

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 530.182

Тепловое самовоздействие лазерных пучков и филаментация импульсов в турбулентной атмосфере

В.П. Кандидов, С.А. Шленов*

*Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр
МГУ имени М.В. Ломоносова
119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр. 2*

Поступила в редакцию 14.10.2011 г.

Проведен сравнительный анализ сценариев развития пространственно-временной неустойчивости светового поля при нестационарном тепловом самовоздействии и филаментации мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Показано, что в условиях нестационарного теплового самовоздействия пространственные масштабы возмущений интенсивности и атмосферной турбулентности близки. В условиях филаментации формируются возмущения светового поля, масштаб которых не зависит от размера инициирующих их флуктуаций показателя преломления в турбулентной атмосфере. Развитая неустойчивость светового поля определяется абберационной дефокусировкой излучения на тепловых линзах при тепловом самовоздействии и на плазменных – при филаментации лазерного излучения.

Ключевые слова: пространственно-временная неустойчивость, тепловое самовоздействие, филаментация фемтосекундного импульса, турбулентная атмосфера; spatiotemporal instability, thermal blooming, femtosecond filamentation, turbulent atmosphere.

Введение

В нелинейной оптике турбулентной атмосферы явления самовоздействия, определяющие пространственное перераспределение энергии мощного лазерного излучения, представляют большой интерес для практических приложений. В 1970-х гг. основное внимание уделялось тепловому самовоздействию пучков CO₂-лазеров при квазинепрерывном и импульсном режимах излучения [1]. Тепловое самовоздействие в неподвижной среде для импульсов миллисекундной длительности и в условиях ветровой рефракции для квазинепрерывного режима излучения характеризуется наиболее низким энергетическим порогом по сравнению с другими нелинейно-оптическими эффектами и является доминирующим в пространственных искажениях пучков CO₂-лазеров в атмосфере [2]. Тепловое самовоздействие в турбулентной атмосфере является нестационарным нелинейным процессом, при котором возможно развитие пространственных возмущений светового поля [3]. Возмущения интенсивности, вызванные флуктуациями показателя преломления в среде, ослабляются при малой тепловой нелинейности и нарастают с увеличением времени взаимодействия излучения с воздушной средой. Для коротких импульсов в отсутствие ветрового переноса среды это проявляется в немонотонном изменении во времени статистических характеристик светового поля, при котором падение дисперсии флуктуаций

интенсивности в начале импульса сменяется со временем ее ростом, а увеличение радиуса когерентности этих флуктуаций – его уменьшением [4]. В условиях ветровой рефракции флуктуации интенсивности нарастают при смещении вниз по потоку в поперечном сечении светового пучка [5].

После создания мощных фемтосекундных лазеров основное внимание исследователей с середины 1990-х гг. сосредоточилось на изучении самовоздействия в атмосфере излучения фемтосекундной длительности [6, 7]. Время термализации энергии лазерного излучения, поглощенной в воздухе, на несколько порядков превышает фемтосекундный диапазон, поэтому вклад эффектов теплового самовоздействия в пространственное перераспределение световой энергии пренебрежимо мал [8, 9].

В самовоздействии мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере доминируют нелинейно-оптические эффекты керровской самофокусировки в воздухе и самодефокусировки в плазме, которая генерируется при фотоионизации газовых компонентов высокоинтенсивным световым полем, формирующимся вследствие самофокусировки. Оба нелинейных эффекта являются причиной неустойчивости интенсивного светового поля при распространении фемтосекундного лазерного излучения в газах. При этом если керровскую самофокусировку можно классифицировать как статическую неустойчивость, при которой происходит лавинное нарастание возмущений светового поля, то плазменную дефокусировку – как динамическую, которая развивается во времени в условиях запаздывания нелинейного отклика генерируемой лазерной плазмы [10]. Вместе с тем

* Валерий Петрович Кандидов (kandidov@physics.msu.ru); Святослав Александрович Шленов (shlenov@physics.msu.ru).

динамический баланс керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки приводит к образованию протяженного филамента с высокой концентрацией энергии лазерного излучения.

В турбулентной атмосфере возмущения показателя преломления инициируют мелкомасштабную самофокусировку и зарождение множественной филаментации фемтосекундного излучения, в последующем развитии которой ключевую роль играет нестационарная плазменная дефокусировка [11, 12]. Фемтосекундный филамент является самоформирующейся протяженной слаборасходящейся структурой, в которой, как и в направляющих системах, происходит пространственная фильтрация лазерного излучения и достигается высокая интенсивность, что создает в объеме воздушной среды уникальные условия для нелинейно-оптического преобразования светового поля [7]. В настоящее время сформировалось новое научное направление «Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы», которое охватывает широкий круг задач распространения в атмосфере мощного фемтосекундного излучения в условиях нелинейно-оптического взаимодействия с газовыми компонентами и водным аэрозолем [11, 13].

Экспериментальные исследования теплового самовоздействия и филаментации лазерного излучения в случайно-неоднородной среде связаны с большими трудностями, и их число невелико. Натурные эксперименты по тепловому самовоздействию лазерного излучения, выполненные на горизонтальной приземной трассе, показали, что нарастание уширения пучка в начале излучения сменяется установившимся режимом дефокусировки при длительности импульса, превышающей время ветровой рефракции в атмосфере [1]. В неподвижной случайно-неоднородной среде флуктуации интенсивности при тепловом самовоздействии в широких пучках уменьшаются с увеличением плотности мощности непрерывного излучения [3]. В лабораторных экспериментах по филаментации фемтосекундных импульсов установлено, что случайные смещения филамента, вызванные флуктуациями показателя преломления в воздухе, подчиняются законам Рэлея [14, 15] и Вейбулла [16]. Эксперименты, выполненные с тонким [17] и протяженным [18] слоями модельной турбулентности, показали, что атмосферная турбулентность в целом не препятствует формированию множественных филаментов. Лишь при структурной постоянной турбулентности C_n^2 , превышающей на несколько порядков типичные значения для реальной атмосферы, вероятность образования филаментов уменьшается. При этом уже сформировавшиеся филаменты оказываются устойчивыми к прохождению турбулентного слоя.

Основные закономерности самовоздействия мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере изучены теоретически. Методами плавных [3] и малых [19] возмущений установлена пространственно-временная неустойчивость лазерного пучка при тепловом самовоздействии в турбулентной атмосфере. Согласно фундаментальным исследованиям [3] пространственные возмущения светового поля трансформируются во временные, что может приводить

к их усилению при распространении излучения на трассе. Методом статистических моментов поля в безабберационном приближении, который учитывает дефокусировку в усредненном поле температуры, показано, что дисперсия флуктуаций интенсивности при ветровой рефракции вначале убывает, а затем нарастает и насыщается на некотором уровне [1].

Область применимости аналитических методов ограничивается приближениями малых возмущений, сохранением гауссовой статистики для светового поля или приближением среднего профиля температуры для пучка в условиях нелинейно-оптического взаимодействия со средой. Эти ограничения, разрывающие обратную связь для возмущений светового поля в нелинейной среде, не позволяют рассмотреть развитие сильных флуктуаций при самовоздействии лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Тогда как формирование филаментов в фемтосекундном лазерном излучении происходит в результате сильной обратной связи для возмущений светового поля, которая является положительной для керровской нелинейности и отрицательной — для плазменной. Интенсивность в возмущениях светового поля, на которых зарождаются филаменты, возрастает при филаментации на несколько порядков. Поэтому аналитическое исследование филаментации лазерного излучения ограничивается рассмотрением эволюции интегральных параметров лазерного пучка при нестационарной самофокусировке в воздухе до образования лазерной плазмы [13, 20]. Ограничения аналитических методов снимает метод Монте-Карло, который основывается на многократном численном эксперименте для волновой задачи самовоздействия МЛИ в турбулентной атмосфере при статистически независимых распределениях флуктуаций показателя преломления в среде [21, 22].

В настоящей статье анализируются общность и различие пространственно-временной неустойчивости светового поля мощного лазерного излучения в условиях теплового самовоздействия и филаментации в турбулентной атмосфере. Анализ развития сильных возмущений светового поля при самовоздействии мощного лазерного излучения проводится на основе результатов численного эксперимента.

Модель самовоздействия лазерного излучения в турбулентной атмосфере

В приближении метода медленно меняющейся огибающей комплексная амплитуда светового поля $E(x, y, z, t)$ при самовоздействии в турбулентной атмосфере описывается нелинейным стохастическим уравнением, которое имеет вид [9]:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + \frac{2k^2}{n_0} \Delta n_{nl}(I(x, y, z, t))E + \frac{2k^2}{n_0} \tilde{n}(x, y, z)E + ik\alpha E + ik\alpha_{nl}(I(x, y, z, t))E, \quad (1)$$

где α — коэффициент линейных потерь, α_{nl} — нелинейных потерь, связанных с ионизацией газовых компонентов воздушной среды; $I(x, y, z, t)$ — интен-

сивность; k – волновое число. Уравнение записано в приближении аддитивности вкладов турбулентности $\tilde{n}(x, y, z)$ и нелинейности $\Delta n_{nl}(x, y, z, t)$ в возмущения показателя преломления в воздухе. При этом турбулентные возмущения можно считать стационарными в течение импульса. Эффекты рассеяния излучения на частицах аэрозоля и его просветление не рассматриваются. Кроме того, в уравнении (1) не учитывается дисперсия групповой скорости, влияние которой в воздухе на перенос энергии лазерного излучения невелико.

Нелинейное приращение показателя преломления $\Delta n_{nl}(x, y, z, t)$ подчиняется материальному уравнению, которое в общем случае самовоздействия лазерного излучения можно представить следующим образом:

$$\hat{\mathcal{E}}(\Delta n_{nl}) = F(I). \quad (2)$$

Дифференциальный оператор $\hat{\mathcal{E}}$ описывает пространственно-временную эволюцию наведенных возмущений показателя преломления, функция F – воздействие лазерного излучения на среду.

В случае нестационарного теплового самовоздействия приращение показателя преломления $\Delta n_{nl}(x, y, z, t)$ пропорционально изменению температуры $\Delta T(x, y, z, t)$, распределение которой в пространстве и времени определяется процессом переноса лазерной энергии, поглощенной в воздухе. Для излучения миллисекундной длительности влияние теплопроводности и ветрового потока на эволюцию распределения температуры пренебрежимо мало и оператор $\hat{\mathcal{E}}$ вырождается в единицу. Материальное уравнение (2) принимает вид

$$\Delta n_{nl}(x, y, z, t) = -\frac{\alpha |\partial n / \partial T|}{\rho c_p} \int_0^t I(x, y, z, t') dt', \quad (3)$$

где ρ и c_p – плотность и теплоемкость воздушной среды.

В случае филаментации фемтосекундного импульса нелинейное приращение показателя преломления $\Delta n_{nl}(x, y, z, t)$ является суммой керровской Δn_{ker} и плазменной Δn_{pl} нелинейностей. Керровская нелинейность воздуха Δn_{ker} определяется электронной поляризуемостью, которую можно считать мгновенной для фемтосекундного диапазона длительности, и рассеянием излучения на вращательных переходах молекул газовых компонентов, вклад которого в нелинейный отклик воздушной среды является нестационарным с характерным временем 60 фс [23]. Плазменная нелинейность Δn_{pl} зависит от концентрации электронов N_e в лазерной плазме. Пренебрегая релаксацией плазмы и диффузией носителей за время действия лазерного излучения, а также лавинной ионизацией в воздухе, материальное уравнение при филаментации фемтосекундного импульса можно записать в виде [24]:

$$\Delta n_{nl}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} n_2 \left(I(x, y, z, t) + \int_0^t H(t-t') I(x, y, z, t') dt' \right) -$$

$$- \frac{e^2}{2\epsilon_0 m_e \omega^2} \int_0^t R(I(x, y, z, t')) N_0 dt', \quad (4)$$

где n_2 – коэффициент кубичной нелинейности воздуха; $H(t)$ – функция отклика, описывающая рассеяние на вращательных переходах молекул азота и кислорода; $R(I)$ – скорость фотоионизации; e , m_e – заряд и масса электрона; ϵ_0 – электрическая постоянная; ω – центральная частота лазерного импульса; N_0 – концентрация нейтральных молекул в воздухе. Концентрация электронов N_e в лазерной плазме фемтосекундного филамента на 3–5 порядков меньше, чем N_0 , и в уравнении (4) не учитывается уменьшение концентрации нейтралов при генерации плазмы.

В предположении гауссова профиля коллимированного пучка и гауссовой формы излучаемого спектрально-ограниченного импульса амплитуда светового поля имеет вид

$$E(x, y, z = 0, t) = E_0 \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2}\right\} \exp\left\{-\frac{t^2}{2t_0^2}\right\}, \quad (5)$$

где a_0 – радиус пучка; t_0 – длительность импульса.

Материальные уравнения для теплового самовоздействия лазерного излучения (3) и самовоздействия в условиях филаментации (4) имеют одинаковую структуру, несмотря на различные механизмы оптической нелинейности. Уравнения описывают локальный и нестационарный во времени нелинейный отклик воздушной среды при воздействии мощного лазерного излучения. Однако если тепловое самовоздействие является результатом только нестационарной дефокусировки излучения, то филаментация – результатом проявления двух конкурирующих нелинейных нестационарных эффектов: керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки. Запаздывание нестационарного керровского отклика, связанного с вынужденным рассеянием на вращательных переходах, существенно влияет на филаментацию импульсов длительностью менее 100 фс.

При тепловом самовоздействии приращение показателя преломления, вызывающее дефокусировку излучения, определяется однофотонным процессом линейного поглощения, при филаментации – многофотонным процессом фотоионизации молекул газовых компонентов в сильном световом поле. Вследствие этого дефокусировка пучка при филаментации имеет более сильный абберрационный характер по сравнению с тепловым самовоздействием. Наконец, тепловое самовоздействие является беспороговым процессом, тогда как филаментация – существенно пороговым.

Возникновение филаментов происходит при пиковой мощности импульса, превышающей критическую мощность самофокусировки, их формирование – при дефокусировке в лазерной плазме, в которой зависимость концентрации электронов от интенсивности имеет, фактически, пороговый характер для излучения ближнего инфракрасного диапазона вследствие многофотонного процесса ионизации с порядком многофотонности $K \approx 9$. В результате характер

развития возмущений при распространении мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии и в условиях филаментации качественно различный.

Сравнительный анализ

При тепловом самовоздействии в областях положительных возмущений интенсивности, наведенных атмосферной турбулентностью в сечении пучка, возникают дефокусирующие тепловые линзы, оптическая сила которых со временем возрастает в силу увеличения приращения температуры в процессе поглощения энергии лазерного излучения. Вследствие этого амплитуда возмущений светового поля плавно уменьшается со временем. В центре наведенного возмущения тепловая дефокусировка «в малом», т.е. в начале излучения, близка к безабберационной, тогда как «в большом», т.е. по истечении некоторого времени, она становится существенно абберационной.

Интерференция излучения, расходящегося от максимумов интенсивности в пучке при их тепловой дефокусировке, со световым полем пьедестала формирует кольцевые максимумы, охватывающие возмущения. При этом размер возмущений, наведенных флуктуациями показателя преломления в воздухе и образующихся в пучке кольцевых структур, близок к масштабам атмосферной турбулентности. При интерференции расходящихся колец образуются «дочерние» возмущения интенсивности несколько меньшего масштаба. В целом при нестационарном тепловом самовоздействии пространственный масштаб возмущений интенсивности в сечении пучка меняется незначительно, практически в диапазоне от внутреннего масштаба до радиуса пучка. Сценарий эволюции пространственных возмущений наглядно иллюстрирует рис. 1, на котором представлены распределения интенсивности в одном из импульсов в последовательные моменты времени.

Видно, что в начале импульса ($t/t_0 = 0,11$) наиболее значительные максимумы интенсивности мягко расплываются вследствие дефокусировки. В дальнейшем ($t/t_0 = 0,33$) возникают абберационные кольца, охватывающие область дефокусировки, пространственный масштаб возмущений уменьшается. К концу импульса ($t/t_0 = 1$) размер образующихся возмущений становится приблизительно вдвое меньше, чем первоначальных. В этой реализации, полученной численным решением системы уравнений (1), (3) [25], рассмотрен коллимированный световой пучок, рассеянный на случайном фазовом экране, имитирующем случайные флуктуации показателя преломления атмосферы.

Модель одного фазового экрана позволяет на качественном уровне воспроизвести влияние распределенных по трассе флуктуаций показателя преломления на развитие возмущений светового поля при тепловом самовоздействии. При этом роль нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой в эволюции возмущений светового поля проявляется более отчетливо в модели одного экрана по сравнению

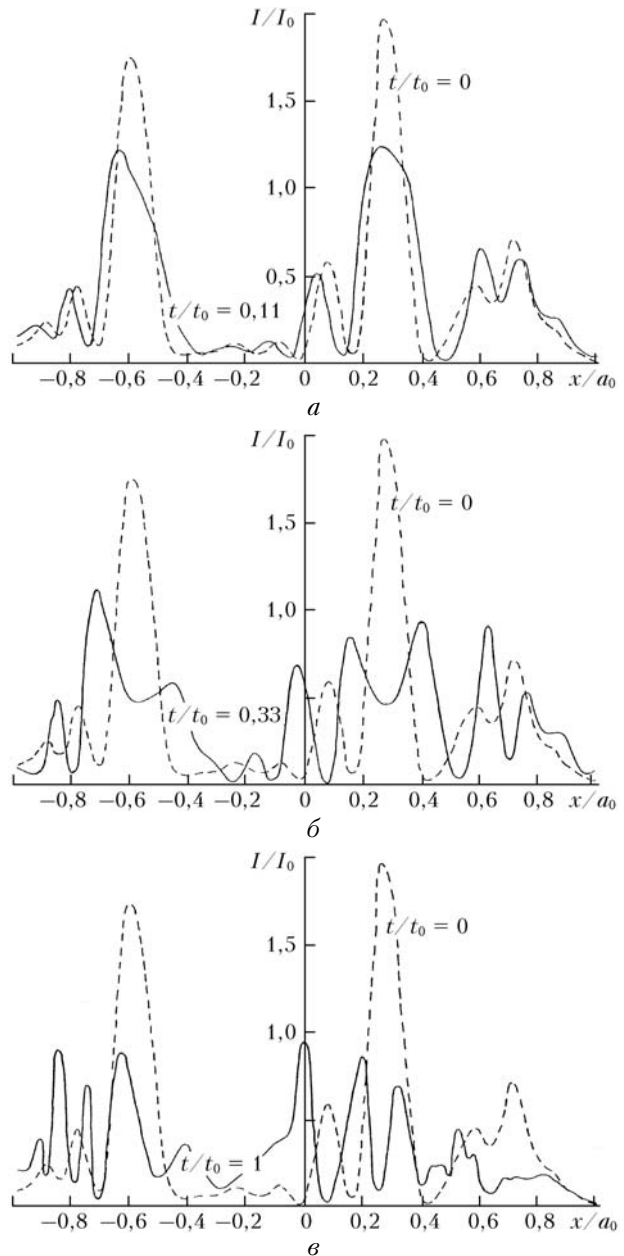


Рис. 1. Мгновенные профили интенсивности при тепловом самовоздействии в турбулентной атмосфере при $t/t_0 = 0,11$ (а), $0,33$ (б) и 1 (в). Штриховая линия – профиль на переднем фронте импульса. Поперечная координата x нормирована на радиус пучка a_0 . Импульс прямоугольной формы. Численное моделирование выполнено на суперЭВМ 1980-х гг. БЭСМ 6, вычислительные возможности которой определили модельный характер задачи

с распределенной средой, в которой флуктуации на трассе сбивают нелинейные набеги фазы. В турбулентной атмосфере дисперсия и радиус корреляции флуктуаций интенсивности в лазерном пучке при нестационарном тепловом самовоздействии меняются немонотонно во времени [21] в полном согласии с эволюцией возмущений, полученной для пучка, рассеянного на экране.

При филаментации фемтосекундного лазерного излучения развитие возмущений в лазерном пучке,

возникающих в турбулентной атмосфере, определяется в начале импульса пространственной неустойчивостью мощного светового поля в условиях керровской нелинейности [26], что приводит к их селекции. Положительные возмущения интенсивности, в площади поперечного сечения которых содержится мощность, близкая к критической мощности самофокусировки, имеют наибольший инкремент и их величина возрастает с расстоянием. На них зарождаются филаменты с осесимметричной модой Таунса [27] независимо от распределения интенсивности в возмущениях, инициировавших их зарождение.

Диаметр формирующихся филаментов не связан с размером первоначальных возмущений и определяется равенством оптических сил фокусирующей керровской линзы и дефокусирующей плазменной. Диаметр филамента является характерным параметром нелинейно-оптического взаимодействия со средой излучения на рассматриваемой длине волны [28]. Его величина линейно увеличивается с длиной волны и в воздухе составляет около 100 мкм для импульса на длине волны 800 нм. Для излучения в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах диаметр филамента значительно меньше внутреннего масштаба турбулентности. Таким образом, при филаментации су-

щественно обогащается высокочастотное крыло пространственного спектра флуктуаций, их интенсивность возрастает на несколько порядков. Сформированное таким образом световое поле, с качественно новыми характеристиками, испытывает самовоздействие в наведенной лазерной плазме. В отличие от теплового самовоздействия, при филаментации искажения поля, вызванные плазмой, имеют субмиллиметровый масштаб и быстро дифрагируют с расстоянием. Это вызывает интерференцию полей расходящегося излучения от соседних филаментов и фонового поля, искаженного турбулентностью. Возникающая совокупность случайно расположенных интерференционных максимумов зарождает множество вторичных филаментов в поперечном сечении импульса. Дефокусировка образовавшихся неоднородностей в плазме подобно тепловой создает абберационные искажения. При этом абберационные кольца, охватывающие филамент, имеют более высокий контраст, чем при тепловом самовоздействии, так как приращение показателя преломления в плазме пропорционально интенсивности в степени, равной порядку многофотонности.

На рис. 2 представлены для ряда характерных моментов времени распределения интенсивности

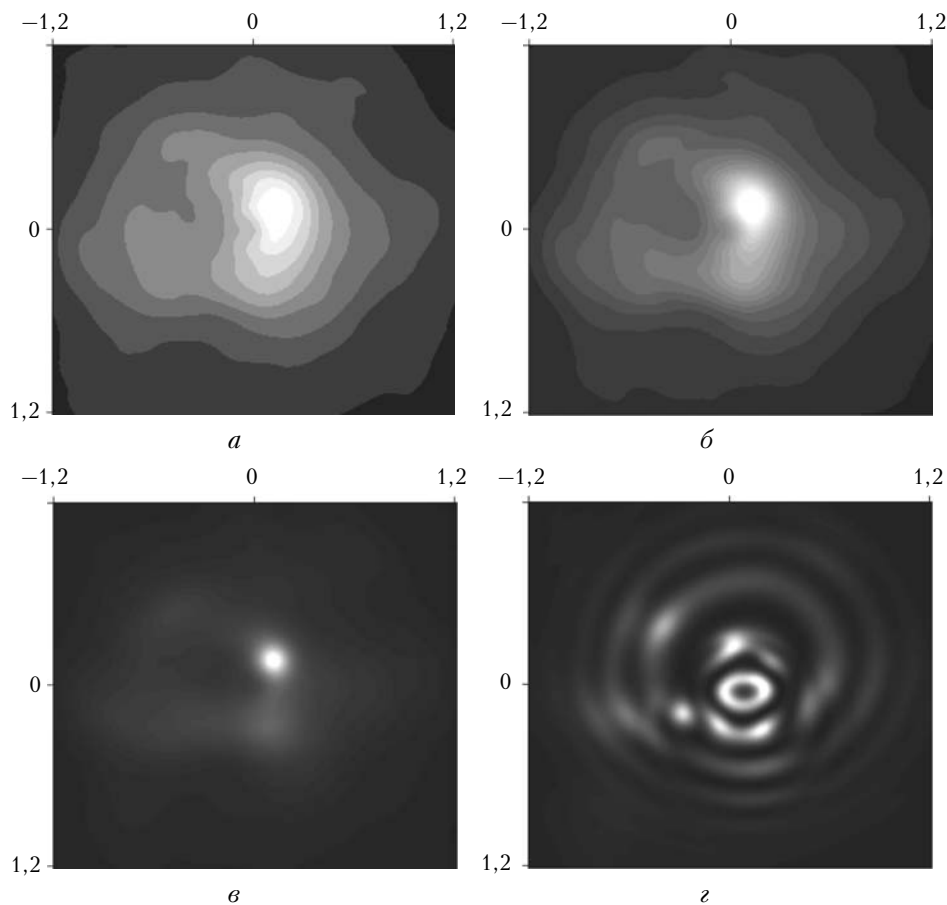


Рис. 2. Тоновые картины распределения интенсивности в поперечном сечении фемтосекундного импульса на расстоянии 60 м в турбулентной атмосфере при $t/t_0 = -1$ (а), $-0,8$ (б), $-0,6$ (в) и 0 (г). Длительность импульса $t_0 = 100$ фс, пиковая мощность $P = 20P_{cr}$, радиус пучка $a_0 = 0,92$ см. Атмосферные параметры: внешний масштаб турбулентности $L_0 = 1$ м, внутренний $l_0 = 1$ мм, структурная постоянная $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-15}$ см $^{-2/3}$. Пространственный масштаб указан в сантиметрах. Компьютерное моделирование выполнено на вычислительном кластере СКИФ МГУ «Чебышев»

в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного импульса гауссовой формы (5) в турбулентной атмосфере на трассе длиной 60 м.

Структурная постоянная атмосферной турбулентности, описываемой моделью Колмогорова–Кармана–Татарского [29], равна $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$, внешний и внутренний масштабы – 1 м и 1 мм соответственно. Радиус пучка a_0 составляет 0,92 см, длительность импульса $t_0 = 100$ фс, отношение пиковой мощности P_{peak} к критической мощности самофокусировки P_{cr} равно 20.

Из рис. 2 видно, что на переднем фронте фемтосекундного импульса при $t = -t_0$ (рис. 2, а) в сечении пучка образовались возмущения интенсивности неправильной формы, вызванные рефракцией излучения на турбулентных флуктуациях показателя преломления $\tilde{n}(x, y, z)$ на трассе. В результате селекции на рассматриваемом расстоянии наибольшую интенсивность имеет возмущение размером в несколько миллиметров. Это возмущение выделяет в сечении пучка область, которая при $t = -t_0$ содержит мощность, близкую к критической мощности самофокусировки. При $t = -0,8t_0$ (рис. 2, б) происходят симметризация и возрастание выделившегося возмущения.

В дальнейшем ($t = -0,6t_0$) (рис. 2, в) возмущение принимает осесимметричную форму, его радиус становится много меньше масштаба турбулентной флуктуации интенсивности, которая инициировала его возникновение. Интенсивность I_{fil} в нем значительно возрастает и достигает $\approx 10^{15} \text{ Вт/см}^2$, соответственно существенно возрастает скорость фотоионизации, и появляется лазерная плазма. К середине фемтосекундного импульса $t = 0$ (рис. 2, г) в распределении интенсивности видны локальные максимумы, образовавшиеся при наложении световых полей возмущенного турбулентностью фона и колец, расходящихся от филамента при плазменной дефокусировке. Эти максимумы инициируют возникновение «дочерних» филаментов, случайное расположение которых обусловлено атмосферной турбулентностью.

Заключение

В турбулентной атмосфере при нестационарном самовоздействии мощного лазерного излучения развивается пространственно-временная неустойчивость светового поля, которая возникает вследствие запаздывания нелинейного отклика как при нагреве воздушной среды излучением миллисекундной длительности, так и при генерации плазмы в филаменте фемтосекундного импульса. В условиях теплового самовоздействия сценарий неустойчивости лазерного излучения определяется только нестационарной тепловой дефокусировкой на возмущениях интенсивности, наведенных в атмосфере, и пространственный масштаб развитых флуктуаций светового поля близок к масштабам турбулентности. В условиях филаментации сценарий развития возмущений определяется двумя нелинейно-оптическими процессами: керровской самофокусировкой, формирующей сильные воз-

мущения, масштаб которых много меньше масштабов турбулентности, и дефокусировкой в наведенной лазерной плазме, которая в фоновом световом поле, искаженном турбулентностью, инициирует стохастическое множество филаментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 11-02-01100-а.

1. *Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере* / Под ред. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 341 с.
2. *Кандидов В.П.* Обзор нелинейных эффектов при распространении лазерного излучения в атмосфере // *Нелинейная оптика и оптоакустика атмосферы*. Томск: ИОА СО РАН, 1988. С. 3.
3. *Воробьев В.В.* Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1987. 200 с.
4. *Кандидов В.П.* Статистика интенсивных световых пучков в турбулентной атмосфере // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1986. Т. 49, № 3. С. 442–449.
5. *Кандидов В.П., Шленов С.А.* Пространственная статистика светового пучка при ветровой рефракции в турбулентной атмосфере // *Квант. электрон.* 1980. Т. 12, № 5. С. 1490–1496.
6. *Kasparian J., Wolf J.-P.* Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation // *Opt. Express.* 2008. V. 16, N 1. P. 466–493.
7. *Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г.* Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // *Квант. электрон.* 2009. Т. 39, № 3. С. 205–238.
8. *Кандидов В.П., Косарева О.Г., Бродюр А., Чин С.Л.* Состояние исследований по филаментации мощных субпикосекундных лазерных импульсов в воздухе // *Оптика атмосф. и океана.* 1997. Т. 10, № 12. С. 1539–1552.
9. *Кандидов В.П., Шленов С.А.* Явление филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов и его практическое приложение // *Глубокое каналирование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе* / Под ред. акад. В.Я. Панченко. М.: Интерконтакт Наука, 2009. С. 185–266.
10. *Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А.* Пространственно-временная неустойчивость мощного субпикосекундного лазерного импульса в газах // *Квант. электрон.* 1997. Т. 24, № 5. С. 453–456.
11. *Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можаяев Е.И., Тамаров М.П.* Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы // *Оптика атмосф. и океана.* 2000. Т. 13, № 5. С. 429–436.
12. *Кандидов В.П., Шленов С.А.* Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 2. Статистические характеристики // *Оптика атмосф. и океана.* 2004. Т. 17, № 8. С. 637–641.
13. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г.* Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2010. 212 с.
14. *Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П., Бродюр А., Чин С.Л.* Зарождение и блуждание филаментов при распространении мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // *Квант. электрон.* 1999. Т. 29, № 1. С. 73–77.
15. *Chin S.L., Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P.* Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air // *Appl. Phys. B.* 2002. V. 74, N 1. P. 67–76.
16. *Houard A., Franco M., Prade B., Durécu A., Lombard L., Bourdon P., Vasseur O., Fleury B., Robert C., Michau V., Couairon A., Mysyrowicz A.* Femtosecond filamentation in turbulent air // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 78. P. 033804-9.

17. Ackermann R., Méjean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Wolf J.-P. Laser filaments generated and transmitted in highly turbulent air // Opt. Lett. 2006. V. 31, N 1. P. 86–88.
18. Salamé R., Lascoux N., Salmon E., Ackermann R., Kasparian J. Propagation of laser filaments through an extended turbulent region // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 171106-3.
19. Гочелашвили К.С., Чашей И.В., Шишов В.И. Неустойчивость светового пучка в движущейся турбулентной атмосфере // Квант. электрон. 1981. Т. 8, № 7. С. 1551–1557.
20. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Эволюция интегральных характеристик лазерного излучения фемтосекундной длительности при самовоздействии в газовой среде // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, № 5. С. 852–864.
21. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
22. Шленов С.А., Кандидов В.П. Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17, № 8. С. 630–636.
23. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. Raman transitions between rotational levels and self-phase modulation of subpicosecond light pulses in air // Laser Phys. 1993. V. 3, N 3. P. 618–622.
24. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Rep. 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
25. Бабиченко С.М., Кандидов В.П., Мякинин В.А., Шленов С.А. Влияние статистики падающей световой волны на изменение ее пространственной когерентности при тепловом самовоздействии // Квант. электрон. 1986. Т. 13, № 11. С. 2183–2190.
26. Беспалов В.И., Литвак А.Г., Таланов В.И. Самовоздействие электромагнитных волн в кубичных изотропных средах // Нелинейная оптика. Новосибирск: Наука, 1968. С. 428–463.
27. Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H. Self-trapping of optical beams // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 479–482.
28. Fedorov V.Yu., Kandidov V.P. Filamentation of laser pulses with different wavelengths in air // Laser Phys. 2008. V. 18, N 12. P. 1530–1538.
29. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 270 с.

V.P. Kandidov, S.A. Shlenov. Thermal blooming of laser beams and filamentation of pulses in turbulent atmosphere.

A comparative analysis of spatiotemporal instability development under non-steady state thermal self-action and filamentation of high-power laser radiation in turbulent atmosphere has been performed. It is shown that filamentation forms perturbations of the light field, whose scale is independent on the size of the refractive index fluctuations in turbulent atmosphere, which initiated these fluctuations. Advanced instability of the light field is determined by aberration defocusing on thermal lenses under thermal blooming and on plasma lenses under laser pulse filamentation.