

Н.Н. Бочкарев¹, А.М. Кабанов¹, А.Н. Степанов²

Пространственная локализация области филаментации вдоль трассы распространения сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе

¹Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

²Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

Поступила в редакцию 15.03.2007 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований филаментации мощного лазерного пучка при его самофокусировке. Для фемтосекундных импульсов, распространяющихся в воздухе, показано, что координата нелинейного фокуса имеет пространственный масштаб $1/P$ при умеренной для самофокусировки входной мощности P и фокусном расстоянии оптической системы значительно меньше рэлеевской длины пучка. Установлено, что присутствие водного мелкокапельного аэрозоля в области филаментации не вносит существенных особенностей в трансформацию энергетических характеристик лазерного пучка при его жесткой фокусировке.

Введение

Распространение коротких, а соответственно, и мощных лазерных импульсов в атмосфере сопровождается эффектами, приводящими к трансформации пространственных и временных характеристик лазерного пучка. С точки зрения атмосферно-оптических задач наиболее интересной является филаментация лазерного пучка — формирование в пучке высокоинтенсивного волноводного канала-филамента диаметром 70–100 мкм, пиковой интенсивностью $I_f = 10^{14}$ Вт/см² и протяженностью от нескольких сантиметров до сотен метров, в зависимости от условий распространения и характеристик лазерного импульса.

Задача управления пространственной локализацией филаментированного участка трассы в этой связи достаточно актуальна и требует исследования вопросов, связанных с влиянием фокусного расстояния оптической системы на процесс филаментации в условиях фокусирующего эффекта керровской нелинейности, обусловленной нелинейностью электронной поляризуемости с временами релаксации доли фемтосекунд [1], и дефокусирующего эффекта плазмы, возникающей при многофотонной ионизации среды в мощном лазерном пучке.

Исследованию пространственной локализации области филаментации, в том числе положения нелинейного фокуса (длина самофокусировки или начало области филаментации), посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных исследований, начало которым было положено в [2], где было предсказано для интенсивного лазерного пучка, распространяющегося в условиях фокусирующего эффекта Керра, что положение фокуса светового пучка F_N , если его мощность P превышает кри-

тическую мощность для коллапса пучка P_{cr} , имеет пространственный масштаб $F_N \sim 1/\sqrt{P}$. Величина F_N — нелинейный фокус — всегда меньше геометрического фокуса и является важнейшей характеристикой в описании распространения мощных лазерных пучков в нелинейных средах.

Поскольку точной аналитической формулы для описания величины F_N не существует, то решение этой проблемы проводится путем численного моделирования. Нестабильность решения нелинейного уравнения Шредингера для плоских волн при самомодуляции фазы приводит к зависимости $F_N \sim 1/P$, на что впервые указано в [3]. Этот результат в различных вариантах впоследствии служил численной демонстрацией того, как небольшая доля шума во входном пучке, что, как правило, имеет место и в практике, приводит к коллапсу и разрыву пучка на множество филаментов.

Вопросы формирования и динамики нелинейного фокуса при переходе от одиночной к множественной филаментации недавно обсуждались в [4] на основе влияния шумов во входном пучке на решение нелинейного уравнения Шредингера, т.е. на основе эффекта, впервые указанного в [3]. Численным моделированием и экспериментально, по индикации ожогов на перемещаемой мишени поливинилхлорида, для коллимированного гауссовского пучка показано, что изменение положения нелинейного фокуса от зависимости $F_N \sim 1/\sqrt{P}$ к $F_N \sim 1/P$ происходит в результате перехода от одиночной к множественной филаментации и зависит от начального шума во входном пучке.

Как известно, традиционное решение нелинейного уравнения Шредингера с гауссовским по времени и пространству профилем для медленно меняющейся

комплексной амплитуды электромагнитного поля при учете частотной дисперсии в воздухе, мгновенной и инерционной составляющих эффекта Керра, нелинейного поглощения и рефракции излучения на плазме, образующейся в результате многофотонной ионизации газа, не приводит к разрушению структуры пучка на множество филаментов [5]: при филаментации после нелинейного фокуса образуется одна нить-филамент. Кроме того, в связи с неустойчивостью получаемых решений и их интерпретацией в области геометрического фокуса F оптической системы подобные задачи решаются, как правило, для коллимированных пучков или пучков с фокусным расстоянием оптической системы, близким к рэлеевской длине пучка L_R : $L_R = kr_0^2$, где r_0 – начальный радиус пучка; $k = 2\pi/\lambda$.

В монографии [6] приведено эмпирическое соотношение, полученное по результатам экспериментальных исследований и позволяющее с приемлемой точностью определять координату нелинейного фокуса для коллимированных пучков:

$$F_{NC} = \frac{L_R}{2,725\sqrt{[(P/P_{cr})^{0,5} - 0,852]^2 - 0,022}}. \quad (1)$$

Протяженность области филаментации, в том числе и расстояние до нелинейного фокуса, сокращается с возрастанием остроты фокусировки, на что указано в [7]. Для этого случая в [6] приведено соотношение, позволяющее определять положение нелинейного фокуса для сфокусированного пучка:

$$F_N = \left(\frac{1}{F} + \frac{1}{F_{NC}} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где

$$F_{NC} = 2 / [(P/P_{cr}) - 1]^{0,5}.$$

Следует заметить, что в соотношение (2) входит начальная мощность пучка, и это для коллимированных пучков или пучков с $F_N \sim L_R$ может давать удовлетворительное согласие теории с экспериментом. Однако зависимость эффекта Керра от интенсивности ставит под сомнение справедливость соотношений (1) и (2) при острой фокусировке $F_N \ll L_R$, поскольку интенсивность в этом случае сильно зависит от продольной координаты. Таким образом, вопрос о формировании нелинейного фокуса при жесткой фокусировке $F \ll L_R$ остается открытым.

Для исследования динамики положения нелинейного фокуса и длины филаментированного участка лазерного пучка нами использовался оптико-акустический метод [8], который позволяет бесконтактным способом с приемлемой точностью определять границы области филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе.

Экспериментальная установка и методика измерений

В экспериментальных исследованиях филаментации сфокусированного лазерного пучка использован источник лазерных импульсов – лазерный комплекс с Ti:Sa-кристаллом и накачкой Nd-YAG-лазером, генерирующий импульсы излучения $\lambda = 0,8$ мкм, длительностью $\tau_n = 80$ фс при энергии в импульсе $E < 15$ мДж и частоте повторения импульсов 10 Гц. Использовался также моноимпульсный режим. Ширина спектра излучения для нано- и фемтосекундных импульсов на полувысоте составляла ~ 25 нм. Распределение интенсивности по сечению пучка близко к гауссову, ширина на уровне $0,135I_{\max}$ составляла 8 мм.

Схема установки для эксперимента представлена на рис. 1.

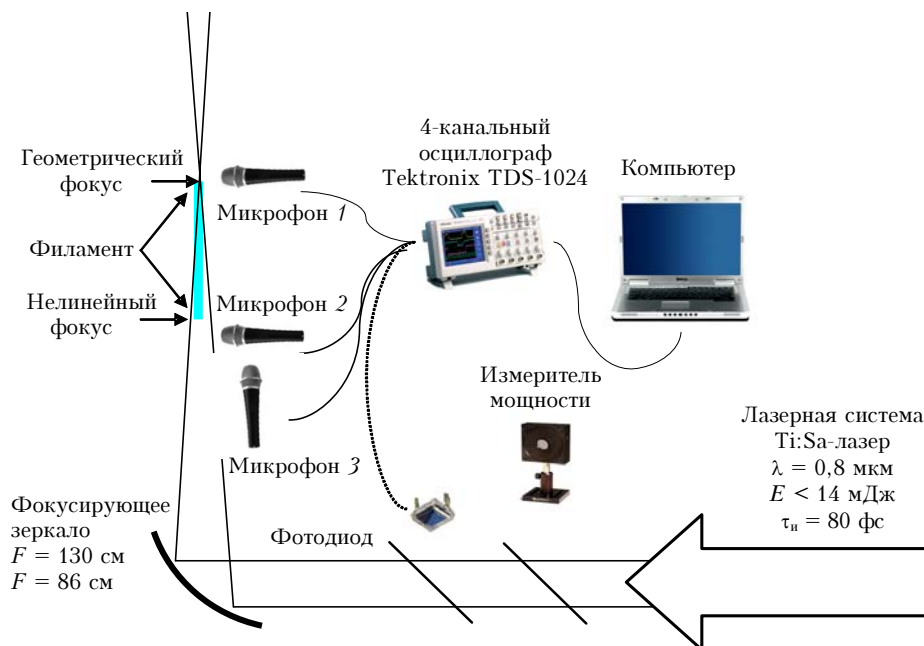


Рис. 1. Блок-схема эксперимента

Измерения пространственного положения и размера филаментированного участка канала распространения лазерного импульса, а также положения нелинейного фокуса проводились по акустическому отклику взаимодействия лазерного импульса со средой распространения. Акустическая часть установки включала несколько каналов регистрации, калиброванных по звуковому давлению, с линейным частотным диапазоном 20 Гц ÷ 100 кГц. Специальных мер звукоизоляции измерительных микрофонов от внешнего акустического шума (работающая установка), достигавшего звуковых давлений $P_{\text{изм}} \sim 0,025$ Па, не применялось. Для обработки слабых акустических откликов со звуковыми давлениями менее $\sim 0,05$ Па использовалось программное обеспечение, содержащее расширенный инструментарий для оптимальной обработки оптико-акустических цифровых данных: компенсация частотных и фазовых искажений каналов регистрации; оптимальная полосовая фильтрация полезных сигналов на фоне внешних акустических шумов и аппаратурных помех; компенсация нелинейных, дифракционных и диссипативных искажений регистрируемых оптико-акустических сигналов.

В измерениях применялись две методики. Первая – при использовании фокусирующего зеркала с $F = 86$ см и моноимпульсного режима работы лазерного источника, состояла в регистрации акустического сигнала в продольном относительно области филаментации направлении. Для этого микрофон 3 располагался соосно с лазерным пучком на расстоянии 61 см от фокусирующего зеркала и на расстоянии 2 см от лазерного пучка. При этом формирование временной развертки акустического сигнала происходило путем последовательной регистрации сигналов, генерируемых элементами объема филаментации, по длительности, начиная от начала области – нелинейного фокуса к ее удаленному относительно микрофона 3 концу – геометрическому фокусу. Аналогичная методика была описана в [9] и использовалась при регистрации электрических разрядов в воде.

Типичная осциллограмма, обработанная полосовым фильтром, представлена на рис. 2.

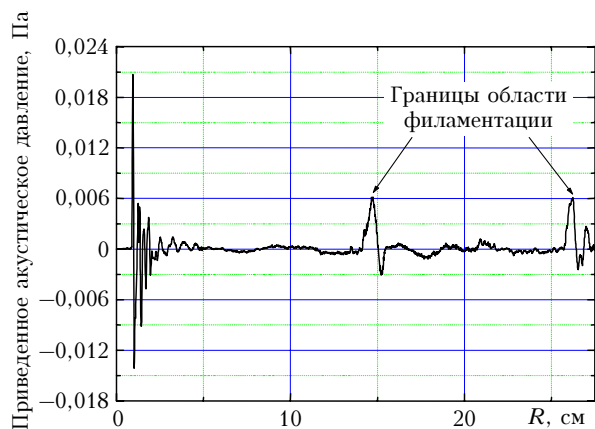


Рис. 2. Временная развертка акустического сигнала, генерируемого пучком лазерного излучения и регистрируемого в продольном направлении. Акустическое давление приведено к расстоянию 1 м: $P_{\text{ак.пр}} = P_{\text{ак.изм}}R$

Подобные осциллограммы уже были получены в [8], но носили качественный характер без связи длины филамента с энергией в лазерном импульсе. Первый пик сигнала соответствует акустическому импульсу, формируемому лазерным пучком в непосредственной близости от микрофона ($d = 2$ см) за счет диссипации лазерной энергии в тепловую энергию воздуха [8]. Второй сигнал соответствует началу филамента, т.е. его границе, расположенной ближе к источнику лазерного излучения. Третий пик соответствует дальней границе филамента, т.е. области распада филамента. Расстояние от фокусирующего зеркала до передней и задней границ филамента, см, $R_{\text{ф}} = 61 + tc_3$, где t – время от начала запуска синхроимпульса до второго либо третьего пиков на осциллограмме; c_3 – скорость звука в воздухе.

Следует отметить, что в соответствии с [9] цилиндрический источник акустического сигнала, каковым является филамент, излучает в направлении основания цилиндра два однополярных акустических импульса, соответствующих ближнему и дальнему основанию цилиндра по отношению к приемнику, причем первый импульс положительный (фаза сжатия), второй – отрицательный (фаза разрежения). В нашем случае фиксируются акустические сигналы одинаковой полярности, что отчасти связано с полосовой фильтрацией сигналов при обработке. При этом пространственное положение сигнала, соответствующего дальнему основанию цилиндра, устойчиво локализовано вблизи геометрического фокуса.

В связи с этим уместно предположить, что данный сигнал соответствует акустическому отклику от плазмы оптического пробоя, формируемого в геометрическом фокусе зеркала при любой реализуемой в настоящем эксперименте начальной энергии в лазерном импульсе за счет той части пучка, интенсивности в которой недостаточно для керровской самофокусировки. Небольшое смещение положения данного сигнала в направлении к источнику при увеличении энергии в импульсе связано с тем, что пороговая интенсивность оптического пробоя, определяемого в основном многофотонной ионизацией, достигается в большем диаметре лазерного пучка, т.е. ближе к источнику.

При фокусировке лазерного излучения зеркалом с $F = 130$ см для определения размеров области филаментации применялась другая методика. Частота повторения лазерных импульсов составляла 10 Гц. Микрофоны 1 и 2 (см. рис. 1) размещались перпендикулярно лазерному пучку на расстоянии 1,5 см от него в областях, примерно соответствующих началу формирования филамента и его распаду. Микрофоны сканировались эквидистантно оси лазерного излучения. Точки начала и конца филамента определялись по резкому уменьшению (примерно в два раза) акустического отклика, регистрируемого визуально на экране осциллографа при выходе микрофона из зоны филаментации.

Характер изменения амплитуды акустического отклика при переходе в зону филаментации иллюстрирует рис. 3, полученный для фокусирующего зеркала с $F = 130$ см при работе лазерного источника

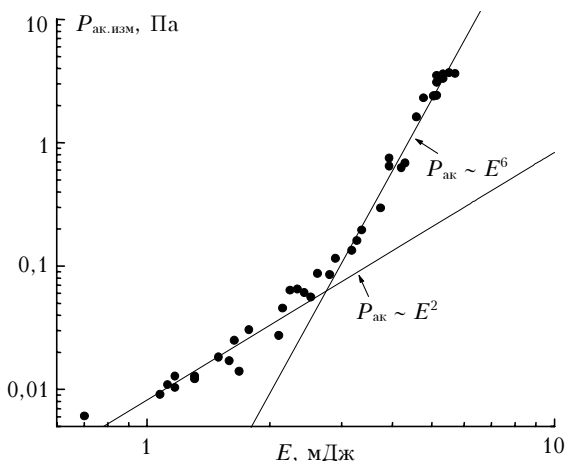


Рис. 3. Зависимость пикового акустического давления от энергии в лазерном импульсе

в моноимпульсном режиме. Микрофон 2 находился на расстоянии 118 см от фокусирующего зеркала и на удалении 1,5 см от оси лазерного пучка. Видно, что при достижении в лазерном импульсе энергии $E \sim 3$ мДж, т.е. при достижении зоной филаментации места, где установлен микрофон, зависимость пикового акустического давления в принимаемом сигнале меняет вид с квадратичной, характерной для ротационного механизма диссипации лазерной энергии во внутреннюю кинетическую энергию среды [10], на степенную с показателем 6, характерную для многофотонной ионизации воздуха. Заметим, что пороговое значение энергии возникновения филамента в геометрическом фокусе в нашем эксперименте составило ~ 1 мДж.

Результаты экспериментальных исследований и их обсуждение

Зависимости расстояния от фокусирующего зеркала до начала и конца филамента R_f как функции входной энергии пучка E , полученные с использованием первой методики измерений, представлены на рис. 4 кривыми 3 и 4 соответственно.

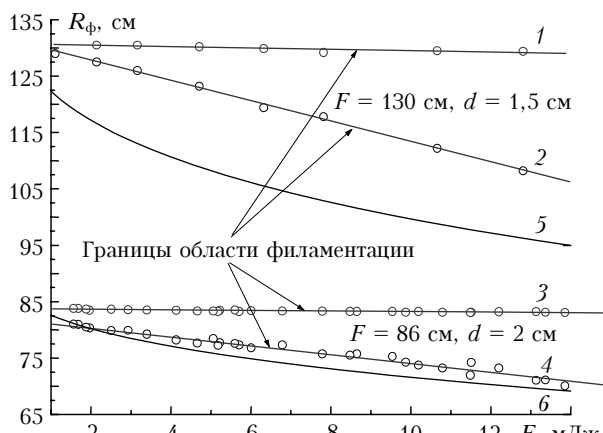


Рис. 4. Зависимость положения начала (2, 4) и конца (1, 3) области филаментации для двух фокусирующих зеркал; 5, 6 – теоретические зависимости

С использованием зависимости $P_{ак.изм}(E)$, показанной на рис. 3, и второй методики измерений получены зависимости $R_f(E)$, представленные на рис. 4 кривыми 1 и 2 соответственно.

Из рис. 4 следует, что с увеличением энергии в импульсе, начиная с энергии $E \sim 1$ мДж, начало филамента приближается к фокусирующему зеркалу (удаляется от геометрического линейного фокуса зеркала), т.е. с ростом энергии или интенсивности излучения существенный вклад начинает вносить нелинейная фокусировка излучения. При этом положение дальней (по отношению к зеркалу) границы филамента практически не меняется. Ближняя (по отношению к фокусирующему зеркалу) граница филамента в диапазоне энергий $E = 1 \div 14$ мДж приближается к зеркалу с $F = 130$ см примерно на 24 см, а к зеркалу с $F = 86$ см примерно на 11 см.

Рис. 4 показывает, что в диапазоне энергий в лазерном импульсе, начиная с пороговой, для филаментации до максимально достигнутого в экспериментах значения 14 мДж длина филамента растет линейно для фокусирующих зеркал с $F = 86$ и 130 см. Приведенные на рис. 4 зависимости 5 и 6 были рассчитаны в соответствии с соотношением (1).

Экспериментальные исследования распространения фемтосекундных лазерных импульсов в водном аэрозоле [8] показали, что ослабление энергии импульсов аэрозольным слоем близко к закону Бугера с коэффициентом ослабления, слабо отличающимся от линейного, и что аэрозольная среда способна не только уменьшать энергию фемтосекундного импульса, но и увеличивать его длительность за счет дисперсии в водных частицах. Мощность импульса уменьшается, что согласно (1) должно повлиять на режим самофокусировки и длину филаментированного участка.

Для исследования влияния указанных механизмов был поставлен специальный эксперимент с монодисперсным водным аэрозоле. Частицы радиусом 2,5 мкм и концентрацией аэрозоля $N \sim 10^5 \div 10^7$ см $^{-3}$ в виде струйки толщиной 1,3 см вводились в лазерный пучок между фокусирующим зеркалом и зоной филаментации. Сравнение полученной зависимости длины филаментированного участка от концентрации аэрозоля (значки на рис. 5) с расчетной зави-

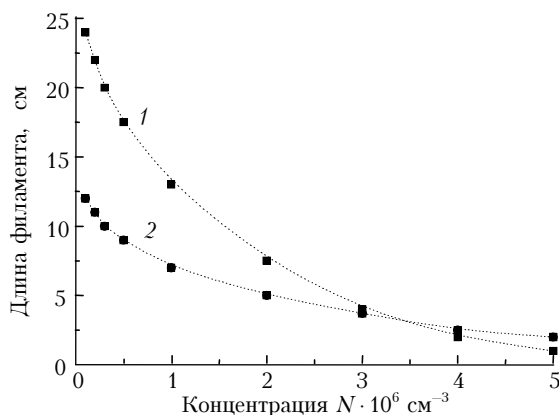


Рис. 5. Зависимость длины зоны филаментации лазерного пучка от концентрации аэрозольных частиц. Кривые – расчет длины филамента по данным энергетического ослабления [8] и кривым 1–4 на рис. 4 при энергии в импульсе $E = 15$ мДж. $F = 130$ см (1), 86 см (2)

симостью (кривые), полученной с учетом энергетического ослабления излучения от концентрации аэрозоля [8], а также зависимостей длины филамента, показанных на рис. 4, позволяет заключить следующее. Для условий выполненного эксперимента вносимые водным аэрозолем искажения во временные и пространственные характеристики лазерного импульса незначительны либо отсутствуют, поскольку не приводят к изменениям процесса филаментации.

Заключение

Экспериментально показано, что при жесткой фокусировке лазерного пучка с фемтосекундной длительностью импульса увеличение начальной энергии в импульсе приводит к смещению нелинейного фокуса от геометрического в сторону источника прямо пропорционально увеличению начальной энергии импульса. Монодисперсный водный аэрозоль не вносит существенных особенностей в трансформацию лазерного пучка при его пространственной фокусировке, что позволяет рекомендовать такой аэрозоль для использования в качестве линейного нейтрального ослабителя при управлении положением нелинейного фокуса и пространственным положением области филаментации.

1. *Авербах В.С., Бетин А.А., Гапонов В.А., Макаров А.И., Пасманик Г.А., Таланов В.И.* Эффекты вынужденного рассеяния и самовоздействия в газах и влияние их

- на распространение оптического излучения // Изв. вузов. Радиофиз. 1978. Т. XXI. № 8. С. 1077–1106.
2. *Kelley P.L.* Self-focusing of Optical beams // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 1005.
 3. *Bespalov V.I., Talanov V.I.* Filamentary structure of light beams in nonlinear media // JETP Lett. 1966. V. 3. N 3. P. 307–309.
 4. *Fibich G., Eisenmann S., Ilan B., Erlich Y., Fraenkel M., Henis Z., Gaeta A.L., Zigler A.* Self-focusing distance of very high power laser pulses // Opt. Express. 2005. V. 13. N 15. P. 5897–5903.
 5. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Самофокусировка мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере в условиях управления его параметрами // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 9. С. 773–779.
 6. *Власов С.Н., Таланов В.И.* Самофокусировка волн. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997. 200 с.
 7. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
 8. *Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов Ал.А., Кабанов А.М., Карташов Д.В., Курсанов А.В., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н.* Экспериментальное исследование взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с аэрозолем // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 12. С. 971–975.
 9. *Наугольных К.А.* Импульсные акустооптические явления // Акустич. ж. 1977. Т. XXIII. Вып. 1. С. 171–173.
 10. *Bochkarev N.N., Kartashov D.V., Kiselev A.M., Kirsanov A.V., Ponomarev Yu.N., Stepanov A.N., Tikhomirov B.A.* Nonlinear absorption of intense femtosecond laser radiation in air // Opt. Express. 2006. V. 14. N 17. P. 7552–7558.

N.N. Bochkarev, A.M. Kabanov, A.N. Stepanov. Spatial localization of the filamentation region along the path of propagation of the focused femtosecond laser radiation in air.

Results of experimental study of the focused high-power laser beam filamentation at its self-focusing are presented. It is shown for femtosecond pulses, propagating in air, that the nonlinear focus length has a spatial scale $1/P$ at a moderate for the self-focusing input power P and the optical system focus distance, which is significantly less than the Rayleigh beam length. It is found that the presence of small-drop liquid aerosol in the filamentation region does not introduce some significant peculiarities into transformation of laser beam energy characteristics at its severe focusing.