки пучка, которая дает дополнительный рост поперечного размера пучка и ускоряет размытие ПФК. Действительно, данные, представленные на рис. 2, б, показывают, что если изменять фокусировку излучения, то соответственно изменятся и наблюдаемые значения γ_c . Это указывает на то, что в отличие от филаментов угловая расходимость ПФК не является постоянной, а зависит от степени фокусировки исходного пучка.

К настоящему времени физическая модель ПФК как возникающей после распада филамента специфической световой структуры, можно сказать, уже сложилась. В рамках данной модели само существование ПФК поддерживается конкуренцией керровской самофокусировки по-прежнему высокоинтенсивного оптического поля внутри канала и дифракции окружающих канал периферийных областей (энергетического «резервуара») [3, 4, 7] при определенном влиянии дисперсионных эффектов [8] и высших нелинейностей среды распространения [5]. Для практической проверки модели ПФК нами была проведена серия численных расчетов множественной филаментации предварительно сфокусированного лазерного импульса в воздухе по методике, подробно описанной в работе [9]. В численных экспериментах решалось уравнение квазиоптики для комплексной огибающей напряженности электрического поля световой волны с учетом нелинейности среды (нелинейное уравнение Шредингера). Модель оптической нелинейности воздуха включала мгновенную и инерционную составляющие эффекта Керра, нелинейность высших порядков (насыщение керровской нелинейности), изменение комплексного показателя преломления среды за счет фотоионизации молекул воздуха и образования газа свободных электронов. Линейная часть уравнения описывала дисперсию групповой скорости лазерного импульса и дифракцию пучка при феноменологическом учете непараксиального характера фокусированного распространения пучка [10]. Для расчета динамики концентрации свободных электронов в канале пучка использовалось соответствующее скоростное уравнение, учитывающее комбинированный многофотонный/туннельный механизм ионизации атомов газовых составляющих

атмосферного воздуха (азот, кислород). Результаты численного моделирования для параметров исходного импульса излучения, соответствующих экспериментам, представлены на рис. 2, б сплошной кривой и демонстрируют хорошее согласие с экспериментом.

Следующим этапом обсуждаемых экспериментов было исследование мощностных параметров ПФК, а именно их способности испытывать повторную филаментацию в слое среды с более сильной оптической нелинейностью, чем воздух. Это может представлять определенный интерес с точки зрения практического использования мощного лазерного излучения на постфиламентационной стадии его эволюции, например для целей получения сверхширокого спектра, формирующегося при первичной филаментации излучения суперконтинуума.

В данных экспериментах, как и ранее, из лазерного пучка при помощи круговой диафрагмы вырезался один из сформировавшихся после филаментации интенсивных световых каналов. Затем на его пути помещалась пластинка кварцевого стекла (К8) с размерами $50 \times 50 \times 40$ мм. Лазерное излучение, попадая в массив стекла, испытывало филаментацию и создавало внутри стеклянной пластинки плазменные области, свечение которых в видимом спектре регистрировалось фотокамерой. Дополнительно фиксировался частотный состав самого излучения до и после прохождения стеклянного образца.

Примером таких измерений являются показанные на рис. 3, а спектры ПФК при умеренной энергетике исходного импульса излучения (2 мДж). Видно, что на выходе из стекла спектральный состав излучения в результате фазовой самомодуляции становится значительно богаче, приобретая новые составляющие как в «синей», так и в «красной» областях спектра. При этом его ширина составляет 27 нм, что в полтора раза больше ширины спектра ПФК в воздухе без стекла (17 нм) и почти четырехкратно превосходит начальную ширину спектра импульса (~7 нм).

Диафрагма вместе со стеклянной пластинкой могли свободно перемещаться вдоль направления распространения лазерного пучка. При этом на некотором пороговом расстоянии z_F от фокальной плоскости свечение внутри стекла пропадало, что говорило о прекращении повторной филаментации светового канала. Данная дистанция фиксировалась, и изучалась ее зависимость от фокусного расстояния зеркала и энергии исходного импульса излучения. Следует отметить, что в отличие от предыдущей серии экспериментов, здесь дополнительно было использовано еще одно зеркало с большим фокусным расстоянием $f = 4$ м, что позволило установить тенденцию к насыщению роста порогового расстояния.

Как видно из рис. 3, б, на котором и показана данная зависимость, с увеличением остроты фокусировки лазерного излучения происходит резкое падение расстояния, на котором еще наблюдается

филаментация в стеклянной пластинке. Этот результат находится в полном соответствии с рис. 2, б и отражает рост угловой расходимости ПФК при усилении фокусировки пучка. Пороговое расстояние филаментации также увеличивается и с ростом энергии в импульсе, хотя данная зависимость существенно слабее.

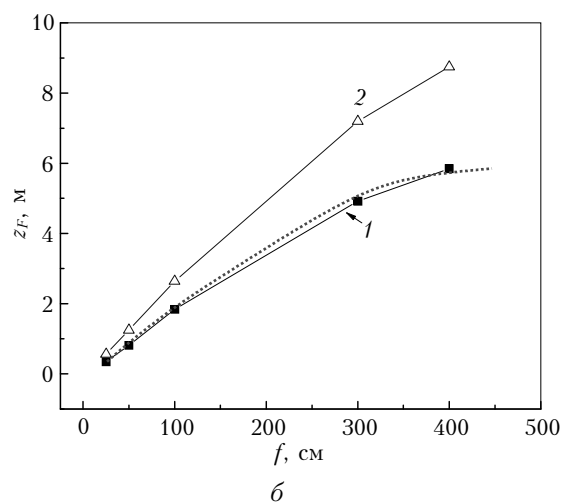
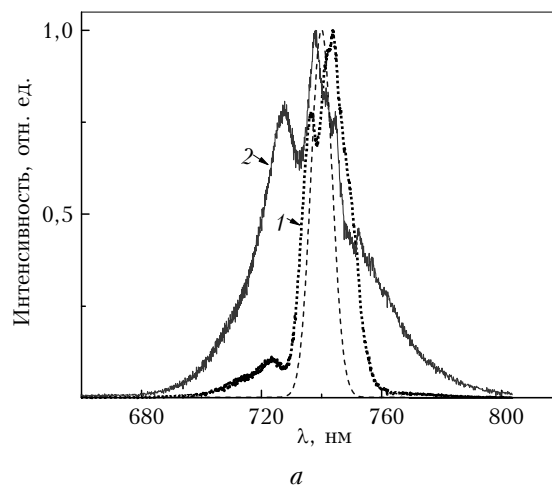


Рис. 3. Экспериментальная зависимость нормированного спектра ПФК до (1) и после (2) стеклянной пластинки (штрих — спектр исходного импульса) (а); дистанция прекращения повторной филаментации ПФК в стекле в зависимости от фокусного расстояния при $E_0 = 0,4$ (1) и 2 мДж (2) (пунктир — интерполяция по формуле (2)) (б)

Подчеркнем, что прекращение филаментации в стеклянном образце определенной толщины на некотором удалении от фокуса не означает, что такой световой канал в принципе не способен дать филаментацию в протяженном массиве стекла. Действительно, энергия ПФК при распространении от фокуса теряется достаточно слабо, поскольку плазмообразование в воздухе при таких интенсивностях света практически отсутствует, а собственным (линейным) поглощением воздуха в данном диапазоне длин волн можно пренебречь. Расчеты показывают, что и временной профиль излучения на постфила-

ментационной стадии также сохраняется. Это в целом обеспечивает постоянство пиковой мощности в ПФК вдоль дистанции распространения. Следовательно, такой световой канал, попадая в стекло, где пороговая мощность самофокусировки P_{cr} примерно на три порядка ниже, чем в воздухе [1], всегда должен приводить к повторной филаментации. Однако в экспериментах это наблюдалось только при $z < z_F$, поскольку толщина стеклянной пластинки была не бесконечной, а фиксированной (40 мм), и пучок излучения, расширяясь по мере своего распространения, в ряде случаев просто не успевал достичь своего нелинейного фокуса в стекле.

Для понимания представленной на рис. 3, б функциональной зависимости $z_F(f, E_0)$ используем простую модель самофокусировки светового пучка с начальной расходимостью. Заменяем реальный ПФК модельным пучком унимодалного профиля, имеющим радиус r_{c0} , некоторую начальную угловую расходимость γ_c и некоторую (докритическую для воздуха) мощность P_0 . В точку с относительной координатой z_0 поместим слой нелинейной среды (стекла), характеризующейся приведенной мощностью самофокусировки $\eta = P_0/P_{cr} \gg 1$. Продольную толщину слоя обозначим через D .

При распространении до границы этого слоя пучок будет увеличивать свой поперечный размер согласно установленной тенденции (1). При достижении нелинейного слоя, т.е. при $z = z_0$, площадь сечения пучка S_c будет равняться величине

$$S_c(z_0) = \pi(r_{c0} + \bar{\gamma}_c z_0)^2,$$

где $\bar{\gamma}_c = \gamma_c/\gamma_d$ — относительная расходимость, а γ_d — дифракционная расходимость пучка. Далее, поскольку пучок излучения попадает в среду с кубичной нелинейностью, происходит его самофокусировка. Используя оценку дистанции самофокусировки гауссова пучка z_{sf} в безаберационном приближении [11] с учетом его расходимости, получим

$$z_{sf} = z_0 + kS_c(z_0)/\pi\sqrt{\eta - \bar{\gamma}_c^2}$$

(k — волновое число). Порог самофокусировки ПФК в стеклянном бруске ($z_0 = z_F$) находится после приравнивания его толщины D к относительному расстоянию ($z_{sf} - z_F$). В предположении умеренной расходимости излучения $\eta \gg \bar{\gamma}_c^2$ следует искомая функциональная связь порогового расстояния z_F с мощностью ПФК η и его расходимостью γ_c :

$$z_F \sim \eta^{1/4} (\bar{\gamma}_c)^{-1}.$$

Если теперь учесть функциональную зависимость $\gamma_c(f)$ (см. рис. 2, а), которая достаточно точно описывается экспоненциальной функцией

$$\gamma_c \approx \gamma_{c0} + a \exp(NA),$$

где $NA = d_0/2f$ — числовая апертура пучка, а γ_{c0} и a — некоторые параметры, то окончательно получим

$$z_F \sim E_0^{1/4} \exp(-1/f). \quad (2)$$

Из данного выражения следуют достаточно слабая зависимость «порога» филаментации ПФК в стеклянной пластинке от начальной энергии импульса излучения и насыщение данного порога с ростом фокусного расстояния оптической системы. В качестве примера на рис. 3, б приведена построенная по (2) аппроксимация реальной зависимости пороговой дистанции филаментации ПФК в стекле для одного из значений энергии исходного импульса излучения. Видно, что полученная полуэмпирическая зависимость хорошо аппроксимирует экспериментальные данные.

Заключение

Таким образом, по результатам проведенных исследований можно заключить, что формирующиеся после прекращения филаментации импульса излучения ПФК демонстрируют, в отличие от пучка в целом, высокую направленность и близкий к линейному рост своего размера с дистанцией (см. рис. 2, а), а их угловая расходимость снижается с увеличением фокусного расстояния направляющей системы (см. рис. 2, б). Минимальное значение расходимости ПФК, зафиксированное в настоящих экспериментах, составило порядка 0,05 мрад при наиболее мягкой фокусировке пучка ($f = 295$ см) и мощности импульса, десятикратно превышающей критическую мощность самофокусировки в воздухе.

Установлено, что ПФК имеют достаточную мощность для реализации повторной филаментации в среде с большей, чем у воздуха оптической нелинейностью. В частности, для четырехсантиметровой стеклянной пластинки это приводит к почти двукратному уширению частотного спектра излучения, прошедшего пластинку (см. рис. 3, а). При этом существует некоторое пороговое расстояние, дальше которого повторная филаментация ПФК в стекле заданной толщины уже не наблюдается (см. рис. 3, б). Данная дистанция увеличивается пропорционально энергии импульса излучения и фокусному расстоянию пучка.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (научные проекты № 14-28-02023, 14-02-00489, 14-22-02021), а также стипендиальной программы УНК ФИАН.

1. *Self-focusing: Past and Present* / R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.R. Shen. Netherlands: Springer Science, Business Media, LLC, 2009. 605 p.
2. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков к филаментации лазерных импульсов // Успехи физ. наук. 2013. Т. 183, № 2. С. 133–152.
3. Méchain G., Couairon A., André Y.-B., D'Amico C., Franco M., Prade B., Tzortzakakis S., Mysyrowicz A., Sauerbrey R. Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: A new propagation regime without ionization // Appl. Phys. B. 2004. V. 79, iss. 3. P. 379–382.
4. Daigle J.-F., Kosareva O., Panov N., Wang T.-J., Hosseini S., Yuan S., Roy G., Chin S.L. Formation and evolution of intense, post-filamentation, ionization-free low divergence beams // Opt. Commun. 2011. V. 284, iss. 14. P. 3601–3606.

5. Zheltikov A., Mitrofanov A., Voronin A., Sidorov-Biryukov D., Fedotov A., Baltuska A., Pugzlys A., Flöry T., Andriukaitis G., Panchenko V., Mikhailova J. Post-filament self-trapping of ultrashort laser pulses // *Opt. Lett.* 2014. V. 39, iss. 16. P. 4659–4662.
6. Гейнц Ю.Э., Алексимов Д.В., Афонасенко А.В. Программно-вычислительный комплекс для анализа поперечных профилей лазерных пучков (профилометр) // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2014616871 от 07.07.2014. Правообладатель: ИОА СО РАН (RU).
7. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э., Минина О.В. Динамика световых структур при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе // *Оптика атмосф. и океана.* 2016. Т. 29, № 5. С. 359–368; Zemlyanov A.A., Bulygin A.D., Geints Yu.E., Minina O.V. Dynamics of light structures during filamentation of femtosecond laser pulses in air // *Atmos. Ocean.* 2016. V. 29, N 5. P. 395–403.
8. Champeaux S., Bergé L. Postionization regimes of femtosecond laser pulses self-channeling in air // *Phys. Rev. E.* 2005. V. 71. 046604.
9. Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Кабанов А.М., Петров А.В. Микроструктура области множественной филаментации фемтосекундного лазерного излучения в твердом диэлектрике // *Квант. электрон.* 2016. Т. 46, № 2. С. 133–141.
10. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Формирование филамента фемтосекундного лазерного импульса в воздухе после фокуса оптической системы // *Оптика атмосф. и океана.* 2012. Т. 25, № 9. С. 745–752; Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Kabanov A.M., Matvienko G.G., Stepanov A.N. Filament formation beyond linear focus during femtosecond laser pulse propagation in air // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 2. P. 96–103.
11. Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. 220 с.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, A.A. Ionin, D.V. Mokrousova, L.V. Seleznev, E.S. Sunchugasheva.
Study of characteristics of intense light channels at postfilamentation stage of evolution of ultrashort laser radiation.

We present the results of our experimental and numerical studies of the multifilamentation of high-intensive pulse titanium-sapphire laser radiation (740 nm) in air. The postfilamentation stage of pulse propagation as specific spatially localized light structures is investigated. The angular divergence of postfilamentation channels is studied under different initial laser beam focusing. The threshold distance for the re-filamentation of postfilamentation channels in a glass plate is measured.