

С.А. Шленов, В.Ю. Федоров, В.П. Кандидов

Филаментация фазово-модулированного фемтосекундного лазерного импульса на километровых трассах в турбулентной атмосфере

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Международный учебно-научный лазерный центр, г. Москва

Поступила в редакцию 30.11.2006 г.

Исследовано влияние флуктуаций показателя преломления на филаментацию субтераваттного фемтосекундного импульса на километровой трассе в турбулентной атмосфере. Предложен оригинальный метод численного моделирования филаментации импульса на протяженной атмосферной трассе, в котором используются аналитические решения для частотно-модулированного импульса в воздухе. Приведена детальная картина филаментации, происходящая в фазово-модулированном импульсе на расстояниях свыше 1 км.

Введение

Явление филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов открывает принципиальные возможности в развитии новых подходов в мониторинге атмосферы, таких как широкополосное зондирование газовых компонент, лазерно-индуцированная флуоресцентная и эмиссионная спектроскопия аэрозолей и загрязняющих примесей [1]. Наибольший интерес представляет получение сигнала зондирования с расстояний в несколько километров. Вместе с тем в воздухе филаментация спектрально-ограниченных импульсов тераваттной мощности в реальных условиях начинается на расстояниях 100 м и менее [2]. Это обусловлено распадом импульса на множество филаментов вследствие модуляционной неустойчивости лазерного излучения высокой плотности мощности [3]. Источниками малых возмущений для зарождения неустойчивости импульса в атмосфере могут служить как начальные флуктуации светового поля на выходе фемтосекундной лазерной системы, так и турбулентные флуктуации показателя преломления воздушной среды [4–7].

Пространственно-модуляционная неустойчивость интенсивного светового поля в воздухе является причиной, препятствующей формированию филаментов на большом удалении от излучающей апертуры. Из-за модуляционной неустойчивости развивается мелкомасштабная самофокусировка излучения и, как следствие этого, — множественная филаментация импульса, которая проявляется на значительно меньшем расстоянии, чем глобальная самофокусировка всего импульса в целом, и возможное формирование в нем единого филамента [8].

Чтобы сместить область начала филаментации на километровые расстояния, необходимо сформировать такой импульс, у которого первоначально

малая плотность мощности возрастает в процессе распространения на заданное расстояние. В этом случае, при правильном подборе параметров, можно ожидать, что на начальном участке трассы интенсивность в импульсе будет мала для мелкомасштабной самофокусировки и образования множества филаментов и они начнут формироваться на большем расстоянии по мере возрастания интенсивности в импульсе. Увеличения пиковой интенсивности импульса в процессе распространения в среде можно добиться за счет его сжатия во времени (рис. 1).

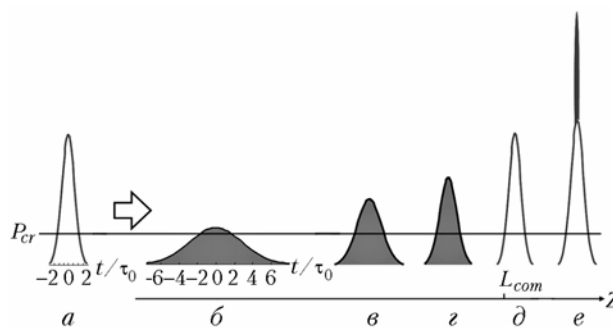


Рис. 1. Схематическое изображение изменения формы импульса с отрицательной начальной фазовой модуляцией при распространении в воздухе атмосферного давления. Спектрально-ограниченный импульс (а), растянутый импульс с начальной фазовой модуляцией (б), дисперсионное сжатие импульса при распространении в воздухе (в, г), формирование спектрально-ограниченного импульса на расстоянии, равном длине компрессии L_{com} (д), форма импульса на его оси при филаментации в отсутствие турбулентности (е)

Отметим, что импульсы длительностью десятки и сотни фемтосекунд имеют достаточно широкий частотный спектр и на протяженных атмосферных

трассах испытывают заметное дисперсионное расплывание. Вместе с тем при отрицательной начальной фазовой модуляции импульса происходит его компрессия при распространении в атмосфере, так как газовые компоненты воздуха обладают нормальной дисперсией групповой скорости на длине волны Ti:Sapphire-лазера [9]. Варьируя фазовую модуляцию, можно изменять длину компрессии импульса и тем самым управлять расстоянием до старта филаментации z_{fil} .

Впервые влияние фазовой модуляции на образование филаментов наблюдалось в [10]. Эксперименты выполнены с коллимированными пучками радиусом 2,1 мм, энергией 6,2 мДж и шириной частотного спектра, соответствующей длительности спектрально ограниченного импульса 250 фс. Обнаружено, что расстояние до старта филаментации увеличивается при расстройке выходного компрессора независимо от знака начальной фазовой модуляции. В последующих экспериментах по филаментации импульса в воздухе [11] использовалась прекомпенсация дисперсии групповой скорости.

В натурных экспериментах [1] наглядно продемонстрированы преимущества фазово-модулированных импульсов для увеличения расстояния зондирования суперконтинуумом, возникающим при филаментации километровой протяженности. Детальные исследования распространения в воздухе фазово-модулированных импульсов энергией 190 мДж выполнены в [12]. В зависимости от фазовой модуляции начальная длительность импульса τ_{80} менялась от 0,2 до 9,6 пс, что соответствовало изменению пиковой мощности в диапазоне $P_{80} = (190 \pm 4)P_{cr}$, где P_{cr} – критическая мощность самофокусировки. Наибольшее расстояние, на котором авторам удалось зарегистрировать плазменные каналы, было достигнуто при начальной длительности импульса $\tau_{80} = 2,4$ пс и составило 370 м. Дальнейшее увеличение фазовой модуляции приводило к исчезновению плазменных каналов, хотя горячие точки в распределении плотности потока энергии наблюдались на расстояниях вплоть до 2 км.

Теоретически филаментация фазово-модулированного импульса гауссова профиля в регулярной среде детально исследована в [13]. Выявлено, что влияние фазовой модуляции импульса на его филаментацию определяется двумя факторами.

Первый фактор заключается в уменьшении пиковой мощности при увеличении длительности изначально спектрально-ограниченного импульса и не зависит от знака фазовой модуляции. Действительно, при фазовой модуляции длительность импульса увеличивается, пиковая мощность P_{80} уменьшается и расстояние до образования филамента z_{fil} возрастает.

Второй фактор состоит в прекомпенсации дисперсии групповой скорости и зависит от знака фазовой модуляции. При распространении в среде с нормальной дисперсией происходит компрессия импульса с отрицательной фазовой модуляцией, и его пиковая мощность возрастает. Показано, что наибольшая длина филамента достигается, при ус-

ловии, что длина компрессии фазово-модулированного импульса незначительно превышает длину его самофокусировки. В работе [14] численно рассмотрена в осесимметричной постановке филаментация фазово-модулированного импульса мощностью до $10P_{cr}$ при распространении в воздухе на расстояние несколько десятков метров.

На длинных атмосферных трассах филаментация фазово-модулированных импульсов высокой мощности качественно изменяется. На больших расстояниях существенно влияние атмосферной турбулентности, которое проявляется во флуктуациях, от импульса к импульсу, процесса распада лазерного излучения на множество филаментов, в блужданиях старта филамента как в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, так и вдоль по трассе [5, 15, 16].

В настоящей статье представлены результаты численных исследований филаментации субтераваттного фемтосекундного импульса с начальной фазовой модуляцией на километровой трассе в условиях атмосферной турбулентности. Анализ проводится на основе оригинального полуаналитического метода, позволяющего численно рассматривать с высоким пространственным разрешением распространение, нелинейно-оптическое взаимодействие и филаментацию фазово-модулированного лазерного импульса на протяженных атмосферных трассах.

Динамическая модель стохастической филаментации в турбулентной атмосфере импульса с начальной фазовой модуляцией

В стохастическую модель распространения фазово-модулированного импульса в атмосфере включены явления дифракции, дисперсии, керровской самофокусировки, дефокусировки в индуцированных импульсом плазменных каналах, а также турбулентные флуктуации показателя преломления \tilde{n} атмосферы [4, 5]. Уравнение для комплексной амплитуды электрического поля $E(x, y, z, t)$ импульса имеет вид

$$2ik_0 \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) E = \Delta_{\perp} E - k_0 k_{\omega}^* \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{2k_0^2}{n_0} [\Delta n_k(x, y, z, t) + \Delta n_p(x, y, z, t) + \tilde{n}(x, y, z)] E, \quad (1)$$

где k_0 – волновое число; v_g – групповая скорость; $k_{\omega}^* = \partial^2 k / \partial \omega^2$, ω – центральная частота импульса; n_0 – линейный показатель преломления.

Изменение показателя преломления воздуха, вызванное керровской нелинейностью, представлено в виде

$$\Delta n_k(x, y, z, t) = \frac{1}{2} n_2 |E|^2, \quad (2)$$

где $n_2 = 0,56 \cdot 10^{-22} \text{ м}^2/\text{Вт}$ – коэффициент кубичной нелинейности показателя преломления атмосферы

[17]. Такое значение нелинейного показателя преломления соответствует критической мощности самофокусировки $P_{cr} = 1,7$ ГВт. Выражение (2) не описывает запаздывание вклада вынужденного рассеяния на вращательных переходах молекул, которое может быть учтено непосредственно [18] либо введением эффективного коэффициента нелинейности для короткого импульса [4].

Изменение показателя преломления в плазме воздуха атмосферного давления, индуцированной лазерным импульсом при фотоионизации, выражается следующим образом:

$$\Delta n_p(x, y, z, t) = -\omega_p^2 / (2n_0\omega^2), \quad (3)$$

где $\omega_p^2(x, y, z, t) = 4\pi e^2 N_e(x, y, z, t) / m$ — плазменная частота; e , m — заряд и масса электрона; N_e — концентрация свободных электронов, которая определяется согласно кинетическому уравнению:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_0 - N_e), \quad (4)$$

где N_0 — концентрация нейтральных молекул; $R(|E|^2)$ — скорость ионизации, которая рассчитывается в соответствии с моделью Переломова—Попова—Терентьева (ПТТ) [19].

Флуктуации показателя преломления в атмосфере $\tilde{n}(x, y, z)$, создавая возмущения светового поля в поперечном сечении импульса, ответственны за случайный характер филаментации. Для описания $\tilde{n}(x, y, z)$ используется классическая модель атмосферной турбулентности с модифицированным кармановским спектром пространственных флуктуаций показателя преломления [20]:

$$F_n(\kappa) = 0,033 C_n^2 (\kappa^2 + \kappa_L^2)^{-11/6} \exp(-\kappa^2 / \kappa_I^2), \quad (5)$$

который охватывает как инерционный, так и диссипативный интервалы. Здесь κ — пространственная частота флуктуаций показателя преломления. Структурная постоянная C_n^2 характеризует величину турбулентных флуктуаций, постоянные $\kappa_L = 2\pi/L_0$ и $\kappa_I = 5,92/l_0$ — нижнюю и верхнюю границы пространственных частот для инерционного интервала (L_0 и l_0 — внешний и внутренний масштабы турбулентности соответственно).

Флуктуации \tilde{n} моделируются цепочкой фазовых экранов в предположении, что случайное влияние слоя турбулентной среды на световой пучок проявляется на расстояниях Δz , которые больше внешнего масштаба турбулентности L_0 и длины дифракционной конверсии фазовых возмущений светового поля в амплитудные [21]. Для моделирования случайного поля пространственных флуктуаций фазы светового поля $\tilde{\phi}(x, y)$ на экранах использовался спектральный метод [22], который для воспроизведения влияния крупномасштабных флуктуаций показателя преломления в атмосфере модифицирован в [23]. Применение модифицированного

спектрального метода к моделированию атмосферной турбулентности детально изложено в [5].

Рассматривалась филаментация лазерного импульса с гауссовым распределением интенсивности в плоскости поперечного сечения. Временная форма импульса также предполагалась гауссовой с квадратичной фазовой модуляцией, что соответствует линейной частотной модуляции [9]. Таким образом, комплексная амплитуда светового поля $E(x, y, z = 0, t)$ на выходе лазерной системы задавалась в виде

$$E = E_0 \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_{\delta 0}}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_{\delta 0}^2} + i\frac{\delta t^2}{2}\right), \quad (6)$$

где a_0 — поперечная ширина импульса; $\tau_{\delta 0}$ — его длительность; δ — параметр фазовой модуляции. В (6) введена длительность τ_0 и амплитуда E_0 спектрально ограниченного импульса, которые приобретают в линейной среде гауссов импульс с отрицательной начальной фазовой модуляцией $\delta < 0$ на длине компрессии $L_{com} = -\tau_0^2 \tau_{\delta 0}^2 \delta / |k_\omega^*|$. Характерным масштабом задачи является также дисперсионная длина $L_{disp} = \tau_0^2 / |k_\omega^*|$ спектрально-ограниченного импульса. Параметр фазовой модуляции δ выражается через длительность спектрально-ограниченного τ_0 и фазово-модулированного $\tau_{\delta 0}$ импульсов следующим образом:

$$\delta = -\sqrt{(\tau_{\delta 0} / \tau_0)^2 - 1} / \tau_{\delta 0}. \quad (7)$$

Длительность $\tau_{\delta 0}$ и параметр δ импульса могут быть также выражены через введенные параметры L_{disp} , L_{com} :

$$\tau_{\delta 0} = \tau_0 \sqrt{1 + (L_{com} / L_{disp})^2}; \quad \delta = -\frac{L_{com}}{\tau_{\delta 0}^2 L_{disp}}. \quad (8)$$

Проблемы численного моделирования филаментации на протяженных атмосферных трассах

Численное моделирование филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса на протяженных атмосферных трассах связано с большими вычислительными затратами. Это обусловлено тем, что при нелинейно-оптической трансформации импульса диапазон характерных масштабов лазерного излучения сильно расширяется. При распространении мощного импульса образуется филамент, характерный масштаб которого в воздухе составляет 10^{-2} см. Тонкая структура изменения фазы светового поля в филаменте имеет масштаб порядка 10^{-3} см. Таким образом, в процессе распространения по трассе импульса радиусом несколько сантиметров диапазон пространственных масштабов изменения светового поля в плоскости поперечного сечения XOY расширяется на 3 порядка.

Для разрешения тонкой структуры филамента требуется порядка 10 узлов на характерном мас-

штабе изменения фазы, и шаг расчетной сетки h в плоскости XOY должен быть порядка 10 мкм. Вместе с тем при моделировании распространения пучка в свободном пространстве область изменения координат в поперечной плоскости должна быть достаточно велика и составлять порядка 10 радиусов исходного пучка. В натуральных экспериментах используются импульсы диаметром несколько сантиметров, и расчетная область может составлять 10÷50 см. В результате по каждой из координат в плоскости XOY необходимо порядка $10^4 \div 10^5$ узлов и общее число узлов расчетной сетки в этой плоскости достигает $10^8 \div 10^{10}$.

Для сокращения размерности обрабатываемых массивов нами используется специальная расчетная сетка с переменным шагом в плоскости XOY [24]. Вся область поперечного сечения импульса разбивается на две зоны. В первой из них, находящейся у оси импульса, там, где сосредоточена основная часть энергии, шаг сетки h выбирается малым и постоянным для адекватного воспроизведения пространственного изменения фазы светового поля. Во второй зоне, находящейся на периферии импульса, шаг медленно нарастает при удалении от оси. Расчетная сетка с переменным шагом в плоскости поперечного сечения импульса позволяет сократить время, затрачиваемое на выполнение программы, в 4÷5 раз.

Уменьшение характерного масштаба возмущений светового поля в плоскости XOY неизбежно влечет сокращение шага интегрирования задачи Δz по эволюционной координате z , совпадающей с направлением распространения импульса. Действительно, процедура расщепления, обычно используемая для численного решения уравнения (1), требует, чтобы шаг Δz не превышал дифракционную длину для наименьшего масштаба изменения светового поля в плоскости XOY . При характерном масштабе изменения поля в филаменте, равном 10^{-2} см, шаг интегрирования Δz в направлении распространения импульса на длине волны $\lambda = 0,8$ мкм не превышает 10 см. При этом в условиях сильного нелинейно-оптического взаимодействия излучения с наведенной лазерной плазмой шаг Δz адаптивно уменьшается с ростом нелинейного набега фазы. В результате на трассе километровой длины число шагов в направлении распространения импульса превышает 10^5 .

Наконец, для адекватного воспроизведения изменения огибающей импульса и процесса генерации лазерной плазмы при филаментации необходим достаточно мелкий шаг Δt расчетной сетки по времени. Шаг Δt должен составлять не более 10^{-2} от длительности импульса, а размер расчетной области по времени — не менее 3÷5 его длительностей. При фазовой модуляции начальная длительность импульса увеличивается в несколько раз и число узлов расчетной сетки по времени достигает $10^3 \div 10^4$.

В целом филаментация фазово-модулированного импульса на атмосферной трассе километровой длины описывается нелинейно-оптической стохастической задачей размерностью $(3D + 1)$. Со-

гласно приведенным выше оценкам моделирование такой задачи требует обработки численных массивов общим объемом $10^{16} \div 10^{19}$, и поиск эффективных методов численного исследования этой задачи является весьма важным. Такой поиск возможен по двум взаимодополняющим направлениям.

Во-первых, это использование высокопроизводительных вычислительных комплексов и алгоритмов распараллеливания задачи для их оптимальной загрузки. Оригинальный алгоритм параллельных вычислений на кластерах для исследования филаментации импульса предложен в [25, 26].

Второе направление состоит в разработке простых физических моделей для исследования конкретных проблем явления филаментации лазерных импульсов. В настоящей работе для задачи о филаментации фазово-модулированного импульса на протяженной трассе в турбулентной атмосфере предложена и физически обоснована полуаналитическая модель, позволяющая значительно сократить вычислительные затраты.

Полуаналитическая модель филаментации фазово-модулированного импульса в турбулентной атмосфере

При фазовой модуляции импульса его длительность τ_{80} увеличивается, а пиковая мощность P_{80} становится меньше по сравнению с соответствующими параметрами τ_0 и P_0 спектрально-ограниченного импульса с такой же энергией. При P_{80} , близкой к критической мощности самофокусировки P_{cr} , расстояние до начала образования филамента существенно увеличивается. Это увеличение в значительной степени зависит от компрессии фазово-модулированного импульса, в процессе которой его длительность $\tau_8(z)$ уменьшается и пиковая мощность $P_8(z)$ возрастает с расстоянием z . В частности, при $P_{80} < P_{cr}$ филаментация импульса возможна лишь в результате его компрессии в воздухе. Протяженный участок атмосферной трассы, на котором пиковая интенсивность фазово-модулированного импульса $I_8(z)$ значительно меньше порога фотоионизации газовых компонент воздушной среды, можно назвать областью префиламентации:

$$I_8(z \leq z_{prefil}) \ll I_{cr}, \quad (9)$$

где z_{prefil} — граница области префиламентации; I_{cr} — порог фотоионизации.

В области префиламентации энергетические изменения в импульсе определяются керровской самофокусировкой и флуктуациями показателя преломления в турбулентной атмосфере, которые приводят к пространственному перераспределению плотности мощности в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, а также компрессией, которая вызывает временное перераспределение мощности в импульсе так, что от переднего и заднего фронтов она перетекает к его центру,

увеличивая $P_\delta(z)$. Если на участке префиламентации ($z < z_{prefil}$) изменения интенсивности при керровской самофокусировке и мощности во временных слоях при компрессии относительно невелики, то трансформацию импульса в пространстве и времени можно рассматривать независимо. Такое приближение равносильно применению метода расщепления по физическим факторам к уравнению (1) для комплексной амплитуды поля. Поскольку на участке префиламентации отсутствует фотоионизация, то после расщепления (1) цепочка уравнений относительно комплексной амплитуды светового поля в импульсе принимает вид

$$2ik_0 \frac{\partial E_{sp}}{\partial z} = \Delta_\perp E_{sp} + \frac{2k_0^2}{n_0} [\Delta n_k(x, y, z, t) + \tilde{n}(x, y, z)] E_{sp}, \quad (10)$$

$$2ik_0 \frac{\partial E_{time}}{\partial z} = -k_0 k'_0 \frac{\partial^2 E_{time}}{\partial t^2}. \quad (11)$$

В турбулентной атмосфере пространственно-модуляционная неустойчивость и формирование множества филаментов в импульсе высокой мощности развиваются на меньших расстояниях, чем его глобальная самофокусировка в целом с образованием единого филамента. Таким образом, пространственное изменение фазы светового поля, вызванное керровской нелинейностью и флуктуациями показателя преломления, являются определяющими по сравнению с изменениями, вызванными самомодуляцией в керровской среде. Это позволяет пренебречь на участке префиламентации фазовой самомодуляцией импульса и рассматривать его компрессию в линейном приближении. В результате распадается цепочка уравнений (10), (11), которая согласно методу расщепления должна решаться последовательно на каждом элементарном шаге Δz интегрирования вдоль трассы. Для уравнения (11), описывающего компрессию гауссова импульса в линейной среде, известно аналитическое решение [9], из которого следует изменение временной формы импульса $T(z, t)$ с расстоянием z :

$$T(z, t) = \frac{E_{time}(z, t)}{E_0} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_\delta(z)}} \exp\left\{-\frac{t^2}{2\tau_\delta^2(z)} + i\varphi(z, t)\right\}, \quad (12)$$

где $\varphi(z, t)$ – известная фаза импульса [9].

Поскольку в уравнении (10), описывающем пространственную трансформацию импульса в плоскости поперечного сечения, время t является параметром, его решение $E_{sp}(x, y, z, t)$ можно представить в мультипликативном виде:

$$E_{sp}(x, y, z, t) = T(z, t) \tilde{A}(x, y, z). \quad (13)$$

При этом функция $\tilde{A}(x, y, z)$, описывающая изменение с расстоянием комплексной амплитуды светового поля в плоскости поперечного сечения импульса, подчиняется стохастическому уравнению:

$$2ik_0 \frac{\partial \tilde{A}(x, y, z)}{\partial z} = \Delta_\perp \tilde{A}(x, y, z) + \frac{2k_0^2}{n_0} [\Delta n_k(|E_{sp}|^2) + \tilde{n}(x, y, z)] \tilde{A}(x, y, z). \quad (14)$$

Выражение (13) совместно с уравнениями (12) и (14) представляют собой полуаналитическую модель, описывающую префиламентацию импульса. Физически принятые в модели приближения означают, что на участке префиламентации импульс сохраняет гауссову форму (12) во всей плоскости поперечного сечения XOY и отсутствует фазовая самомодуляция. Гауссова форма импульса сохраняется, несмотря на пространственные возмущения поля в этой плоскости, связанные с атмосферной турбулентностью и керровской нелинейностью. Такое представление допустимо, поскольку атмосферная турбулентность стационарна в течение длительности фемтосекундного импульса, а нелинейная самомодуляция фазы, вызванная керровской нелинейностью, является локальной в поперечном сечении импульса и существенной лишь в окрестности зарождающихся филаментов. В построенной модели компрессия импульса при его распространении проявляется в перераспределении мощности между временными слоями импульса. Согласно (12), (13) изменение с расстоянием мощности $P(z, t)$ во временных слоях импульса описывается зависимостью

$$P(z, t) = P_{\delta 0} \frac{\tau_{\delta 0}}{\tau_\delta(z)} \exp\left\{-\frac{t^2}{\tau_\delta^2(z)}\right\}. \quad (15)$$

При таком перераспределении мощности во времени в центре импульса увеличивается интенсивность $I_\delta(x, y, z, t = 0)$ и возрастает вклад керровской нелинейности (2) в изменение показателя преломления:

$$\Delta n_k(x, y, z, t = 0) = \frac{1}{2} n_2 \frac{\tau_0}{\tau_\delta(z)} \exp\left\{-\frac{t^2}{\tau_\delta^2(z)}\right\} |\tilde{A}(x, y, z)|^2. \quad (16)$$

Уравнение (14) относительно функции пространственного изменения поля $\tilde{A}(x, y, z)$ является стационарным. Его решение представляет собой пространственное распределение поля, справедливое для всех временных слоев импульса. Центральный слой ($t = 0$), в котором мощность максимальна ($P(z, t = 0) = P_\delta(z)$), определяет начало филаментации. Вследствие пространственно-модуляционной неустойчивости светового поля в этом слое происходит стохастическое образование нелинейных фокусов и, в последующем, зарождение горячих точек филаментов. Интегрирование уравнения (14) со случайным полем показателя преломления осуществляется с помощью модели фазовых экранов [5] до границы участка префиламентации, определяемой как расстояние z_{prefil} , на котором интенсивность в горячих точках в два раза превышает

начальную пиковую интенсивность I_0 спектрально-ограниченного импульса. Комплексная амплитуда поля на границе области префиламентации представляется в виде

$$\tilde{E}(x, y, z_{prefil}, t) = T(z_{prefil}, t)\tilde{A}(x, y, z_{prefil}), \quad z < z_{prefil}. \quad (17)$$

Поле $\tilde{E}(x, y, z_{prefil}, t)$ является случайным вследствие флуктуаций показателя преломления на атмосферной трассе.

За границей области префиламентации $z > z_{prefil}$ поле в горячих точках стремительно нарастает с расстоянием. В окрестности горячих точек становится существенным вклад плазменной нелинейности, фазовой самомодуляции, отклонение формы импульса от гауссовой и изменение поля $\tilde{E}(x, y, z, t)$ описываются исходным уравнением (1) совместно с (2)–(4). Начальным условием для этой задачи является поле $\tilde{E}(x, y, z_{prefil}, t)$ (17), полученное на границе участка префиламентации. Для решения системы уравнений размерностью $(3D + 1)$ используется вычислительный кластер, для которого разработан оригинальный алгоритм распараллеливания на основе метода расщепления задачи дифракции.

Для анализа точности развитого полуаналитического метода рассмотрим тестовую задачу о самофокусировке гауссова фазово-модулированного импульса в отсутствие флуктуаций показателя преломления воздушной среды. Решение тестовой задачи при $\tilde{n} = 0$ и $\Delta n_p = 0$ с учетом дисперсии групповой скорости осуществлялось как полуаналитическим методом (12), (14), так и прямым интегрированием уравнения (1). Рассматривался импульс с параметрами: энергия $W = 6,1$ мДж, начальный радиус пучка $a_0 = 2$ см, спектрально-ограниченная длительность $\tau_0 = 100$ фс, длина волны $\lambda = 0,8$ мкм, коэффициент k_0'' , определяющий дисперсию групповой скорости, принимался равным $0,16$ фс²/см. При этих параметрах пиковая интенсивность $I_0 = 2,7$ ГВт/см², пиковая мощность $P_0 = 34,3$ ГВт, что в 20 раз превышало критическую мощность самофокусировки в воздухе атмосферного давления. При начальной фазовой модуляции длительность импульса увеличивалась до 727 фс, что соответствовало длине компрессии $L_{com} = 4500$ м, пиковые значения интенсивности и мощности соответственно равны $I_{s0} = 0,38$ ГВт/см² и $P_{s0} = 4,7$ ГВт.

На рис. 2 приведена зависимость пиковой интенсивности $I_s(z)$ в импульсе от длины распространения z . Медленное увеличение интенсивности в начале распространения, вызванное компрессией импульса и керровской самофокусировкой при $P_{s0}/P_{cr} \approx 2,7$, сменяется лавинным ее ростом с приближением к плоскости нелинейной фокусировки. Расстояние до этой плоскости можно принять за расстояние до старта филамента z_{fil} в регулярной воздушной среде.

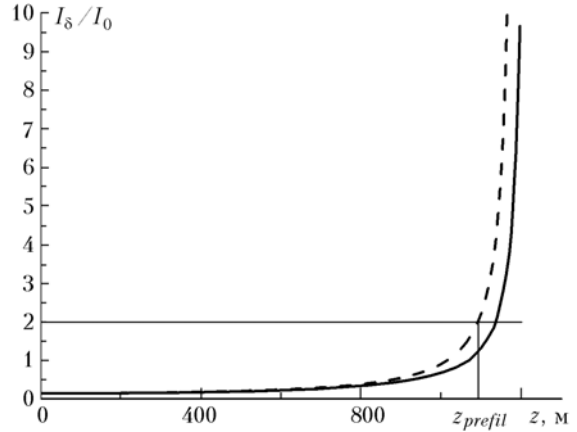


Рис. 2. Зависимость пиковой интенсивности $I_s(z)$ в импульсе от длины распространения z . Сплошная кривая – численное решение уравнения (1), штриховая – полуаналитический метод

Видно, что полуаналитический метод дает заниженное значение расстояния z_{fil} по сравнению с результатом прямого интегрирования уравнения (1). Как показывает анализ, выполненный при различных параметрах импульса, систематическая погрешность полуаналитического метода, оцениваемая по z_{fil} , не превышает 10%.

Эволюция фазово-модулированного импульса на трассе

Развитый полуаналитический метод был применен для численного исследования на протяженных трассах в турбулентной атмосфере процесса филаментации субгерцоваттного фемтосекундного импульса различной мощности, длительности и начальной фазовой модуляции. Рассматривалась горизонтальная трасса при постоянных параметрах атмосферной турбулентности с внутренним масштабом $l_0 = 3$ мм и внешним $L_0 = 10$ м. Структурная постоянная менялась в диапазоне $C_n^2 = (0,2 \div 0,4) \cdot 10^{-15}$ см^{-2/3}. При этом максимальная длина трассы достигала 3 км.

В качестве примера рассмотрим фазово-модулированный импульс с теми же параметрами, что и в предыдущем разделе. Заметим, что расстояние до начала филаментации z_{fil} , спектрально ограниченное импульсом, в отсутствие турбулентности ($C_n^2 = 0$) составляет 320 м.

В соответствии с полуаналитическим методом для получения реализации светового поля $\tilde{E}(x, y, z, t)$ при филаментации импульса в турбулентной атмосфере вначале рассматривался участок префиламентации, на котором случайное поле $\tilde{E}_{sp}(x, y, z, t)$ представлялось в мультипликативном виде (13). В этом представлении случайная функция $\tilde{A}(x, y, z)$, описывающая изменение светового поля в поперечном сечении импульса, определялась численным решением уравнения (14) с помощью модели фазовых экранов. Детерминированная форма импульса во времени $T(z, t)$ задавалась выражением (12).

Затем на участке трассы, где развивается филаментация, осуществлялось численное интегрирование непосредственно уравнения (1), для которого начальным условием являлось поле $\tilde{E}_{sp}(x, y, z_{prefil}, t)$, полученное на границе области префиламентации. В результате решения уравнения (1), которое учитывает дифракцию, дисперсию, фазовую самомодуляцию и самофокусировку в керровской среде и, наконец, дефокусировку в наведенной лазерной плазме, определялась реализация поля $\tilde{E}(x, y, z, t)$ на протяженной трассе.

На рис. 3 представлена интенсивность $\tilde{I}_\delta(x, y, z, t = 0)$ в центральном временном слое фазово-модулированного импульса на различных расстояниях по трассе. В начале участка префиламентации ($z < 700$ м) керровская самофокусировка выражена слабо, поскольку пиковая мощность $P_\delta(z)$ незначительно превышает критическую мощность самофокусировки. Флуктуации фазы светового поля при случайных изменениях показателя преломления в турбулентной атмосфере приводят к перераспределению мощности в поперечном сечении пучка. В отдельных областях поперечного сечения образуются локальные максимумы интенсивности. К концу участка префиламентации ($z = 1030$ м) эти максимумы начинают увеличиваться вследствие пространственно-модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля в воздухе, и при $z = 1380$ м в одном из них интенсивность достигает $5 \cdot 10^9$ Вт/см².

На участке трассы, где развивается филаментация импульса ($z \geq 1400$ м), максимум с наибольшей интенсивностью лавинообразно нарастает, образуя так называемую «горячую» точку в поперечном сечении импульса [27]. Интенсивность в горячей точке достигает порога многофотонной ионизации на расстоянии $z_{fil} = 1490$ м, что соответствует

началу филамента. Дефокусировка в наведенной лазерной плазме приводит к ограничению роста, а в дальнейшем и уменьшению интенсивности в центральном слое импульса. Аберрационный характер плазменной дефокусировки вызывает в дальнейшем образование кольцевой структуры, охватывающей филамент ($z = 1520$ м).

Следует отметить, что наряду с «горячей» точкой, из которой образуется филамент, на профиле интенсивности присутствуют и другие горячие точки, однако мощности, содержащейся в их окрестности, пока не достаточно для образования филамента.

Развитие «горячей» точки из максимума, сформировавшегося на участке префиламентации, можно рассматривать как самофокусировку отдельного возмущения в сечении импульса. Положим, что максимум имеет гауссов профиль и до образования филамента с интенсивностью, равной порогу фотоионизации, эволюционирует независимо от своего окружения. Тогда по случайной реализации интенсивности $I_\delta(x, y, z_{prefil}, t = 0)$ в центральном временном слое на границе префиламентации определим для этого максимума эффективный радиус a_{loc} и мощность P_{loc} , которая приходится на круг с таким радиусом. В соответствии с формулой Марбургера [28], справедливой для коллимированных пучков с гауссовым профилем, можно найти расстояние самофокусировки z_{loc} выделенного максимума:

$$z_{loc} = \frac{0,367k_0 a_{loc}^2}{\left\{ \left[\left(\frac{P_{loc}}{P_{cr}} \right)^{1/2} - 0,852 \right] - 0,0219 \right\}^{1/2}}. \quad (18)$$

Суммируя z_{loc} , вычисленное по формуле (18), с расстоянием до границы префиламентации z_{prefil} , получим оценку расстояния до начала филамента z_{fil}^{estim} .

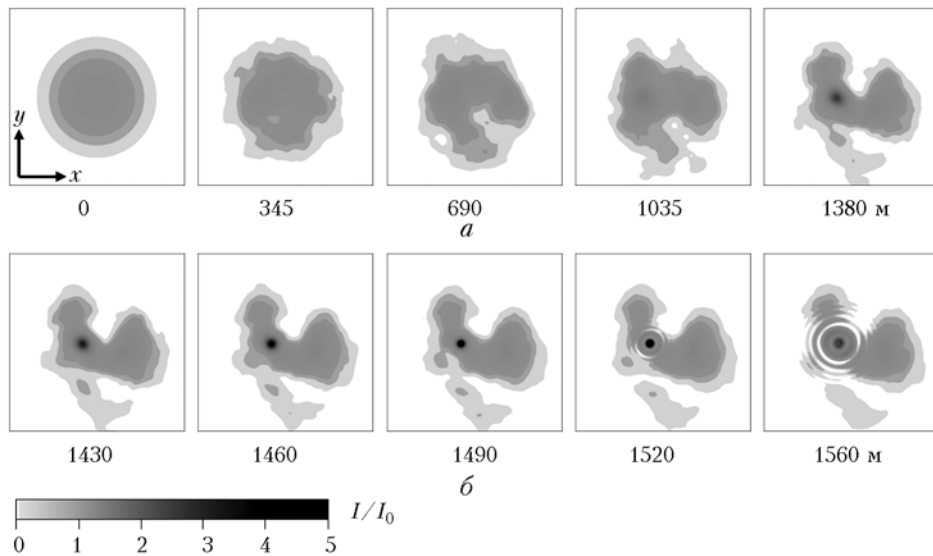


Рис. 3. Интенсивность $\tilde{I}_\delta(x, y, z, t = 0)$ в центральном временном слое фазово-модулированного импульса с энергией $W = 6$ мДж, длительностью $\tau_{80} = 727$ фс на различных расстояниях z . Длина компрессии $L_{com} = 4500$ м: a – участок префиламентации, b – участок филаментации

В рассматриваемом случае граница участка префиламентации $z_{prefil} = 1400$ м. Максимум с наибольшей интенсивностью на этом расстоянии имеет эффективный радиус $a_{loc} = 0,44$ см и содержит мощность $P_{loc} = 3,3$ ГВт, что составляет 1,9 от критической мощности самофокусировки. Расстояние z_{loc} самофокусировки, вычисленное по формуле (18) для максимума с такими параметрами, равно 108 м. Отсюда следует оценка для расстояния до начала филамента $z_{fil}^{estim} = 1508$ м, отклонение которой от величины $z_{fil} = 1490$ м, полученной численно, составляет 1,2%. Из проведенного анализа следует, что по результатам расчета префиламентации фазово-модулированного импульса в турбулентной атмосфере можно получить с хорошей точностью оценку расстояния до старта филаментации.

В прикладных задачах о филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в атмосфере важную роль играет доставка лазерной энергии на большие расстояния. В связи с этим представляет интерес исследовать влияние увеличения энергии импульса на процесс его филаментации в условиях турбулентности. Рассмотрим импульс с теми же временными ($\tau_0 = 100$ фс, $\tau_{80} = 727$ фс, $L_{com} = 4500$ м) и пространственными ($a_0 = 2$ см) параметрами, но с энергией, увеличенной вдвое ($W = 12$ мДж). В этом случае пиковая интенсивность фазово-модулированного импульса увеличилась до $I_{80} = 0,8 \cdot 10^9$ Вт/см², пиковая мощность до $P_{80} = 5,5P_{cr}$, а расстояние z_{fil} до образования филамента сократилось и составило 772 м. Однако несмотря на то что энергия импульса увеличилась, на этом расстоянии сформировался только один филамент, как и в предыдущем случае.

Для обоих рассмотренных импульсов длина компрессии L_{com} составляла 4500 м. Однако образование филамента происходило на значительно меньших расстояниях ($z_{fil} = 1500$ м для импульса с малой энергией и $z_{fil} = 772$ м для импульса с большой). В обоих рассмотренных случаях сжатие фазово-модулированного импульса во времени не было использовано в достаточной мере для локализации лазерной энергии.

Действительно, длина компрессии L_{com} , на которой достигается максимальное сжатие за счет линейной дисперсии фазово-модулированного импульса в воздухе, намного превышает расстояние до образования филамента и, следовательно, вклад линейной дисперсии в нелинейный рост интенсивности невелик.

Чтобы увеличить вклад линейной дисперсии, рассмотрим импульс с энергией 6 мДж, уменьшив длину компрессии до 3000 м. В этом случае длительность фазово-модулированного импульса τ_{80} составляла 490 фс, его пиковая интенсивность $I_{80} = 0,56 \cdot 10^9$ Вт/см², а пиковая мощность $P_{80} = 4,1P_{cr}$. Численное моделирование динамической задачи о филаментации такого импульса показало, что филамент образовался на расстоянии $z_{fil} = 931$ м. Та-

ким образом, увеличение вклада линейной дисперсии посредством сокращения длины компрессии фазово-модулированного импульса приводит к сокращению расстояния до образования филамента с 1500 м до 931 м.

Более высокой концентрации мощности во времени можно достичь с помощью уменьшения длительности τ_0 спектрально-ограниченного импульса. Рассмотрим импульс длительностью $\tau_0 = 50$ фс и энергией $W = 3$ мДж, при фазовой модуляции, когда длина компрессии $L_{com} = 3000$ м, а длительность увеличивается до $\tau_{80} = 960$ фс. Пиковая мощность P_{80} при такой фазовой модуляции импульса близка к P_{cr} , что недостаточно для образования филамента только за счет керровской самофокусировки. Определяющий вклад в зарождение филамента в этом случае вносит рост интенсивности при линейной дисперсии импульса. Это подтверждают результаты численного моделирования, согласно которым филамент в рассматриваемом импульсе формируется на расстоянии $z_{fil} = 2935$ м, что близко к длине компрессии L_{com} . Однако, как и в предыдущих случаях, произошло формирование одного филамента.

Все рассмотренные примеры свидетельствуют о том, что в турбулентной атмосфере формируется лишь один филамент в импульсе с начальной фазовой модуляцией независимо от его энергии и параметра модуляции. Вместе с тем в конце префиламентации, где начинается формирование «горячих» точек в сечении импульса, его пиковая мощность $P_{\delta}(z_{prefil})$ значительно превышает критическую мощность самофокусировки, составляя $4 \div 13P_{cr}$ в зависимости от параметров.

Отсутствие множества филаментов в мощном фазово-модулированном импульсе на протяженных атмосферных трассах объясняется пространственной селективностью модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля в воздушной среде. Действительно, на участке префиламентации длиной несколько сот метров образуются возмущения светового поля в поперечном сечении импульса. Характерный масштаб этих возмущений охватывает широкий диапазон, соответствующий степенному спектру атмосферной турбулентности. Поэтому с увеличением интенсивности в процессе дисперсионного сжатия импульса всегда существует такое возмущение, которое имеет наибольший инкремент нарастания.

Стягивание мощности в филамент, развивающийся из этого возмущения, подавляет возникновение других филаментов в импульсе. Такая конкуренция между образовавшимся филаментом и зарождающимися усугубляется турбулентным уширением импульса, при котором уменьшается интенсивность в его поперечном сечении.

Полученные выше результаты численного моделирования качественно согласуются с данными эксперимента [12], в котором не удалось зарегистрировать плазменные каналы с увеличением длительности импульса при введении фазовой модуляции.

Заключение

1. Предложен полуаналитический метод для исследования филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса с начальной фазовой модуляцией на протяженной трассе в турбулентной атмосфере. Метод основывается на мультипликативном представлении светового поля на участке префиламентации, в котором его пространственное изменение определяется флуктуациями показателя преломления и керровской нелинейностью воздушной среды, а временное — компрессией импульса в линейной диспергирующей среде. В дальнейшем на трассе, где становятся существенными фазовая самомодуляция поля и нелинейность лазерной плазмы, осуществляется численное решение полной задачи о филаментации импульса со случайными возмущениями, наведенными на участке префиламентации. Метод позволяет существенно сократить вычислительные затраты при исследовании формирования филаментов и плазменных каналов в фемтосекундных лазерных импульсах на километровых трассах в турбулентной атмосфере.

2. Начальная фазовая модуляция мощного фемтосекундного импульса позволяет в несколько раз увеличить расстояние до начала его филаментации в турбулентной атмосфере. Вместе с тем в рассмотренных импульсах независимо от их энергии и длины компрессии формируется один филамент, что является следствием пространственной селективности модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля с наведенными турбулентностью возмущениями при распространении в воздухе как среде с керровской нелинейностью.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-08004.

1. Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Woste L. White-light filaments for atmospheric analysis // *Science*. 2003. V. 301. N 5629. P. 61–64.
2. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Theberge F., Akozbek N., Becker A., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Schroeder H. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges // *Can. J. Phys.* 2005. V. 83. P. 863–905.
3. Беспалов В.И., Литвак А.Г., Таланов В.И. Нелинейная оптика. Новосибирск: Наука, 1968. С. 428–463.
4. Андрианов К.Ю., Кандидов В.П., Косарева О.Г., Чин С.Л., Талебпур А., Петит С., Луи В., Ивасаки А., Надё М.-К. Влияние качества пучка на филаментацию мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2002. Т. 66. № 8. С. 1091–1102.
5. Шленов С.А., Кандидов В.П. Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод // *Оптика атмосф. и океана*. 2004. Т. 17. № 8. С. 630–636.
6. Mlejnek M., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. Optically Turbulent Femtosecond Light Guide in Air // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. N 15. P. 2938–2941.

7. Berge L., Skupin S., Lederer F., Mejean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.P., Rodriguez M., Woste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Multiple Filamentation of Terawatt Laser Pulses in Air // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. N 22. P. 225002.
8. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А., Панов Н.А., Федоров В.Ю., Дормидонов А.Е. Динамическая мелкомасштабная самофокусировка фемтосекундного лазерного импульса // *Квант. электрон.* 2005. Т. 35. № 1. С. 59–64.
9. Ахманов С.А., Выхлоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
10. Chin S.L. A study of the fundamental science underlying the transport of intense femtosecond laser pulses in the atmosphere: Final Report for grant № DAAG55-97-1-0404. 1999.
11. Wille H., Rodriguez M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Woste L. Teramobile: A mobile femtosecond-terawatt laser and detection system // *Eur. Phys. J. AP.* 2002. V. 20. P. 183–190.
12. 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.
13. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. Начальная фазовая модуляция мощного фемтосекундного лазерного импульса как средство управления его филаментацией и генерацией суперконтинуума в воздухе // *Квант. электрон.* 2003. Т. 33. № 6. С. 525–530.
14. Nuter R., Berge L. Pulse chirping and ionization of O₂ molecules for the filamentation of femtosecond laser pulses in air // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 2006. V. 23. N 5. P. 874–884.
15. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П., Бродя А., Чин С. Зарождение и блуждание филаментов при распространении мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // *Квант. электрон.* 1999. Т. 29. № 10. С. 73–77.
16. 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. P. 67–76.
17. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 1997. V. 14. N 3. P. 650–660.
18. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air // *Opt. Lett.* 1998. V. 23. N 5. P. 382–384.
19. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 1966. Т. 50. Вып. 5. С. 1393–1409.
20. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 270 с.
21. Chesnokov S.S., Kandidov V.P., Shlenov S.A., Tamarov M.P. Three-dimensional model of optics atmospheric turbulence // *Proc. SPIE.* 1998. V. 3432. P. 14–25.
22. Миркин Л.И., Рабинович М.А., Ярославский Л.П. Метод генерирования коррелированных гауссовских псевдослучайных чисел на ЭВМ // *Ж. вычисл. мат. и мат. физ.* 1972. Т. 12. № 5. С. 1353–1357.

23. *Johansson E.M., Gavel D.T.* Simulation of stellar speckle imaging // Proc. SPIE. 1994. V. 2200. P. 372–383.
24. *Кандидов В.П., Федоров В.Ю.* Особенности самофокусировки пучков эллиптического сечения // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 12. С. 1163–1168.
25. *Безбородов А.Е., Шленов С.А.* Формирование плазменных каналов при многофиламентации лазерного импульса в турбулентной атмосфере // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 9. С. 1246–1250.
26. *Shlenov S.A., Bezborodov A.E., Smirnov A.V.* Parallel Algorithm for Filamentation of High-Power Super-Short Laser Pulses // Conference on Parallel and Distributed Processing Techniques and Applications (PDPTA'06). Las Vegas, NV, 2006. 1. PDP-4003. P. 94–98.
27. *Шленов С.А., Кандидов В.П.* 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.
28. *Marburger J.H.* Self-focusing: theory // Prog. Quant. Electr. Printed in Great Britain: Pergamon Press, 1975. V. 4. P. 35–110.

S.A. Shlenov, V.Yu. Fedorov, V.P. Kandidov. **Chirped femtosecond laser pulse filamentation over kilometer-range distances in the turbulent atmosphere.**

The influence of refractive index fluctuations on the sub-terawatt femtosecond pulse filamentation at kilometer-range paths in the turbulent atmosphere is investigated. A novel method of numerical simulation of the pulse filamentation at a long-range atmospheric path has been suggested. It includes an analytical solution of the equation for chirped pulse propagation in air. The detailed picture of chirped pulse filamentation at distances over one kilometer is provided.