

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 530.182+535.15

# Оценка характеристик области множественной филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе на основе модели одиночной филаментации

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц, О.В. Минина\*

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

Поступила в редакцию 28.06.2019 г.

На основе данных численного решения нелинейного уравнения Шредингера в постановке задачи об одиночной филаментации проведена оценка характеристик области множественной филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе. Для описания одиночной филаментации лазерного импульса использовался метод дифракционно-лучевых трубок. Продемонстрирована эффективность данного метода для интерпретации экспериментальных результатов и прогнозирования эффектов, что важно при планировании экспериментов. Показано, что характерный размер мелкомасштабных неоднородностей интенсивности в профиле сантиметрового лазерного пучка, которые формируют область множественной филаментации импульсов фемтосекундной длительности, составляет несколько миллиметров. Увеличение радиуса исходного лазерного пучка при телескопировании расширяет размеры первоначальных мелкомасштабных неоднородностей интенсивности и уменьшает содержащуюся в них мощность. Это приводит к увеличению дистанции начала филаментации. Увеличение мощности в пучке способствует удлинению филаментов и увеличению их числа.

*Ключевые слова:* фемтосекундные лазерные импульсы, воздух, самофокусировка, филаментация, дифракционно-лучевая трубка; femtosecond laser pulses, air, self-focusing, filamentation, diffraction-beam tube.

### Введение

Перспективным инструментом для решения практических задач атмосферной оптики являются лазеры ультракоротких импульсов с субтераваттными и тераваттными уровнями мощности. Распространение импульсов данного класса в нелинейной среде сопровождается их филаментацией, т.е. расщеплением лазерного пучка на отдельные каналы с экстремальной интенсивностью излучения. Пространственно-временная локализация световой энергии в филаментах осуществляется за счет комбинированного действия нелинейных (керровская самофокусировка, плазменная дефокусировка, диссипация световой энергии в процессе образования плазмы) и линейных (дифракция и дисперсия) эффектов. Изучение филаментации актуально для экспериментальных и теоретических исследований распространения мощных фемтосекундных импульсов в атмосфере.

Количество отдельных филаментов, формирующихся в поперечном сечении лазерного пучка, может варьироваться от одного (одиночная филаментация) до нескольких десятков и даже сотен (множественная филаментация) в зависимости от того, во сколько раз начальная пиковая мощность в им-

пульсе  $P_0$  превосходит значение критической мощности самофокусировки  $P_{cr}$  и каков размер излучающей апертуры лазерной системы. Согласно существующим теоретическим представлениям формирование протяженной области множественной филаментации может быть связано со взаимодействием световых полей филаментов, что приводит к образованию «дочерних» филаментов из пар «родительских» [1] или к последовательным циклам рефокусировок одного и того же филамента [2].

Анализ результатов численных, лабораторных и натуральных экспериментов [1–10] показал, что для импульсов различной мощности и разных диаметров излучающей апертуры картина множественной филаментации коллимированных либо слабофокусированных лазерных пучков ультракороткой длительности будет существенно отличаться по количеству формируемых филаментов, продольным и поперечным характеристиками области филаментации и возможностям управления ими. В соответствии с данными работы [3] можно условно выделить три режима множественной филаментации ультракоротких лазерных импульсов: слабый, умеренный и сильный. В условиях слабой филаментации формируется один либо несколько филаментов. Режим умеренной множественной филаментации характеризуется возникновением в лазерном пучке нескольких десятков зон с повышенной интенсивностью излучения, что может сопровождаться плазмообразованием в среде. Этот режим представляется наиболее перспективным

\* Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Ольга Владимировна Минина (mov@iao.ru).

для использования в условиях реальной атмосферы. Он позволяет получать достаточно протяженные (десятки и сотни метров) высокоинтенсивные каналы и управлять их количеством и положением путем изменения начальных параметров лазерного излучения либо за счет использования формирующей оптики. В условиях сильной множественной филаментации, которая реализуется, когда  $P_0$  многократно превышает  $P_{cr}$ , образование филаментов происходит стохастично и практически не поддается управлению.

В качестве основного критерия для выделения режимов множественной филаментации при фиксированном размере апертуры пучка в [3] использовалось значение относительной начальной пиковой мощности излучения  $\eta = P_0/P_{cr}$ . Однако картина процесса существенно зависит и от начального размера лазерного пучка. Поскольку его размер изменяется с помощью телескопирования, то естественно связать вариации характеристик филаментации, происходящие при этом, с изменениями масштабов неоднородностей в профиле интенсивности пучка. В экспериментах [9, 10] установлено, что размер апертуры лазерного пучка оказывает сильное влияние на основные характеристики эффекта множественной филаментации: дистанцию начала, размер области филаментации, количество филаментов в сечении пучка, а также сплошность плазменного канала. В связи с этим возникает вопрос о влиянии неоднородности интенсивности (их масштабов, энергосодержания, количества) в исходном профиле лазерного пучка на характеристики области множественной филаментации.

При численном моделировании для учета неоднородностей в пучке можно использовать оцифрованные профили реальных пучков, как это было сделано в [3, 11]. Сравнение структуры области филаментации, полученной в численных и натурных экспериментах в этих работах, показало качественное соответствие результатов. Однако файлы с оцифрованными профилями входных пучков не всегда доступны при проведении численного моделирования. В связи с этим в ряде работ (например, [12]) для моделирования множественной филаментации при задании начального профиля лазерного излучения к идеальному гауссовскому пучку добавлялся случайный шум по амплитуде и фазе светового поля.

В экспериментах по филаментации фемтосекундных лазерных импульсов регистрация плотности их энергии происходит путем накопления во времени сигнала на матрице приемника. В условиях множественной филаментации в распределении плотности энергии в плоскости приема отчетливо видны яркие пятна, каждое из которых обусловлено экстремальной интенсивностью излучения при филаментации лазерных импульсов. Измерение геометрических и физических характеристик этих пятен при распространении излучения по трассе позволяет провести оценку их количества и энергосодержания.

Проведение численных расчетов филаментации фемтосекундных лазерных импульсов требует колоссальных вычислительных ресурсов и для задачи

множественной филаментации широкоапертурных пучков в ее полной постановке пока не представляется возможным. Однако существует возможность оценки характеристик множественной филаментации ультракоротких лазерных импульсов на воздушных трассах на основе результатов моделирования одиночной филаментации. Такое утверждение базируется на данных численных и лабораторных экспериментов по исследованию филаментации фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера в оптической среде — стекле [2]. В результате этих исследований была разработана концепция формирования области множественной филаментации за счет циклических рефокусировок, которая предполагает также независимость формирования филаментов при множественной филаментации. В [2] выявлены некоторые общие закономерности в распределении числа филаментов вдоль дистанции распространения излучения: определено близкое к унимодальному распределение числа плазменных каналов по дистанции, координата максимума которого соответствовала положению нелинейного фокуса лазерного пучка в целом. Кроме того, отмечено, что при повышении энергии в лазерном пучке продольные и поперечные размеры плазменной области увеличиваются.

Таким образом, при использовании этой концепции в анализе множественной филаментации на основе модели одиночной филаментации необходимо проследить эволюцию отдельной световой структуры, формирующейся из неоднородности пространственного профиля интенсивности исходного пучка и проходящую в своей эволюции дофиламентационную, филаментационную и постфиламентационную стадии, а также оценить ее начальные радиус и пиковую мощность.

Цель настоящей работы — оценить характеристики области множественной филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе, используя модель одиночной филаментации.

Численное моделирование одиночной филаментации импульсов титан-сапфирового лазера длительностью 100 фс в воздухе проводилось на основе решения уравнения для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля световой волны (нелинейное уравнение Шредингера) [4] в рамках методики разделения по физическим факторам с применением быстрого преобразования Фурье в области пространственно-временных частот. Использовались ресурсы Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН. Анализ результатов численного моделирования проводился на основе дифракционно-лучевого подхода [13–15].

## 1. Эволюция направляющей световой структуры при филаментации лазерных импульсов в воздухе

В рамках нестационарной дифракционно-лучевой оптики мощного лазерного импульса установлено, что мощность пучка распространяется по специфическим световым структурам — дифракционно-

лучевым трубкам (ДЛТ), границы которых определяются множеством дифракционных лучей (ДЛ). В условиях самофокусировки данные трубки являются направляющими волноводными системами, обеспечивающими подпитку энергией области диссипации внутри филамента. Пространственные траектории ДЛ в каждой точке трассы совпадают с направлением поперечной компоненты вектора Умова–Пойнтинга. В соответствии с методом ДЛТ лазерный пучок (в условиях цилиндрической симметрии) представляет собой множество вложенных друг в друга трубок. Сами ДЛТ по своему определению не пересекаются в пространстве и не обмениваются энергией, но их форма и сечение при распространении могут изменяться, отражая действие физических процессов, сопровождающих распространение излучения в среде.

В работе [15] были получены уравнения для мгновенных и усредненных по времени ДЛ, а также усредненных по времени эффективных квадратов радиусов ДЛТ. Уравнение для средней по времени поперечной координаты ДЛ  $\mathbf{R}_{d\omega}$  имеет вид

$$\frac{d^2 \mathbf{R}_{d\omega}}{dz^2} = \frac{1}{2} \langle \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\epsilon}_{\text{ef}} \rangle_t, \quad (1)$$

где  $z$  – дистанция распространения;  $\langle \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\epsilon}_{\text{ef}} \rangle_t = \frac{1}{w} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\epsilon}_{\text{ef}} I dt$  – усредненный по времени градиент

возмущения эффективной диэлектрической проницаемости  $\tilde{\epsilon}_{\text{ef}}$ ;  $w = \int_{-\infty}^{\infty} I dt$  – плотность энергии излу-

чения;  $I$  – интенсивность волны;  $t$  – время. Величина эффективной диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon_{\text{ef}} = \epsilon_0 + \epsilon_n + \epsilon_d + \epsilon_{\text{dis}}$  определяется линейным материальным значением  $\epsilon_0$  и различными добавками, обусловленными действием светового поля – нелинейной  $\epsilon_n$ , дифракционной  $\epsilon_d$  и дисперсионной  $\epsilon_{\text{dis}}$  составляющими. Возмущение  $\tilde{\epsilon}_{\text{ef}} = \epsilon_{\text{ef}}/\epsilon_0 - 1$  представляет собой относительное отклонение от начальной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_0$ .

Уравнение (1) указывает на то, что средние по времени ДЛ стремятся к оптической оси, когда  $\langle \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\epsilon}_{\text{ef}} \rangle_t < 0$  (кривизна луча отрицательна), и наоборот, если  $\langle \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\epsilon}_{\text{ef}} \rangle_t > 0$ . Следовательно, области среды распространения излучения с отрицательными значениями градиента возмущения эффективной диэлектрической проницаемости можно считать зонами фокусировки ДЛ, а области с положительными значениями – зонами дефокусировки.

При использовании метода ДЛТ для анализа распространения излучения следует учитывать, что трубки разграничивают отдельные потоки световой энергии внутри пучка. Поскольку эти энергетические потоки изолированы друг от друга (ДЛТ не пересекаются), то каждый из них может трактоваться как отдельный квазипучок со своими собственными поперечным размером и угловой расходимостью. В пределах каждого квазипучка выполняется

закон сохранения энергии, поэтому, как и в случае обычных пучков, для описания эволюции ДЛТ можно использовать усредненные (эффективные) характеристики. В частности, полезной характеристикой является усредненный по времени (эффективный) квадрат радиуса ДЛТ

$$\langle R_{\text{ed}}^2(z) \rangle = W^{-1} \iint_{\mathbf{R}_{d\omega}=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{R} dt \mathbf{R}^2 I(\mathbf{R}, t),$$

где  $W$  – энергия в ДЛТ, ограниченной радиусом  $\mathbf{R}_{d\omega}$ . В цилиндрических координатах уравнение для эффективного квадрата радиуса ДЛТ можно записать в виде [16]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \langle R_{\text{ed}}^2 \rangle}{dz^2} = & 2\theta_d^2 + 2\theta_\varphi^2 + \frac{2\pi}{W} \int_0^{R_{d\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} R^2 \frac{\partial \epsilon_n}{\partial R} dR dt + \\ & + \frac{2\pi}{W} \int_0^{R_{d\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} R^2 \frac{\partial \epsilon_{\text{dis}}}{\partial R} dR dt - \frac{4\pi}{W} \int_0^{R_{d\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} R^2 \alpha_n \frac{\partial \varphi}{\partial r} I dR dt + \\ & + \frac{4\pi}{W} \int_0^{R_{d\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} R \alpha_n I dR dt - \\ & - \frac{d}{dz} \left[ \frac{2\pi}{W} \int_0^{R_{d\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} R^3 \alpha_n I dR dt - \frac{2\pi}{W} \int_0^{R_{d\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} R \alpha_n I \langle R_{\text{ed}}^2 \rangle dR dt \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\theta_d^2 = \frac{4\pi}{W} \int_0^{R_{d\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} R^2 I \left( \frac{\partial^2 \epsilon_d}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \epsilon_d}{\partial R} \right) dR dt$  – дифракционная составляющая угловой расходимости излу-

чения в ДЛТ;  $\theta_\varphi^2 = \frac{4\pi}{W} \int_0^{R_{d\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} R I \left( \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right)^2 dR dt$  – фазо-

вая составляющая угловой расходимости в ДЛТ,  $R_{d\omega} = |\mathbf{R}_{d\omega}|$ .

В качестве примера рассмотрим световую структуру, формирующуюся из локализованной неоднородности интенсивности излучения на волновом фронте, значительно превышающей ее среднее значение по пучку. На рис. 1 построены зависимости от дистанции распространения излучения эффективного радиуса световой неоднородности, моделируемой неким гауссовым пучком с начальным радиусом, равным радиусу неоднородности интенсивности по уровню  $e^{-1}$ ; эффективного радиуса световой структуры и характерного поперечного масштаба плотности энергии световой неоднородности. Расчет проведен для радиуса неоднородности  $r_0 = 3,5$  мм гауссова импульса длительностью  $t_p = 100$  фс с относительной пиковой мощностью  $\eta = 6$ .

Как видно из рисунка, эффективный радиус неоднородности на начальном этапе фокусировки уменьшается, а после прохождения глобального нелинейного фокуса начинает резко увеличиваться. Соответствующая рассматриваемой световой структуре лучевая трубка на стадии самофокусировки также сжимается, однако в области филаментации

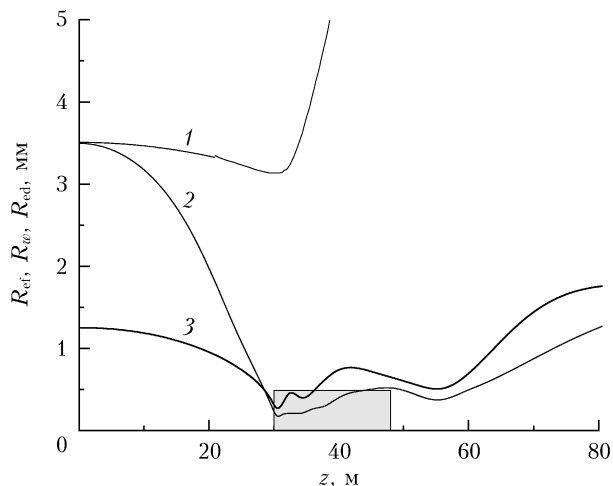


Рис. 1. Эффективный радиус световой неоднородности  $R_{\text{eff}}$  (кривая 1), поперечный масштаб плотности энергии неоднородности по уровню  $e^{-1} R_w$  (кривая 2) и эффективный радиус световой структуры  $R_{\text{eff}}$  (кривая 3) в зависимости от дистанции распространения излучения при филаментации лазерного импульса. Серая область соответствует среднему по дистанции радиусу высокоинтенсивных пятен в поперечном профиле пучка в области филаментации, взятому из [17]

( $30 < z < 55$  м) ее поперечный размер колеблется на уровне  $\sim 0,5$  мм. После прекращения филаментации, на стадии бесплазменного распространения ( $z > 60$  м) эффективный радиус световой структуры начинает увеличиваться, образуя так называемый постфиламентационный канал (ПФК) с малой угловой расходимостью (по сравнению с дифракционной расходимостью в линейной среде).

Отметим, что сравнение экспериментальных данных из работы [17] с теоретическими кривыми на рис. 1 показывает, что области филаментации для сантиметрового пучка субтераваттной мощности (эксперимент) и миллиметрового пучка гигаваттной (расчет) начинаются на одинаковом расстоянии от источника лазерных импульсов. Длина области филаментации, которая в натуральных экспериментах для сантиметровых лазерных пучков может составлять сотни метров, для миллиметровых лазерных пучков не превышает нескольких десятков метров [14]. Это говорит о том, что область множественной филаментации, состоящая из отдельных филаментов, формируется благодаря самофокусировке и филаментации отдельных неоднородностей интенсивности светового поля с разными начальными радиусом и мощностью. От этих параметров будет зависеть не только координата начала филаментации для данной неоднородности, но и длина плазменного канала.

Для примера на рис. 2 показана зависимость длины области филаментации  $L_{\text{fil}}$  от относительной начальной пиковой мощности в импульсе  $\eta$  для неоднородностей различного начального радиуса  $r_0$  (длина плазменного канала определялась по уровню плотности плазмы  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ). Видно, что при увеличении указанных параметров длина области филаментации возрастает. Экспериментальные исследо-

вания множественной филаментации, например [9], подтверждают данную закономерность.

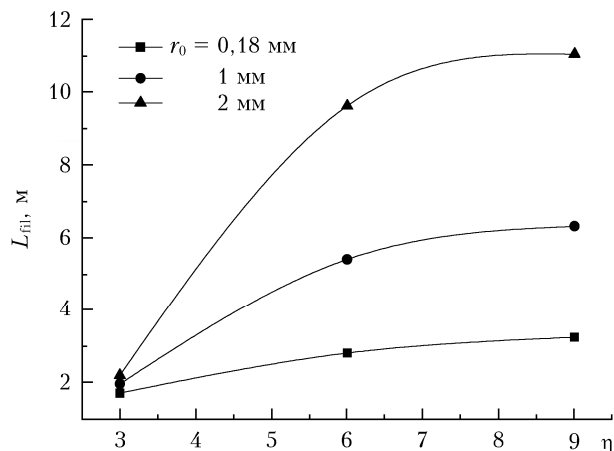


Рис. 2. Зависимость длины области филаментации от относительной начальной пиковой мощности в импульсе для световых неоднородностей различного радиуса

Вернемся к рис. 1. В области филаментации радиус высокоинтенсивных пятен в поперечном профиле пучка (серая область) соответствует размерам световой структуры (кривая 3). Следует отметить, что размер высокоинтенсивных пятен, регистрируемых в [17] в поперечном профиле пучка в области филаментации, слабо менялся вдоль трассы и для различных областей пучка, поэтому серая область соответствует их среднему размеру. Совпадение координаты начала филаментации для световой структуры (кривая 3) и экспериментальных данных (серая область) подтверждает, что область филаментации широкоапертурных лазерных пучков субтераваттной мощности формируется из отдельных световых филаментов, которые возникают при самофокусировке миллиметровых неоднородностей интенсивности в профиле лазерного пучка с относительной пиковой мощностью  $\eta < 10$ .

Таким образом, зная из эксперимента поперечный размер высокоинтенсивных пятен в области филаментации и координату начала области филаментации, можно оценить начальный радиус световой структуры и начальный размер неоднородности интенсивности в профиле лазерного пучка, из которого она была сформирована. В соответствии с рис. 1 получается, что если относительная пиковая мощность в неоднородности  $\eta = 6$ , то начальный радиус неоднородности интенсивности в профиле лазерного пучка составляет  $\sim 3,5$  мм. Это значение на порядок превышает характерные поперечные размеры филаментов [1, 4] и сопоставимо с поперечным размером ПФК [10].

Можно предложить и другой способ оценки начального размера неоднородности интенсивности в профиле лазерного пучка. Для этого полученное в эксперименте значение размера высокоинтенсивного канала в начале области филаментации нужно сопоставить радиусу фокуса  $R_f$  для миллиметровых лазерных пучков из [18]. В данном случае фокус

определяется как пространственная область, в которой происходит локализация определенного набора ДЛТ. В работе [18] отмечалось, что в нормированных координатах  $R_f/r_0$  и  $R_{dzw}/r_0$ , когда  $r_0 > 1$  мм, во-первых, радиус фокуса  $R_f/r_0$  практически не зависит от значения  $r_0$  и, во-вторых, можно выделить ДЛТ, для которых радиус фокуса будет слабо меняться при увеличении начального радиуса ДЛТ и будет составлять около  $0,1R_f/r_0$ . Для сравнения с экспериментальными данными на рис. 3 приведена зависимость радиуса фокуса  $R_f$  от начального радиуса трубки  $R_{dzw}$  для световых неоднородностей различного начального радиуса  $r_0$  при фиксированной мощности  $\eta = 6$ , полученная для интегральной картины.

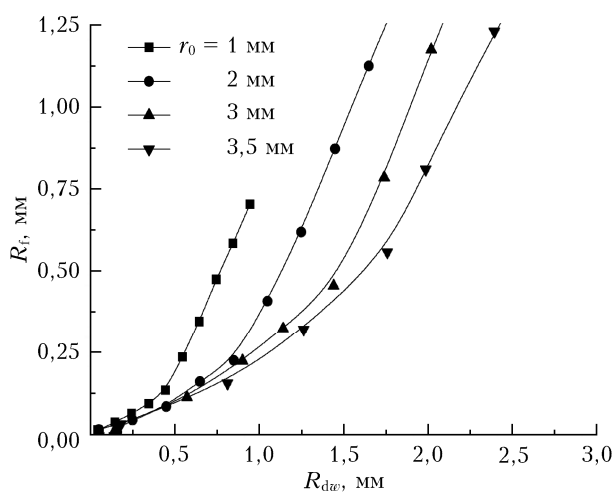


Рис. 3. Зависимость радиуса фокуса от начального радиуса ДЛТ для световых неоднородностей различного начального радиуса

Сопоставив значение радиуса высокоинтенсивного канала в начале области филаментации ( $\sim 0,5$  мм) из [17] с данными на рис. 3, можно предположить, что этот канал был образован световой неоднородностью радиусом  $\sim 3$ – $3,5$  мм, что с учетом погрешности измерений соответствует полученной выше оценке.

## 2. Оценка мощности неоднородности интенсивности светового поля, обеспечивающей формирование начала области филаментации

Для оценки мощности в неоднородности интенсивности светового поля воспользуемся экспериментальными данными из работ [5–10]. Сопоставим указанную неоднородность с некоторым гауссовым пучком с радиусом  $r_0$  и для интерпретации данных используем зависимость нормированной на длину Рэлея  $L_R$  пучка координаты начала филаментации от относительной пиковой мощности для пучков различного начального радиуса (см. [18]). Они были

построены на основе анализа дифракционно-лучевых картин, соответствующих одиночной филаментации лазерных импульсов для пучков с начальным радиусом от 0,18 до 3 мм с относительной пиковой мощностью от 3 до 9. В [18] было установлено, что в нормированных координатах  $(\eta, z/L_R)$  положение начала филаментации остается постоянным для миллиметровых лазерных пучков. Это позволяет использовать данный результат и для неоднородностей интенсивности светового поля с большим начальным радиусом (кривые на рис. 4). Для сравнения с экспериментальными данными координата начала филаментации на рис. 4 приведена в размерных величинах.

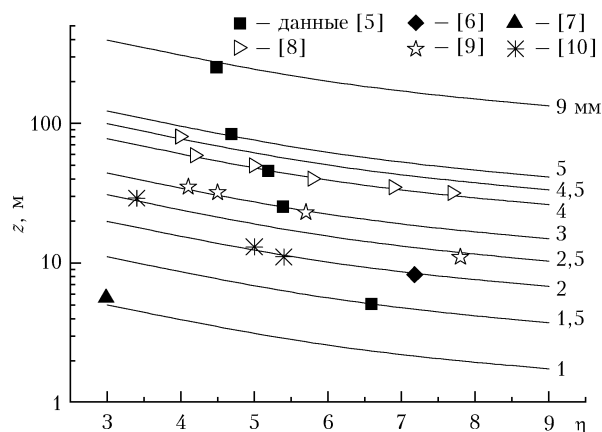


Рис. 4. Зависимость координаты начала филаментации от мощности в неоднородностях различного начального радиуса. Числа у кривых соответствуют начальному радиусу неоднородности

На построенные кривые нанесены точки, соответствующие координатам начала области филаментации по данным работ [5–10]. В [6] (♦ на рис. 4) рассматривалась одиночная филаментация миллиметровых пучков, а в остальных работах – множественная для миллиметровых и сантиметровых пучков с мощностью, превышающей критическую в десятки и сотни раз. Параметры лазерных импульсов представлены в таблице. Их анализ подтверждает, что с увеличением начальной мощности в лазерном импульсе при фиксированном радиусе пучка координата начала области филаментации приближается к источнику излучения. При фиксированной мощности в импульсе увеличение радиуса приводит к удалению координаты начала области филаментации. Важно отметить, что во многих работах для изменения размера лазерного пучка применяются дополнительные оптические (телескопические) системы. В этом случае масштабируется не только сам пучок, но и неоднородности в его профиле, что приводит и к изменению характеристик области филаментации. На рис. 4 это демонстрируют символы \*, соответствующие данным из работы [10], в которой эксперименты проводились для пучков с одинаковыми мощностью и длительностью импульсов, но разными радиусами.

### Параметры экспериментов [5–10, 17]

Публикация	Параметры лазерного излучения			Применение телескопа для расширения лазерного пучка
	Радиус пучка $R_0$ , мм	Энергия $W_0$ , мДж	Длительность импульса $t_p$ , фс	
[5]	17	до 190	200–6000	Дефокусирующее и фокусирующее зеркала диаметром 75 и 200 мм
[6]	2,4–3,6 (эллиптический пучок)	5	45	Не применяется
[7]	4,5	5,2	45	Собирающая и рассеивающая линзы диаметром 25 мм с фокусными расстояниями 0,5 и –0,25 м соответственно
[8–10]	25; 12,5; 6,25	20–82	до 50	Дефокусирующее и фокусирующее зеркала диаметром 50 мм с фокусным расстоянием –0,5 и 1 м соответственно
[17]	12,5	30	50	Не применяется

Из рис. 4 видно, что в экспериментах на воздушных трассах область филаментации ультракоротких лазерных импульсов формируется из содержащих часть энергии пучка неоднородностей миллиметрового размера, что соответствует оценкам, сделанным выше на основе теоретических и экспериментальных данных.

При рассмотрении результатов экспериментов из отдельных работ можно отметить, что увеличение начального радиуса пучка приводит к увеличению размера неоднородностей. К этому приводит и уменьшение начальной мощности в пучке. В результате при удалении от источника лазерного излучения в образовании филаментов участвуют неоднородности с большим начальным радиусом и меньшей мощностью. Данные результаты также соответствуют качественным выводам работы [1].

### 3. Расчет эффективного радиуса сантиметрового пучка фемтосекундных лазерных импульсов при множественной филаментации в воздухе

Как было отмечено выше, увеличение мощности в лазерном импульсе способствует удлинению филаментов и их приближению к началу трассы, а также, как показано в экспериментальных работах [5, 8, 9], росту числа филаментов в поперечном сечении лазерного пучка.

Для теоретической проверки данного факта было проведено моделирование самофокусировки и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов для пучка радиусом  $R_0 = 1,25$  см и различной начальной пиковой мощностью. В силу того, что численное решение нелинейного уравнения Шредингера для сантиметровых лазерных пучков требует значительных вычислительных ресурсов, моделирование проводилось в рамках стационарного приближения [19]. Его результаты представлены на рис. 5, где показана зависимость относительного эффективного радиуса лазерного пучка вдоль трассы при различной начальной пиковой мощности в импульсе. Расчет

эффективного радиуса лазерного пучка проводился по формуле

$$R_{\text{ef}}^2 = W_{\text{in}}^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} R^2 I(\mathbf{R}, z, t),$$

где  $W_{\text{in}} = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} I$  – энергия в неоднородности.

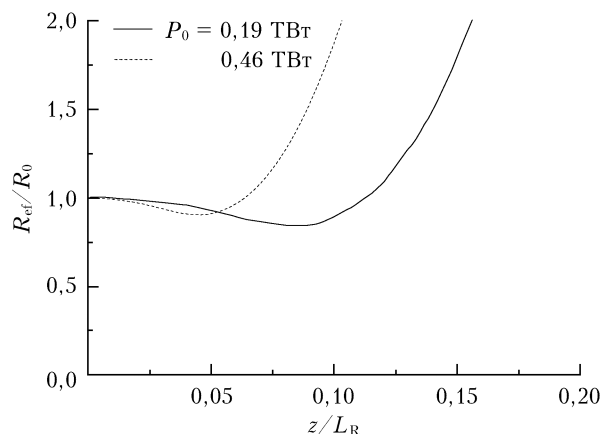


Рис. 5. Зависимость относительного эффективного радиуса лазерного пучка гауссовой формы вдоль трассы при различной начальной пиковой мощности в импульсе

Видно, что с увеличением начальной пиковой мощности поперечный размер фокуса тоже увеличивается, что говорит о тенденции формирования большего числа филаментов в поперечном профиле лазерного пучка. При этом безразмерная координата начала филаментации приближается к источнику излучения. Действительно, при увеличении пиковой мощности в пучке увеличивается эффективная интенсивность, что способствует активации новых неоднородностей светового поля, способных самофокусироваться. Их появление на периферии пучка приводит к снижению ее подфокусирующей роли. Следствием этого является более раннее по дистанции прекращение уменьшения эффективного радиуса пучка и дальнейшего его возрастания за счет дифракционной дефокусировки.

## Заключение

На основе анализа данных численных экспериментов по одиночной филаментации проведена оценка характеристик области множественной филаментации в воздухе. Использование метода дифракционно-лучевых трубок для теоретического описания этих структур и анализ результатов соответствующих экспериментальных исследований показали, что область множественной филаментации фемтосекундных лазерных импульсов субтераваттной мощности для сантиметровых лазерных пучков формируется из миллиметровых неоднородностей интенсивности в профиле лазерного пучка. Увеличение радиуса исходного лазерного пучка при телескопировании увеличивает размеры первоначальных мелкомасштабных неоднородностей интенсивности и уменьшает содержащуюся в них мощность, что приводит к удалению начала филаментации от источника излучения. Рост пиковой мощности в пучке способствует удлинению филаментов и увеличению их числа.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта № АААА-А17-117021310143-2.

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
2. Геинц Ю.Э., Голшк 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.
3. Skupin S., Bergé L., Peschel U., Lederer F., Méjean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.P., Rodriguez M., Wöste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Filamentation of femtosecond light pulses in the air: Turbulent cells versus long-range clusters // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. P. 046602-1–13.
4. *Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects* / R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.R. Shen (eds.). Berlin: Springer, 2008. 605 p.
5. Mechain G., D'Amico C., Andre Y.-B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser // Opt. Commun. 2005. V. 247. P. 171–180.
6. Daigle J.-F. Filamentation in Air: Evolution, Control and Applications: Dis. Ph. D. Quebec: 2012. 132 p.
7. Апексимов Д.В., Букин О.А., Голшк 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., Хорошаева Е.Е. Пространственные характеристики области филаментации гигаваттных лазерных импульсов при их различной фокусировке на атмосферной трассе // Оптика атмосфер. и океана. 2014. Т. 27, № 12. С. 1042–1046.
8. Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К. Филаментация тераваттных лазерных импульсов на стометровой атмосферной трассе // Оптика атмосфер. и океана. 2015. Т. 28, № 3. С. 274–277; Apeksimov D.V., Zemlyanov A.A., Iglakova A.N., Kabanov A.M., Kuchinskaya O.I., Matvienko G.G., Oshlakov V.K., Petrov A.V. Filamentation of terawatt laser pulses along hundred-meter atmospheric paths // Atmos. Ocean. Opt. 2015. V. 28, N 4. P. 372–375.
9. Апексимов 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 атмосфер. и океана. 2016. Т. 29, № 1. С. 51–55; Apeksimov D.V., Zemlyanov A.A., Iglakova A.N., Kabanov A.M., Kuchinskaya O.I., Matvienko G.G., Oshlakov V.K., Petrov A.V. Multiple filamentation of laser beams of different diameters in air along a 150-meter path // Atmos. Ocean. Opt. 2016. V. 29, N 3. P. 263–266.
10. Апексимов 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 атмосфер. и океана. 2017. Т. 30, № 9. С. 727–732; Apeksimov D.V., Zemlyanov A.A., Iglakova A.N., Kabanov A.M., Kuchinskaya O.I., Matvienko G.G., Oshlakov V.K., Petrov A.V. Global Self-focusing and features of multiple filamentation of radiation of a subterawatt Ti:Sapphire Laser with a centimeter output aperture along a 150-m path // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 1. P. 31–35.
11. Berge L., Skupin S., Lederer F., Mejean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.P., Rodriguez M., Wöste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Multiple filamentation of terawatt laser pulses in air // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92, N 22. P. 225002-1–4.
12. Fibich G., Eisenmann S., Ilan B., Erlich Y., Fraenkel M., Zohar Henis Z., Gaeta A., Zigler A. Self-focusing distance of very high power laser pulses // Opt. Express. 2005. V. 13, iss. 15. P. 5897–5903.
13. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Геинц Ю.Э. Дифракционная оптика светового филемента, образованного при самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 10. С. 839–847; Zemlyanov A.A., Bulygin A.D., Geints Yu.E. Diffraction optics of a light filament generated during self-focusing of a femtosecond laser pulse in air // Atmos. Ocean. Opt. 2012. V. 25, N 2. P. 97–105.
14. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Геинц Ю.Э. Энергетические световые структуры при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе. К 50-летию первой публикации о самофокусировке света // Оптика атмосфер. и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 350–362; Zemlyanov A.A., Bulygin A.D., Geints Yu.E. Energy light structures during femtosecond laser radiation filamentation in air. To the 50th anniversary of the first paper about light self-focusing // Atmos. Ocean. Opt. 2014. V. 27, N 4. P. 463–474.
15. Геинц Ю.Э., Землянов А.А., Минина О.В. Дифракционно-лучевая оптика филаментации: I. Формализм дифракционных лучей и световых трубок // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 5. С. 364–371; Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Minina O.V. Diffraction-beam optics of filamentation: I—Formalism of diffraction beams and light tubes // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 6. P. 611–618.
16. Геинц Ю.Э., Землянов А.А., Минина О.В. Дифракционно-лучевая оптика филаментации: II. Дифракционно-лучевая картина филаментации лазерного импульса // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 7. С. 515–522; Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Minina O.V. Diffraction-beam optics of filamentation: II—Diffraction-beam pattern of laser pulse filamentation // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 6. P. 619–625.

17. *Алексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Куцинская 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; *Aleksimov D.V., Zemlyanov A.A., Iglakova A.N., Kabanov A.M., Kuchinskaya O.I., Matvienko G.G., Oshlakov V.K., Petrov A.V., Sokolova E.B.* Localized high-intensity light structures during multiple filamentation of Ti:Sapphire laser femto-second pulses along an air path // *Atmos. Ocean. Opt.* 2018. V. 31, N 2. P. 107–111.
18. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Минина О.В.* Моделирование самофокусировки фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе методом дифракционных лучей и световых трубок // *Оптика атмосф. и океана*. 2019. Т. 32, № 2. С. 120–130.
19. *Алексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К.* Филаментация фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе / под ред. проф. А.А. Землянова. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2017. 162 с.

**A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints, O.V. Minina. Evaluation of the characteristics of the domain of multiple filamentation of femtosecond laser pulses in air based on the single filamentation model.**

Characteristics of the multiple filamentation domain in air are estimated on the basis of the numerical solution of the nonlinear Schrödinger equation in the single filamentation problem statement. The method of diffraction-beam tubes was used to describe the single filamentation of laser pulses. The effectiveness of this method for interpreting experimental results and predicting effects is shown, which is important when planning experiments. The characteristic size of small-scale intensity inhomogeneities in the laser centimeter-radius beam profile, which form a multiple filamentation domain for femtosecond pulses, is shown to be several millimeters. An increase in the original laser beam radius during telescoping increases the sizes of the initial small-scale intensity irregularities, which increases the filamentation start distance. An increase in initial beam power contributes to the elongation of the filaments and increases their number.