

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

## Управление характеристиками множественной филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе

Д.В. Апексимов, Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, А.М. Кабанов,  
Г.Г. Матвиенко, В.К. Ошлаков

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

Поступила в редакцию 29.05.2019 г.

Представлены результаты исследований по управлению характеристиками области множественной филаментации фемтосекундных лазерных импульсов на атмосферной трассе с помощью переменных начальных пространственной фокусировки, радиуса пучка и энергии импульса, а также структуры светового поля на начальной апертуре пучка.

*Ключевые слова:* лазерное излучение, фемтосекундный импульс, самофокусировка, филаментация, постфиламентационный световой канал, биморфное деформируемое зеркало; laser radiation, femtosecond pulse, self-focusing, filamentation, postfilamentation light channel, bimorphic deformable mirror.

### Введение

Филаментация ультракоротких лазерных импульсов в оптических средах [1] — это актуальная проблема оптики и лазерной физики. Явление филаментации привело к созданию нового направления в нелинейной оптике, связанного с особенностями формирования сверхбыстрых экстремальных световых полей и их взаимодействия с веществом, — нелинейной оптики филаментации.

В условиях лазерной филаментации в воздухе вблизи энергетического центра лазерного пучка в среднем на достаточно протяженной дистанции сохраняются постоянными экстремально высокие значения пиковой интенсивности излучения. Области с аномально высокими значениями интенсивности излучения, вплоть до уровня порога пробоя воздуха, локализованы в виде одиночного филамента (одиночная филаментация) либо группы филаментов (множественная филаментация).

Составляющими частями филаментации в оптических средах являются: генерация суперконтинуального излучения и коническая эмиссия; дифракция света в нелинейной диссипативной среде; генерация терагерцового излучения; самокомпрессия светового импульса, формирование «световых пульс»; генерация вынужденного излучения в оптическом диапазоне

в плазменных каналах; формирование высокоинтенсивных слаборасходящихся постфиламентационных каналов. Перечисленные эффекты привели к развитию целого ряда новых технологий в фотонике и атмосферной оптике [1–7].

Центральные проблемы современной атмосферной оптики, связанной с лазерной тематикой, — это доставка световой энергии на протяженные дистанции и лазерное зондирование атмосферы. Использование технологий лазерной филаментации для их решения представляется чрезвычайно актуальным; этим активно занимаются в ведущих странах мира.

Основные механизмы явления филаментации и сопровождающие его процессы к настоящему времени достаточно хорошо изучены для фемтосекундного лазерного излучения видимого и ближнего ИК-диапазонов (750–1500 нм) [1]. Особо тщательно исследованы физические процессы филаментации излучения фемтосекундных лазерных систем с длиной волны в области 800 нм (тераваттные и мультитераваттные титан-сапфировые фемтосекундные лазерные системы). На основе этих исследований был разработан ряд перспективных лазерных систем, таких как, например, Teramobile [1], для мобильного лазерного зондирования и мониторинга окружающего пространства.

Реальные лазерные пучки вследствие своей неидеальности филаментируют сложным образом. Существует проблема формирования филаментационной структуры в прогнозируемом месте трассы, для решения которой необходимо использовать специальные технологии управления параметрами излучения. Решение этой проблемы пока далеко от практического завершения.

\* Дмитрий Владимирович Апексимов (areximov@iao.ru); Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru); Виктор Константинович Ошлаков (ovk@iao.ru).

Лазерная филаментация в воздухе особенно привлекательна в свете ее применения в дистанционном зондировании и лазерной эмиссионной спектроскопии оптического пробоя [2, 3]. По сравнению с традиционным LIDAR-методом, основанным на линейном распространении лазерного пучка, филаментированное излучение удается удержать от дифракционного уширения на существенно больших дистанциях. Разработка методов лазерного зондирования характеристик атмосферы, основанных на новых физических принципах, является актуальной проблемой атмосферной оптики. Поэтому несомненно важной становится задача лазерного зондирования атмосферы с использованием мощных ультракоротких импульсов.

В последние годы сложились новые благоприятные условия для продвижения лазерной филаментации в атмосферно-оптические технологии. Это произошло благодаря созданию в лазерной физике новых перспективных источников мощного ультракороткого излучения в среднем ИК-диапазоне длин волн [5–7]. Использование фемтосекундных и пикосекундных импульсов среднего ИК-диапазона на порядки увеличивает пиковую мощность в филаментах по сравнению с УФ-, видимым и ближним ИК-диапазонами длин волн. Также за счет этого увеличивается дальность их доставки в атмосферу, значительно возрастает спектральный диапазон суперконтинуума, возникают новые уникальные режимы филаментации, связанные с формированием «световых пульс» [7]. Кроме того, филаментация в воздухе в среднем ИК-диапазоне впервые открывает перспективы прямого обнаружения биохимических веществ и газовых загрязнителей воздуха.

Практика атмосферно-оптических исследований требует достоверного прогноза распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения на большие дистанции. Представляет интерес и рассмотрение эффективных режимов управления зоной филаментации с помощью оптики, формирующей структуру пучка. Объем знаний по этим вопросам не соответствует требованиям практики и нуждается в пополнении. Это является стимулом для постановки и проведения новых экспериментальных и теоретических исследований по проблеме филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в атмосфере.

## **Особенности множественной филаментации коллимированного излучения Ti:Sapphire-лазера с сантиметровым диаметром пучка на воздушной трассе**

Филаментация происходит, когда пиковая мощность пучка  $P_0$  достигает некоторого критического значения  $P_c$ . Тогда весь пучок либо его отдельные части, где локальная пиковая мощность  $P_{лок}$  также становится больше  $P_c$ , начинают сжиматься по мере распространения излучения, приводя к увеличению

интенсивности излучения в областях нелинейных фокусов.

Для пучка миллиметрового радиуса и мощности  $P_0 < 10P_c$  самофокусировка приводит к одиночной филаментации, для которой характерно формирование так называемого глобального фокуса, т.е. самофокусировка пучка в целом. Это означает, что на некоторой дистанции происходит сосредоточение энергии пучка в области, поперечный размер которой меньше, чем начальный диаметр пучка.

При  $P_0 > 10P_c$  возникает множественная филаментация. Из начальных пространственных неоднородностей амплитуды и фазы пучка на волновом фронте формируются локальные световые структуры, содержащие в себе плазменные каналы. После окончания филаментации эти структуры – так называемые постфиламентационные каналы (ПФК) – продолжают эволюционировать с угловой расходимостью, которая значительно меньше дифракционной.

С практической точки зрения интересно, будет ли пучок фокусироваться в целом при множественной филаментации. Для этого важно знать зависимость координаты глобального фокуса от начальных параметров излучения: радиуса пучка, пиковой мощности, длительности импульса. Такой анализ необходим для решения задачи управления зоной филаментации коллимированного лазерного излучения.

Представляют интерес и чисто физические аспекты проявления закономерностей в поведении локальных световых структур с высокой интенсивностью в условиях множественной филаментации. Их знание способствует более глубокому пониманию множественной филаментации.

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований глобальной самофокусировки и особенностей множественной филаментации излучения Ti:Sapphire-лазера в воздухе, полученных в ИОА СО РАН.

Эволюция поперечного профиля пучка изучалась для коллимированных пучков различного диаметра сантиметрового масштаба на трассе длиной 150 м. Схема эксперимента подробно описана в [8]. Путем обработки фиксируемых камерой изображений определялись различные поперечные структуры пучка [9]: весь пучок; отдельные ПФК; кольца, окружающие ПФК; интегральные кольца, т.е. кольца радиусом, сравнимым с поперечным размером лазерного пучка.

Примеры изображений поперечной структуры центральной части лазерного пучка на различных дистанциях от конца области множественной филаментации для одного из начальных диаметров пучка ( $d_0 = 2,5$  см), зарегистрированные камерой на экране, представлены на рис. 1. Видно, что центральная часть пучка содержит яркие, так называемые «горячие», точки (ПФК), окруженные системой колец, яркость которых снижается от центра к периферии. Такое снижение яркости подобно распределению плотности энергии в бessel-гауссовом пучке. Как показано в [10], эта конфигурация поперечной структуры пучка, формируемая после области множественной филаментации (ОМФ), является причиной низкой угловой расходимости ПФК.

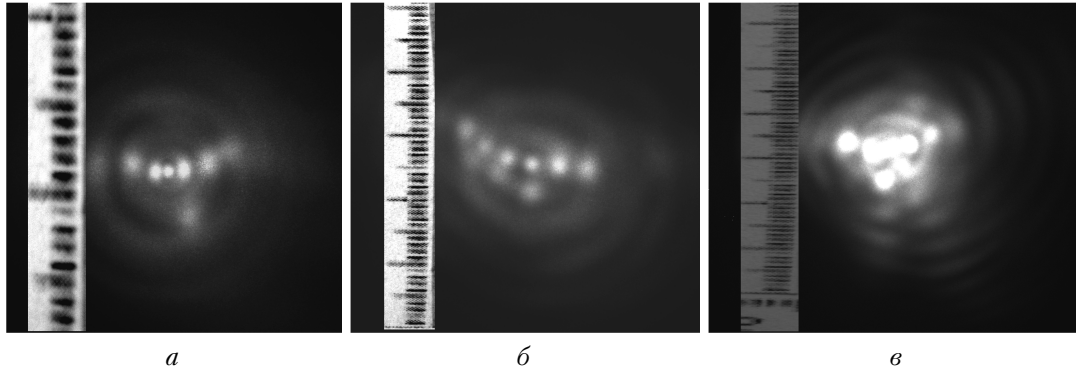


Рис. 1. Поперечная структура лазерного пучка с начальным диаметром 2,5 см: *a* – на удалении 45 м от источника (3 м от конца ОМФ); *b* – 105 м от источника (65 м от конца ОМФ); *c* – 138 м от источника (98 м от конца ОМФ). Рисунок заимствован из [8]

Зависимости радиусов пучка и ПФК от дистанции распространения приведены на рис. 2, *a–c*. Из полученных результатов следует, что угловая расходимость ПФК для пучка с начальным диаметром 1,25 см (рис. 2, *a*) составляет 42 мкрад, для пучка с начальным диаметром 2,5 см (рис. 2, *b*) – 5 мкрад, для пучка с начальным диаметром 5 см (рис. 2, *c*) – 22 мкрад.

Расходимость всего пучка ( $d_0 = 1,25; 2,5; 5$  см) после прохождения глобального фокуса (не включая коническую эмиссию из области филаментации – систему цветных колец) равна 0,6; 0,2; 0,65 мрад соответственно (рис. 2, *a–c*). Аномально низкая расходимость ПФК для пучка с начальным диаметром 2,5 см, возможно, обусловлена тем, что именно для этого пучка, не претерпевшего искажений при

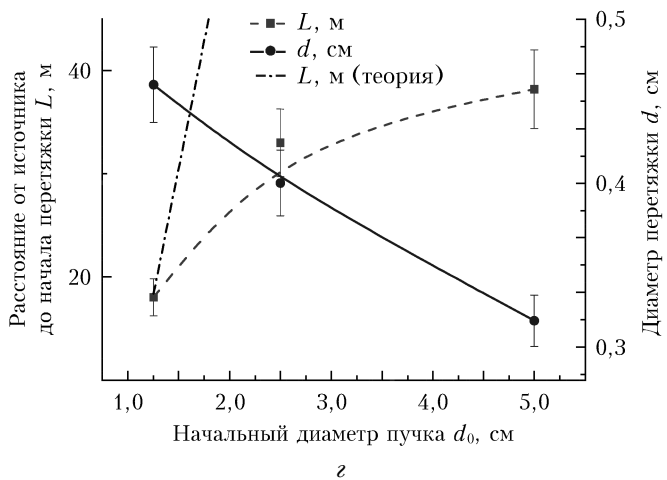
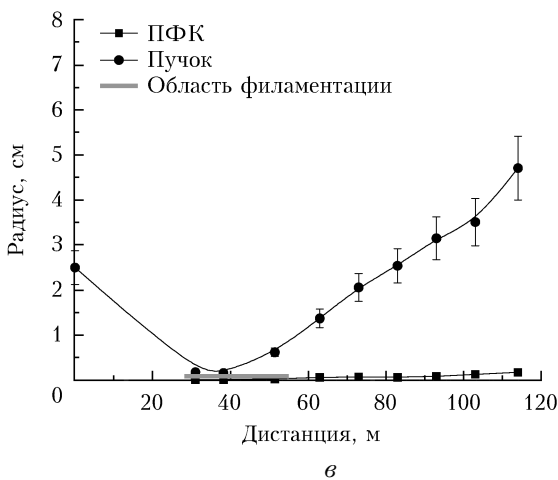
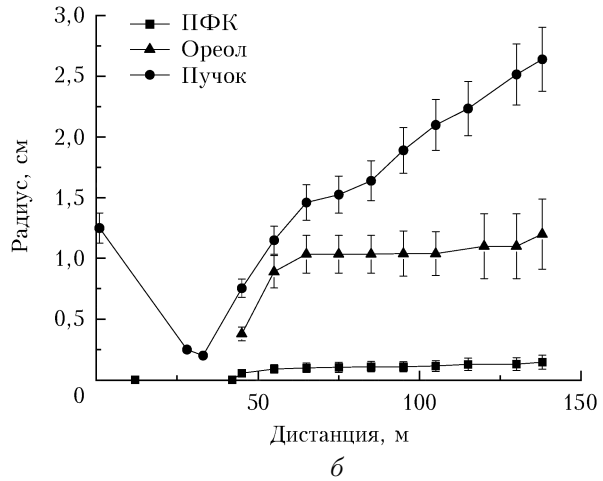
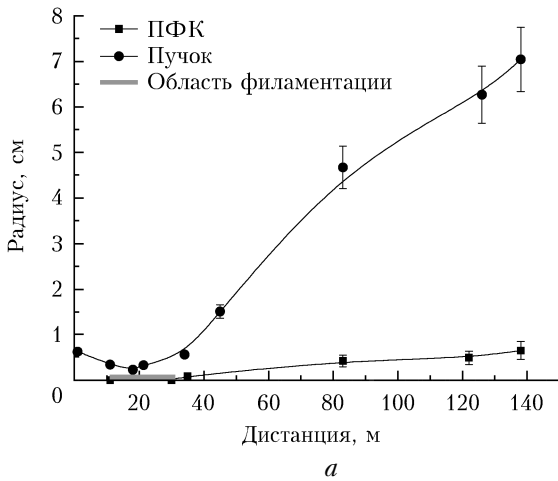


Рис. 2. Радиус пучков и ПФК с начальным диаметром: *a* – 1,25; *b* – 2,5; *c* – 5 см в зависимости от дистанции распространения лазерных импульсов ( $E = 30$  мДж); *z* – диаметр перетяжки пучка и расстояние от начала перетяжки пучка до источника в зависимости от начального диаметра пучка. Рисунок заимствован из [8]

уменьшении или увеличении его диаметра в 2 раза телескопом (см. [8]), кольцевая структура, окружающая пакет ПФК, наиболее ярко выражена.

На рис. 2,  $z$  представлены зависимости расстояния от источника излучения до перетяжки всего пучка — глобального нелинейного фокуса (ГНФ) — и диаметра перетяжки от начального диаметра пучка. Наблюдается возрастающий ход зависимости расстояния от начального диаметра пучка до ГНФ, существенно отличающийся от квадратичной зависимости (реализуется в условиях одиночной филаментации). Оценка дистанции до ГНФ по формуле, записанной в [11] для стационарной самофокусировки и одиночной филаментации, удовлетворительно согласуется с измеренным значением только для минимального радиуса пучка 1,25 мм (рис. 2,  $z$ ). С увеличением начального размера апертуры расхождение между расчетным и измеренным значениями существенно возрастает.

С использованием блока регистрации спектра измерен спектр отдельного ПФК (рис. 3). Из данных на рис. 3 следует, что ширина спектра излучения, ПФК перекрывает диапазон от 400 до 1100 нм.

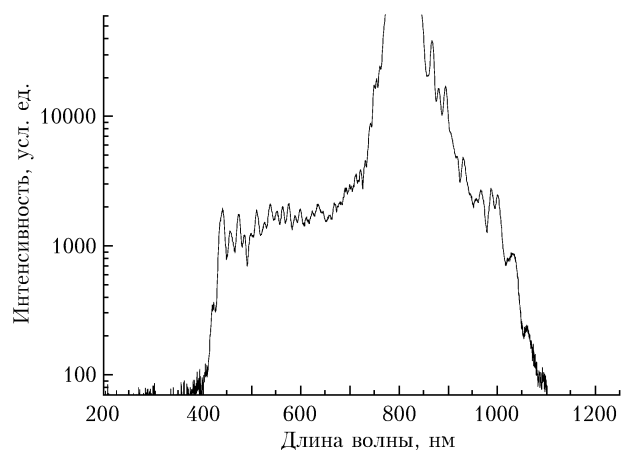


Рис. 3. Спектр одиночного ПФК на расстоянии 100 м от области множественной филаментации ( $E = 30$  мДж,  $d_0 = 2,5$  см). Рисунок заимствован из [8]

Интенсивность в ПФК на удалении в сотни метров от ОМФ можно оценить исходя из следующего эксперимента. В область ПФК был помещен образец оптического стекла, в котором в местах воздействия ПФК зафиксирована множественная филаментация, имеющая структуру полого конуса (рис. 4, цв. вкладка). Такая структура ОМФ наблюдалась также в [12], но только по достижении средней интенсивностью в импульсе с гауссовым распределением значений  $10^{11} - 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Расходимость ПФК на контролируемой трассе протяженностью 150 м для коллимированных пучков составляет десятки мкрад. При множественной филаментации весь пучок самофокусируется, имея минимальный поперечный размер на дистанции, соответствующей максимальному количеству филаментов в ОМФ. Угловая расходимость пучка после глобального фокуса на порядок превосходит расходимость постфиламентационных световых каналов.

Кольцевая структура, окружающая область филаментации, обеспечивает аномально низкую расходимость пакета ПФК. На дистанциях от конца области филаментации, значительно превосходящих ее протяженность, ПФК имеют гауссово распределение плотности энергии в поперечном сечении и максимальную для безионизационного распространения интенсивность, которой достаточно для формирования множественной филаментации в плотных оптических средах.

Структура макроколец формируется не для всех пучков. Установлено, что благоприятные для ее формирования условия могут быть искусственно созданы путем подбора оптимальных пространственных амплитудных и фазовых распределений светового поля на выходе из лазерной системы.

## Управление областью множественной филаментации лазерных пучков различного диаметра на воздушной трассе

### Методика и результаты экспериментальных исследований

На практике управление филаментацией мощного излучения означает обеспечение старта филаментации и, следовательно, плазмообразования на заданной дистанции. Длина области существования филаментов сложнее поддается управлению в связи с недетерминированностью физических процессов, приводящих к срыву филаментации. Пожалуй, единственный случай, когда контроль длины области филаментации возможен, — это остро сфокусированное излучение, для которого филаментация реализуется в пределах линейной фокальной перетяжки пучка [13, 14]. Принципиальная возможность контроля старта филаментации следует из теории стационарной самофокусировки излучения в керровской среде [15]. В рамках этой теории дистанция самофокусировки  $z_{sf}$  пучка с начальной кривизной фазового фронта  $f$  записывается как

$$z_{sf} = \left( \frac{1}{f} + \frac{1}{z_s} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $z_s$  — координата поперечного коллапса коллимированного пучка (зависящая от мощности). Для  $z_s$  существует оценка, которая дается так называемой формулой Марбургера:

$$z_s(\eta) = \frac{0,367L_D}{\sqrt{(\sqrt{\eta} - 0,852)^2 - 0,0219}}, \quad (2)$$

где  $L_D = k_0 R_0^2$  — длина дифракции, где  $k_0$  — волновое число в воздухе,  $R_0$  — начальный радиус лазерного пучка;  $\eta = P_0/P_c$ . Очевидно, что это выражение справедливо только при  $\eta > 1$ .

Из выражений (1) и (2) видно, что изменение размера  $R_0$ , фокусного расстояния  $f$  и приведенной



мощности излучения  $\eta$  вызывает смещение результирующей дистанции  $z_{sf}$  самофокусировки пучка. Причем наибольший эффект может быть достигнут вариацией  $R_0$  ( $z_s \propto R_0^2$ ) и изменением условий начальной фокусировки. В последнем случае, согласно (1), получаем, что для сфокусированного излучения ( $f > 0$ ) филаментация пучка всегда реализуется перед его геометрическим фокусом, в то время как при начальной расфокусировке пучка ( $f < 0$ ) точку коллапса теоретически можно отнести в бесконечность, если выполнить условие  $|f| = z_s$ . Управление стартом филаментации путем изменения мощности излучения менее эффективно из-за того, что параметр  $P_0$  входит в выражение (2) в степени  $1/2$ .

Эксперименты по управлению положением области филаментации тераваттных импульсов первой гармоники Ti:Sapphire лазера с длительностью импульсов  $t_p = 50$  фс, энергией в импульсе до 82 мДж, диаметром пучка  $d_0 = 5; 2,5$  и 1,25 см (по уровню  $e^{-2}$ ), частотой следования импульсов 10 Гц на стенде ИОА СО РАН проводились на трассе длиной 150 м [8].

На рис. 5 представлено положение на трассе области филаментации и распределение в ней количества филаментов при разной начальной фокусировке и дефокусировке пучков различного диаметра при телескопировании пучка (рис. 5). В случае нетелескопированного коллимированного пучка (рис. 5, б) единственный способ смещения области филаментации от источника излучения – уменьшение начальной энергии (мощности) импульса. Однако, как видно из сравнения кривых на рисунке, уменьшение энергии более чем в 2 раза приводит к незначительному (несколько метров) удалению начала филаментации, но сопровождается существенной потерей в количестве филаментов. С уменьшением фокусного расстояния (рис. 5, а) начало и конец области филаментации сдвигаются в сторону источника излучения. Дефокусировка приводит к смещению области филаментации от источника.

Начало филаментации соответствует совокупному фокусу двух компонент – геометрическому фокусу телескопа и нелинейному фокусу, т.е. дистанции коллапса пучка при его самофокусировке. Геометрический фокус рассчитывается по формуле

$$F_g = (f_1 \cdot f_2)(f_1 + f_2 - b)^{-1},$$

где  $f_1$  и  $f_2$  – фокусное расстояние зеркал,  $b$  – база телескопа. Очевидно, что уменьшение базы приводит к увеличению степени дефокусировки пучка, увеличение базы – к увеличению степени фокусировки. Нелинейный фокус рассчитывается по формуле Марбургера (2); совокупный фокус, т.е. координату начала филаментации, можно определить по формуле (1).

В нашей работе [16] представлены зависимости положения начала и конца области филаментации от степени фокусировки и дефокусировки пучка (базы телескопа) для двух диаметров пучков. Установлено, что при заданной энергии импульса диапазон изме-

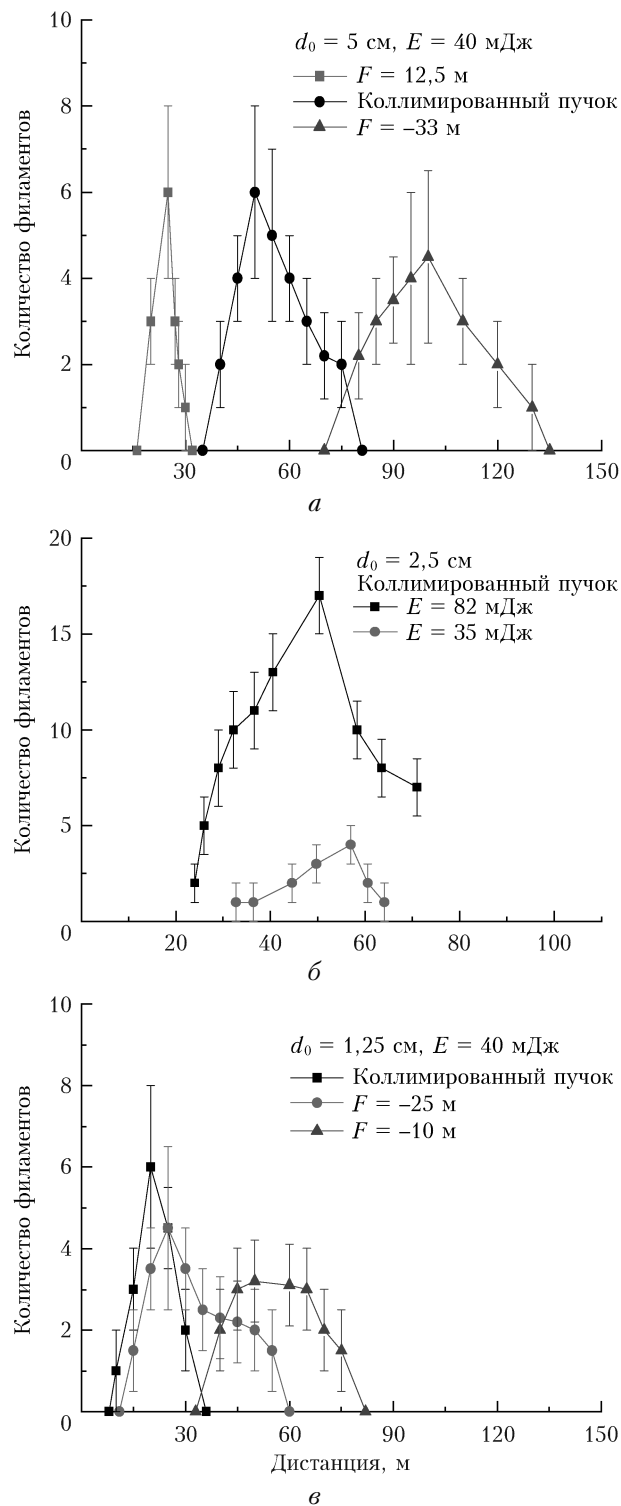


Рис. 5. Распределение филаментов вдоль области филаментации при различной фокусировке (дефокусировке) пучка диаметром: а – 5; б – 2,5; в – 1,25 см. Рисунок заимствован из [16]

нения положения области филаментации для пучка с большим начальным диаметром шире, чем для узкого пучка. При этом как для первого, так и для второго пучка уменьшение расстояния геометрической дефокусировки (уменьшение базы телескопа)

приводит к удалению области филаментации от источника лишь до определенных значений степени дефокусировки, после которых длина области филаментации резко сокращается и затем она полностью исчезает. Это подтверждается зависимостью длины области филаментации от значения числовой апертуры ( $NA = r_0/F_g$ ) для различных энергий импульса и начальных радиусов лазерного пучка [16].

Уменьшение числовой апертуры приводит к увеличению протяженности вдоль трассы области, заполненной филаментами, но лишь до определенных ее значений, зависящих от начального радиуса пучка и энергии (мощности) импульса. Также в работе [16] представлена зависимость длины области филаментации от начального радиуса коллимированного пучка для различных энергий лазерного импульса.

В экспериментах по филаментации лазерных пучков в воздухе показано, что изменение диаметра пучка и его начальной фокусировки позволяют эффективно управлять положением области множественной филаментации на трассах длиной в сотни метров. При этом степень дефокусировки как инструмент удаления области филаментации от источника имеет предельные значения, зависящие от диаметра пучка и его мощности, превышение которых приводит к прекращению филаментации.

### **Закономерности фемтосекундной филаментации при суперпозиции гауссовского и кольцевого лазерных пучков**

Одно из интересных направлений в исследованиях самофокусировки и филаментации световых импульсов связано с профилированными пучками с отличным от гауссовского поперечным распределением интенсивности. Например, кольцевой (трубчатый) [17], супергауссовский пучки [18], квазибездифракционные бessel-гауссовский [19, 20], Эйри- [21], Матье-пучки [22], а также комбинированное распределение в форме гауссовского пучка, окруженного кольцом [23]. Практический интерес к профилированному излучению обусловлен специфическими особенностями линейной дифракции таких пучков, что, в свою очередь, открывает перспективы дополнительного контроля над нелинейным участком распространения, т.е. зоной филаментации.

Ниже рассматривается филаментация в воздухе мощных фемтосекундных лазерных импульсов на несущей длине волны 800 нм при суперпозиции гауссовского пучка (ГП) и кольцевого лазерных пучков — «одетого» пучка (ОП) [24].

В качестве эволюционного уравнения для оптического поля лазерного импульса в нелинейной среде рассматривается уравнение однонаправленного распространения комплексного поля  $E_{k\omega} = E(k_x, k_y, z; \omega)$  в области пространственно-временных частот [25]:

$$\frac{\partial E_{k\omega}}{\partial z} = i(k_z - \omega_0/v_g)E_{k\omega} + i\frac{\omega^2}{2c^2k_z} \frac{P_{k\omega}}{\epsilon_0}, \quad (3)$$

где  $k_z = \sqrt{k(\omega)^2 - k_{\perp}^2}$  — постоянная распространения волны вдоль эволюционной переменной  $z$ ,  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$  — квадрат модуля поперечной составляющей волнового вектора,  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$  — волновое число, зависящее от (круговой) частоты излучения  $\omega$  и дисперсии действительной части показателя преломления среды  $n(\omega)$ ;  $\epsilon_0$ ,  $c$  — диэлектрическая проницаемость и скорость света в вакууме;  $P_{k\omega}$  — нелинейная поляризация среды. Это уравнение записано в бегущих координатах, начало которых связано с движущимся импульсом.

В нелинейно-оптической модели среды для ультракороткого импульсного лазерного излучения выделяется несколько физических процессов, оказывающих определяющее влияние на световое поле: светоиндуцированное изменение показателя преломления воздуха  $n = n(|E|^2)$ , учитываемое оптическим эффектом Керра (мгновенная и инерционная составляющие); фотоионизация среды и плазмообразование. Конкретные выражения для физических эффектов, вносящих вклад в нелинейную поляризацию, можно найти, например, в [26].

Уравнение (3) дополняется кинетическим уравнением для плотности свободных электронов  $\rho_e$ :

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_I(\rho_{nt} - \rho_e). \quad (4)$$

Здесь  $W_I$  — скорость фотоионизации;  $I$  — интенсивность оптического поля;  $\rho_{nt}$  — плотность нейтральных молекул (атомов) среды. Правая часть этого уравнения учитывает полевой тип ионизации среды (многофотонная/туннельная ионизация).

Скорость фотоионизации  $W_I$  вычислялась по модели Переломова—Попова—Терентьева [27], которая была применена для воздушной смеси (20% O<sub>2</sub> + 80% N<sub>2</sub>) при общей концентрации нейтральных молекул  $\rho_{nt} = 2,5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Величины остальных параметров в уравнениях (3), (4) были взяты из [28]. При этом критическая мощность самофокусировки в воздухе на длине волны 800 нм составляет  $P_c = 3,2$  ГВт. Для задания функциональной зависимости  $n(\omega)$  в настоящей работе использовалась дисперсионная формула Коши [29]. Воздух считался непоглощающим.

В численных расчетах начальный профиль поперечного распределения амплитуды лазерного излучения с плоским фазовым фронтом в координатах  $\mathbf{r}_{\perp} \equiv (x, y)$  задавался как сумма двух гауссовских функций

$$E(\mathbf{r}_{\perp}, z = 0) = E_0 \exp\left\{-\left(t/2t_p\right)^2 \times \left[\exp\left\{-\left(|\mathbf{r}_{\perp}|/2R_0\right)^2\right\} + a_r \exp\left\{-\left(|\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_r|/2R_r\right)^2\right\}\right]\right\}, \quad (5)$$

где  $R_0$ ,  $R_r$  — радиус (центральной части) пучка и ширина кольца соответственно (по уровню интенсивности  $e^{-1}$ );  $\mathbf{r}_r$  — радиус-вектор кольцевой области с относительной амплитудой  $a_r$ ;  $E_0 = \sqrt{2I_0/cn_0\epsilon_0}$ ;  $n_0$  — показатель преломления среды;  $I_0$  — пиковая

интенсивность импульса, а  $t_p$  — его длительность. Для определенности все расчеты проведены для пучков с начальным радиусом  $R_0 = 2$  мм и длительностью импульса  $t_p = 100$  фс. Относительная толщина кольца в ОП была фиксированной и составляла  $R_r/R_0 = 0,2$ , а параметры  $a_r$  и  $r_r$  могли варьироваться. Размеры численной сетки составляли  $R_{\perp} = 20R_0$  по пространственным координатам и  $T = 16t_p$  — по временным с шагом 10 мкм и 2 фс соответственно.

Обратимся к результатам численных расчетов одиночной филаментации лазерного импульса в форме ОП. На рис. 6 (цв. вкладка) показано распределение плотности энергии импульса  $w(\mathbf{r}_{\perp}, z) = \int_T |E(\mathbf{r}_{\perp}, z; t)|^2 dt$  (нормированной на начальное значение  $w_0 \equiv w(\mathbf{r}_{\perp} = 0, z = 0)$ ) для двух типов излучения: гауссовского и «одетого» пучков. Начальная пиковая интенсивность в обоих случаях была одинаковой,  $I_0 = 0,13$  ТВт/см<sup>2</sup>, что для ГП давало пятикратное превышение пиковой мощности импульса  $P_0 = 16$  ГВт над критическим уровнем  $P_c$ .

Гауссовский пучок (рис. 6, а) демонстрирует три последовательных зоны нелинейной фокусировки, начиная с дистанции  $z \approx 10$  м и заканчивая максимумом плотности энергии при  $z \approx 22$  м. Протяженность области филаментации ГП, рассчитанная по трассовому профилю пикового значения плотности свободных электронов в канале пучка (на уровне  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>), составляет в этом случае  $\sim 7$  м.

За счет наличия внешнего кольца мощность ОП была приблизительно вдвое выше (28 ГВт), поэтому первый нелинейный фокус здесь формируется, и, следовательно, филаментация начинается раньше, при  $z = 8$  м (рис. 6, б). Затем реализуется еще несколько нелинейных фокусировок пучка, которые можно условно разбить на две группы, находящиеся на расстоянии  $\sim 30$  м. Окончанию филаментации соответствует дистанция  $z = 65$  м, что существенно больше, чем в случае ГП.

Заметим, что эффект удлинения филамента в ОП не может быть объяснен только повышением его начальной мощности по отношению к ГП. Наши расчеты (не приведены) показывают, что даже если взять ГП с таким же значением  $P_0$ , как и в «одетом» пучке на рис. 6, б, то филамент в гауссовском импульсе, несмотря на увеличение мощности, будет всего 14 м. Это вдвое больше, чем длина филаментации на рис. 6, а, но кратко меньше, чем протяженность области филаментации для ОП. Очевидно, причина удлинения области филаментации заключается в специфическом профиле ОП, а именно — в наличии внешнего кольца.

Такая достаточно нетривиальная динамика самофокусировки ОП при изменении параметров кольцевой области указывает на то, что внешнее кольцо, помимо выполнения чисто энергетической функции подпитки филамента, оказывает определенное воздействие на филаментацию центральной области еще и за счет специфики самой дифракции светового пучка рассматриваемого мультимодального профиля.

В таком пучке изначально присутствуют обособленные волновые структуры (центральный максимум, кольцо), световые поля которых интерферируют в процессе распространения в среде, влияя таким образом на весь ход самовоздействия излучения.

С точки зрения дифракционной оптики роль внешнего кольца (световой «одежды») при самовоздействии такого излучения заключается в формировании дополнительного «дифракционного» волновода (ДВ), способствующего самоканализированию центральной части пучка и удержанию его в границах филамента. На устойчивость и длину ДВ влияют энергия в кольце (она повышает эти характеристики), а также расположение кольца относительно оси пучка.

В режиме множественной филаментации преимущества ОП при формировании протяженной области филаментации сохраняются. Внешнее кольцо удерживает, хотя и в меньшей степени, связку центральных филаментов на большей дистанции, чем для ГП. Немаловажно, что после окончания филаментации, уже на этапе безионизационного распространения, в «одетом» пучке формируется наиболее компактный высокоинтенсивный осевой канал со сниженной угловой расходимостью.

## Управление характеристиками множественной филаментации лазерных пучков с использованием биморфного деформируемого зеркала

Проведены экспериментальные и теоретические исследования нелинейного распространения мощных фемтосекундных импульсов Ti:Sapphire-лазера (небольшая длина волны 780 нм, пиковая мощность  $\sim 1$  ТВт, энергия  $\sim 40$  мДж) в режиме множественной филаментации на 140-метровой воздушной трассе. Схема эксперимента представлена в [30].

Основной задачей экспериментов было изучение возможностей управления пространственным положением и структурой области филаментации широкоапертурного лазерного пучка (диаметр апертуры 5 см) путем внесения контролируемых искажений фазы волны с помощью многоэлементного биморфного деформируемого зеркала (ДЗ).

Эксперименты показали, что, в сравнении с обычной параболической фокусировкой, использование биморфного деформируемого зеркала позволяет перемещать область филаментации и плазмообразования по всей длине трассы в более широком диапазоне дистанций, от 20 м до конца трассы без существенного сокращения протяженности существования филаментов. Кроме того, появляется возможность осуществлять конфигурирование пространственного расположения высокоинтенсивных световых каналов в поперечном сечении пучка (рис. 7, цв. вкладка). Для ряда специальных конфигураций волнового фронта пучка (например, при значениях напряжений на управляющих электродах ДЗ, соответствующих

дефокусировке центральной части пучка и фокусировке периферии пучка) реализован режим бесплазменного распространения излучения в форме упорядоченной связки («снопа») высокоинтенсивных ( $10^{11} - 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) слаборасходящихся ( $< 0,01$  мрад) световых каналов, имеющих миллиметровый поперечный размер и высокую пространственную протяженность ( $> 100$  м).

Моделирование множественной филаментации лазерного излучения с абберационным фазовым фронтом, выполненное на основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера в трехмерной пространственной конфигурации, показало, что упорядочение филаментов в пучке происходит вследствие появления в нем устойчивых (кольцевых) световых структур еще на этапе самофокусировки. Форма и энергозапас этих структур определяют расположение и число формирующихся интенсивных каналов, часть из которых впоследствии эволюционирует в филаменты, сопровождаемые плазменными каналами.

### Заключение

Таким образом, в настоящей работе дан обзор наиболее важных экспериментальных и теоретических исследований по физике самофокусировки и филаментации лазерного излучения, проведенных в ИОА СО РАН за последнее десятилетие. Рассмотрены основные способы управления пространственными и энергетическими характеристиками области множественной филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов при их нелинейном распространении на воздушной трассе, включая пространственную фокусировку пучка, а также профилирование его начальных амплитуды и фазы. Проблема реализации и контроля филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения на протяженных атмосферных трассах является по-прежнему актуальной и будет решаться в ИОА СО РАН в ближайшие годы.

1. *Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A., Pugžlys A., Stepanov E.A., Andriukaitis G., Flöry T., Ališauskas S., Fedotov A.B., Baltuška A., Zheltikov A.M.* Mid-infrared laser filaments in the atmosphere // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. P. 8368–8373.
2. *Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P.* Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // *Rep. Prog. Phys.* 2007. V. 70. P. 1633–1713.
3. *Kasparian J., Rodriguez M., Méjean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., André Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L.* White-light filaments for atmospheric analysis // *Science.* 2003. V. 301, N 7. P. 61–64.
4. *Couaïron A., Mysyrowicz A.* Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Rep.* 2007. V. 441. P. 47–189.
5. *Chin S.L., Xu H.L., Luo Q., Théberge F., Liu W., Daigle J.F., Kamali Y., Simard P.T., Bernhardt J., Hosseini S.A., Sharifi M., Méjean G., Azarm A., Marcceau C., Kosareva O., Kandidov V.P., Aközbeke N., Becker A., Roy G., Mathieu P., Simard J.R., Châteauneuf M., Dubois J.* Filamentation “remote” sensing of chemical and

biological agents/pollutants using only one femtosecond laser source // *Appl. Phys. B.* 2009. V. 95, N 1. P. 1–12.

6. *Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Mitryukovskiy S.I., Sidorov-Biryukov D.A., Pugžlys A., Andriukaitis G., Flöry T., Stepanov E.A., Fedotov A.B., Baltuška A., Zheltikov A.M.* Mid-infrared-to-mid-ultraviolet supercontinuum enhanced by third-to-fifteenth odd harmonics // *Opt. Lett.* 2015. V. 40, N 9. P. 2068–2071.
7. *Geints Yu.E., Ionin A.A., Mokrousova D.V., Rizaev G.E., Seleznev L.V., Sunchugasheva E.S., Zemlyanov A.A.* Energy, spectral, and angular properties of post-filamentation channels during propagation in air and condensed media // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2019. V. 36, N 10. P. G19–G24.
8. *Алексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В.* Глобальная самофокусировка и особенности множественной филаментации излучения субтераваттного титан-сапфирового лазера с сантиметровым диаметром выходной апертуры на 150-метровой трассе // *Оптика атмосф. и океана.* 2017. Т. 30, № 9. С. 727–732.
9. *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).
10. *Алексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В., Соколова Е.Б.* Локализованные световые структуры с высокой интенсивностью при множественной филаментации фемтосекундного импульса титан-сапфирового лазера на воздушной трассе // *Оптика атмосф. и океана.* 2017. Т. 30, № 11. С. 910–914.
11. *Boyd R.W., Lukishova S.G., Shen Y.R., eds.* Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects. Berlin: Springer, 2009. 605 p.
12. *Алексимов Д.В., Голик С.С., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В., Соколова Е.Б.* Множественная филаментация коллимированного лазерного излучения в воде и стекле // *Оптика атмосф. и океана.* 2015. Т. 28, № 11. С. 972–978.
13. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н.* Экспериментальные исследования филаментации мощного ультракороткого лазерного излучения с начальной геометрической расходимостью в воздухе // *Квант. электрон.* 2013. Т. 43, № 4. С. 350–356.
14. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С.* Особенности филаментации острогофокусированных ультракоротких лазерных импульсов в воздухе // *Журн. эксперим. теор. физ.* 2010. Т. 138, вып. 5. С. 822–829.
15. *Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В.* Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // *Успехи физ. наук.* 1967. № 93. С. 19–70.
16. *Алексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В.* Множественная филаментация лазерных пучков различного диаметра в воздухе на трассе длиной 150 м // *Оптика атмосф. и океана.* 2016. Т. 29, № 1. С. 51–55.
17. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Численное моделирование самофокусировки и филаментации трубчатых лазерных

- пучков в воздухе // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 8. С. 647–653.
18. *Grow T.D., Ishaaya A.A., Vuong L.T., Gaeta A.L.* Collapse dynamics of super-Gaussian beams // *Opt. Express*. 2006. V. 14, iss. 12. P. 5468–5475.
  19. *Roskey D.E., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M.* Self-action and regularized self-guiding of pulsed Bessel-like beams in air // *Opt. Express*. 2007. V. 15, N 16. P. 9893–9907.
  20. *Компанец В.О., Чекалин С.В., Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П.* Коническая эмиссия фемтосекундного лазерного импульса при фокусировке аксионом в стекло К 108 // *Квант. электрон.* 2006. Т. 36, № 9. С. 821–824.
  21. *Panagiotopoulos P., Papazoglou D.G., Couairon A., Tzortzakis S.* Sharply autofocused ring-Airy beams transforming into non-linear intense light bullets // *Nat. Commun.* 2013. V. 4. P. 2622–2628.
  22. *Hu Y., Nie J., Sun K., Dou X., Chen X., Wan L.* Laser filamentation in air via Mathieu modulation: Ranging from trajectory-pre-designed curved filament to quasi-soliton and ring light bullet // *J. Mod. Opt.* 2017. V. 64. P. 572–580.
  23. *Mills M., Christodoulides D., Kolesik M.* Dressed optical filaments // *Opt. Lett.* 2013. V. 38. P. 25–27.
  24. *Geints Yu.E., Zemlyanov A.A.* Regularities of femtosecond filamentation in the case of superposition of Gaussian and annular laser beams // *Quant. Electron.* 2017. V. 47, N 8. P. 722–729.
  25. *Kolesik M., Moloney J.V.* Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 70. P. 036604-08.
  26. *Couairon A., Brambilla E., Corti T., Majus D., de J. Ramirez-Gongora O., Kolesik M.* Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation // *Eur. Phys. J. Special Top.* 2011. V. 199. P. 5–76.
  27. *Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.* Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *Журн. эксперим. теор. физ.* 1966. Т. 50, № 5. С. 1393.
  28. *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.
  29. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973.
  30. *Apeksimov D.V., Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Kabanov A.M., Oshlakov V.K., Petrov A.V., Matvienko G.G.* Controlling TW-laser pulse long-range filamentation in air by a deformable mirror // *Appl. Opt.* 2018. V. 57, N 34. P. 9760–9769.

*D.V. Apeksimov, Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, G.G. Matvienko, V.K. Oshlakov.*  
**Control of characteristics of multiple filamentation of femtosecond laser pulses in air.**

We present the results of studies on controlling the characteristics of the multiple filamentation domain of femtosecond laser pulses on atmospheric paths using variable initial spatial focus, beam radius, and pulse energy, as well as the structure of the light field at the initial beam aperture.

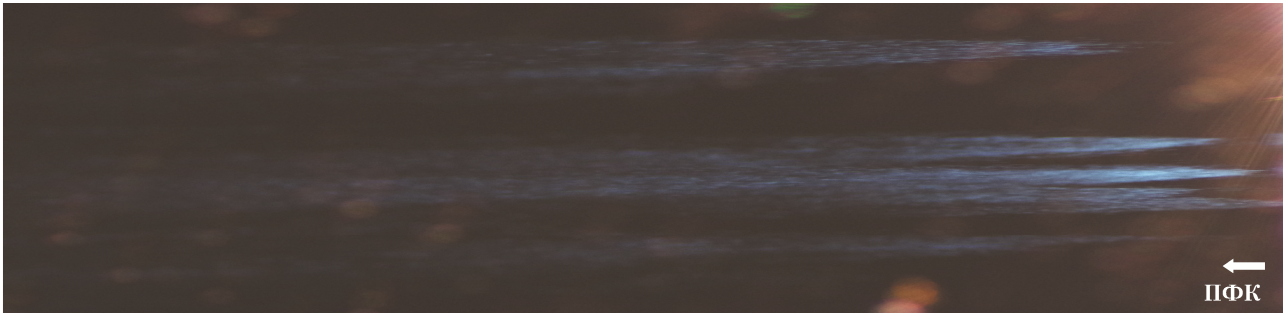


Рис. 4. Множественная филаментация в стекле К8 при воздействии ПФК на расстоянии 90 м от конца области филаментации. Рисунок заимствован из [8]

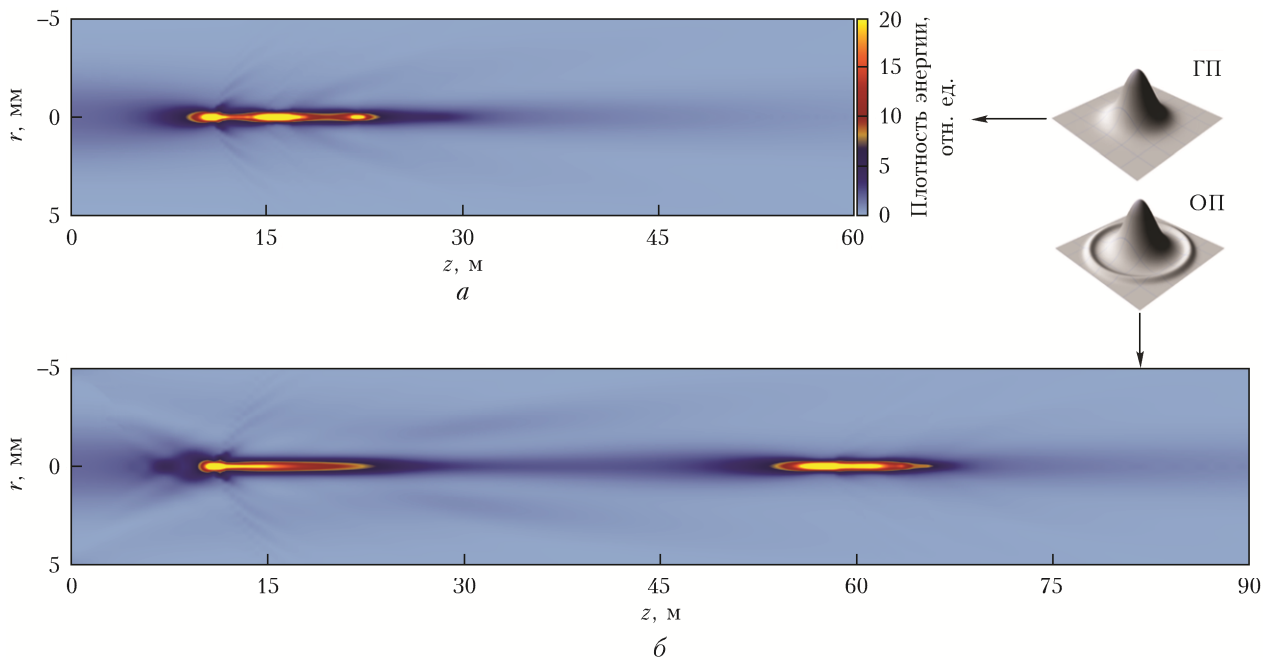


Рис. 6. Распределение плотности энергии импульса вдоль трассы при филаментации: а – гауссовского пучка; б – «одетого» пучка

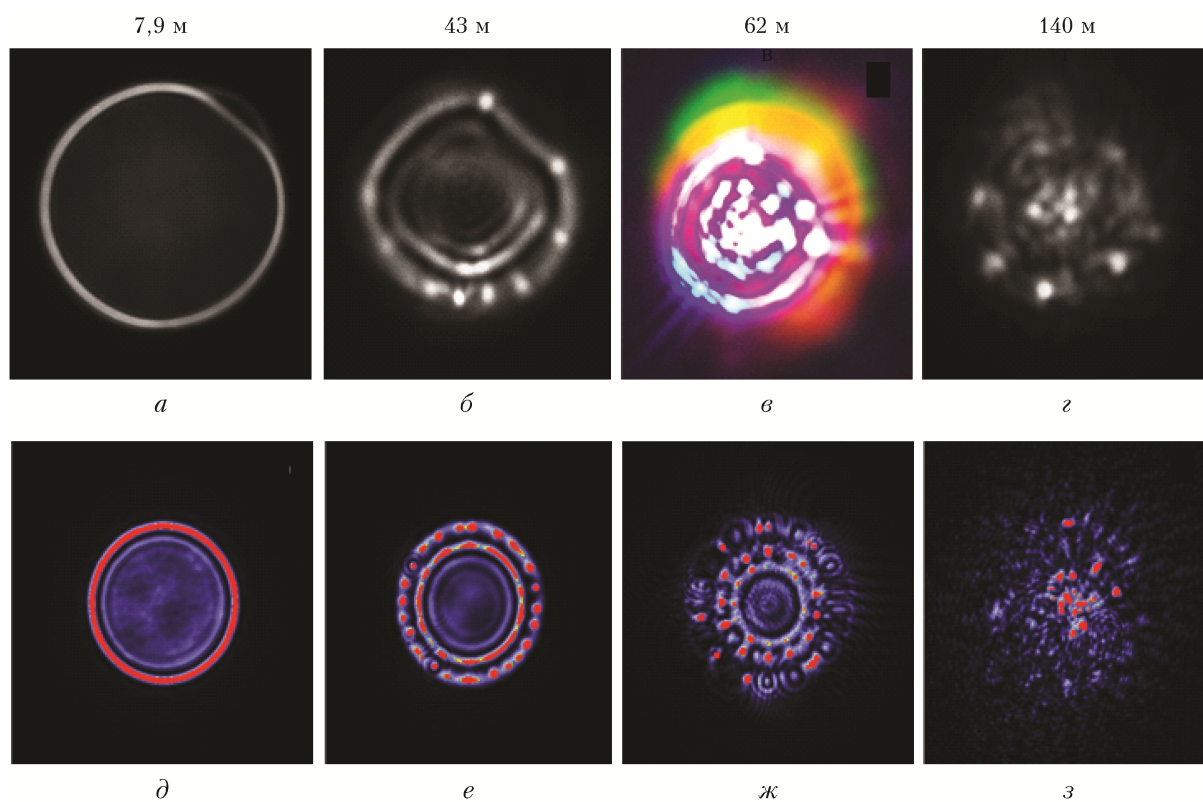


Рис. 7. Динамика бесплазменного самоканалирования фемтосекундного лазерного пучка (780 нм) на 140-метровой воздушной трассе: *a–г* – эксперимент; *д–з* – численное моделирование. Рисунок заимствован из [30]