

Динамическая мелкомасштабная самофокусировка фемтосекундного лазерного импульса

В.П.Кандидов, О.Г.Косарева, С.А.Шленов, Н.А.Панов, В.Ю.Федоров, А.Е.Дормидонов

Численно исследовано формирование множества филаментов в лазерном импульсе с первоначальными возмущениями интенсивности при распространении в турбулентной атмосфере. Показано, что конкуренция между нелинейными фокусами может привести к замедлению образования филаментов в процессе их распространения. В турбулентной атмосфере число филаментов увеличивается с расстоянием. Нестационарная интерференция при дефокусировке в лазерной плазме является причиной зарождения вторичных филаментов. Динамическая конкуренция сформировавшихся филаментов в течение импульса сокращает их протяженность и длину плазменных каналов.

Ключевые слова: мелкомасштабная самофокусировка, фемтосекундные импульсы, филаментация.

1. Введение

Явление мелкомасштабной самофокусировки привлекло внимание исследователей еще в 1970–80-х гг. в связи с проблемой усиления мощных наносекундных импульсов в твердотельных лазерных системах [1, 2]. В настоящее время интерес к этому явлению обусловлен в основном современными задачами фемтосекундной лазерной оптики. При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах и конденсированных средах формируются протяженные филаменты, в которых концентрируется значительная часть энергии излучения [3–5]. Филаментация сопровождается образованием плазменных каналов и сверхуширением частотного спектра импульса. Сейчас исследуется возможность использования этих свойств лазерного излучения для разработки новых методов фемтосекундной лазерной технологии в микрофотонике, лазерном зондировании окружающей среды, в дистанционном управлении электрическим разрядом [6].

Формирование филаментов обусловлено совместным проявлением керровской самофокусировки среды и нестационарной абберационной дефокусировки излучения в наведенной лазерной плазме. В импульсах гига- и тераваттной мощности образуется хаотический пучок филаментов, которые зарождаются в результате мелкомасштабной самофокусировки лазерного излучения. Стохастизация пучка из множества филаментов в фемтосекундном лазерном импульсе является следствием пространственной неустойчивости высокоинтенсивного светового поля в среде с керровской нелинейностью [7]. Возмущения интенсивности и фазы излучения на выходе лазерной системы, флуктуации показателя преломления среды приводят к случайному от импульса к импульсу расположению филаментов в пучке и, как следствие, к

нерегулярному сигналу обратного рассеяния в фемтосекундном лидаре [8].

С точки зрения нелинейной оптики филаменты представляют собой следы движущихся фокусов [9]. В отличие от самофокусировки наносекундных импульсов в оптических стеклах, рост интенсивности в нелинейных фокусах фемтосекундных импульсов ограничивается не двухфотонным поглощением, а нелинейной рефракцией в лазерной плазме, наведенной в результате многофотонной и туннельной ионизации [10, 11].

Экспериментально филаментация регистрируется CCD-камерой по появлению в плоскости наблюдения множества «горячих» точек в распределении плотности энергии в каждом импульсе или по генерации суперконтинуума. В [12, 13] импульсы титан-сапфирового лазера с длительностью 42 фс и энергией 40 мДж при распространении на 35 м распались на 6–8 филаментов, первоначально зарождающихся из небольшого числа неоднородностей в распределении плотности энергии на выходном окне лазерной системы. На установке «Teramobile» [14] в импульсе с длительностью 600 фс и энергией 230 мДж на расстоянии 55 м наблюдалось более 20 филаментов. С уменьшением длительности импульса до 100 фс и соответственным увеличением пиковой мощности до 2 ТВт первоначально возникало несколько десятков филаментов протяженностью более десяти метров, которые в дальнейшем распались на сотни мелкомасштабных «горячих» точек в распределении плотности энергии в поперечном сечении импульса [15].

Теоретически филаментация исследуется численным решением системы уравнений относительно медленно меняющейся амплитуды светового поля и концентрации электронов в наведенной лазерной плазме [12, 13, 16]. В полной постановке задачи с размерностью $3D + 1$, когда учитываются нестационарность кубической нелинейности, материальная дисперсия и флуктуации показателя преломления среды, задача о стохастическом формировании в импульсе тераваттной мощности многих десятков и сотен филаментов требует чрезмерно больших вычислительных мощностей и не поддается решению даже на мощных вычислительных комплексах, содержащих до

В.П.Кандидов, О.Г.Косарева, С.А.Шленов, Н.А.Панов, В.Ю.Федоров, А.Е.Дормидонов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: shlenov@msuile.phys.msu.ru

128 процессоров [15]. В работе [16] получена пространственно-временная картина развития филаментов в импульсе, в котором на гауссово распределение интенсивности в поперечном сечении наложены крупномасштабные гармонические возмущения. Распад и слияние первоначально образовавшихся филаментов авторы определили как оптическую турбулентность.

Развитие множества филаментов из двух возмущений в распределении интенсивности на выходе лазерной системы исследовано в [13] для объяснения замирания сигнала обратного рассеяния при импульсно-периодическом зондировании воздушной среды. Стохастическое зарождение множества филаментов при распространении лазерных импульсов в турбулентной атмосфере рассмотрено в [17] в квазистационарном приближении с феноменологической моделью ограничения интенсивности в движущихся фокусах. В [15] использована редуцированная модель, в которой для расчета концентрации электронов в плазменном канале вводится аппроксимация временного профиля импульса в окрестности нелинейного фокуса гипотетическим гауссовым пиком постулированной длительности. Это позволило уменьшить размерность исследуемой задачи и рассчитать распределение плотности энергии в сечении пучка при филаментации фемтосекундных импульсов с параметрами, близкими к генерируемым на установке «Teramobile».

В настоящей работе численно исследуется динамическая мелкомасштабная самофокусировка фемтосекундного лазерного импульса, которая проявляется в формировании множества филаментов. Рассматривается развитие филаментов при распространении в регулярной среде импульса с небольшим числом первоначальных возмущений и первоначально невозмущенного импульса в турбулентной атмосфере.

2. Модель формирования филаментов

Для импульса длительностью $10^{-13} - 10^{-14}$ с применимо приближение медленно меняющихся амплитуд, и его огибающая $E(x, y, z, t)$ в бегущем времени t удовлетворяет уравнению

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{2k^2}{n_0} (\Delta n_k + \Delta n_p + \Delta \tilde{n}) E. \quad (1)$$

Приращение показателя преломления Δn_k описывает керровскую нелинейность. Электронная компонента этой нелинейности является мгновенной, а время установления отклика, обусловленного вынужденным рассеянием на вращательных переходах молекул газов, сравнимо с длительностью импульса. Поэтому Δn_k представляется в виде свертки [18, 19]:

$$\Delta n_k(t) = \frac{1}{2} n_2 \left[|E(t)|^2 + \int_{-\infty}^t h(t-t') |E(t')|^2 dt' \right], \quad (2)$$

где n_2 – коэффициент керровской нелинейности при квазистационарном излучении. Для воздуха функция отклика $h(t)$ аппроксимируется выражением [18]

$$h(t) = \text{step}(t) \Omega^2 \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right) \frac{\sin(At)}{A}, \quad (3)$$

где $A^2 = \Omega^2 - (\Gamma^2/4)$; $\Omega = 20.6$ ТГц; $\Gamma = 26$ ТГц.

Вклад лазерной плазмы в нелинейность Δn_p определяется частотой столкновений $\nu_c = N_0 v_e \sigma_c$ с нейтральными частицами среды и плазменной частотой $\omega_p = (4\pi e^2 N_e / m_e)^{1/2}$:

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega^2 + \nu_c^2)} \left(1 - i \frac{\nu_c}{\omega}\right), \quad (4)$$

где e , m_e – заряд и масса электрона соответственно; N_0 – концентрация нейтральных частиц; v_e – скорость электронов; σ_c – сечение столкновений электронов с нейтральными частицами; ω – частота лазерного излучения; n_0 – показатель преломления среды. Изменение концентрации электронов описывается кинетическим уравнением

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_0 - N_e) + \nu_i N_e - \beta N_e^2, \quad (5)$$

где β – скорость рекомбинации. Для определения скорости многофотонной ионизации используется модель Переломова – Попова – Терентьева [20], для нахождения частоты лавинной ионизации, которая существенна для конденсированных сред, – выражение [21]

$$\nu_i = \frac{1}{W} \frac{e^2 E^2}{2m_e(\omega^2 + \nu_c^2)} \nu_c, \quad (6)$$

где W – потенциал ионизации (ширина запрещенной зоны).

Флуктуации показателя преломления в среде $\Delta \tilde{n}(x, y, z)$ определяются пространственным спектром $F_{\Delta \tilde{n}}$, который для атмосферной турбулентности имеет вид [22]

$$F_{\Delta \tilde{n}}(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z) = 0.033 C_n^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \exp(-\kappa^2 / \kappa_m^2), \quad (7)$$

$$\kappa^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2,$$

где параметр C_n^2 характеризует величину турбулентных флуктуаций, а постоянные $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ и $\kappa_m = 5.92/l_0$ – нижнюю и верхнюю границы пространственных частот инерционного интервала турбулентности (от внешнего (L_0) до внутреннего (l_0) масштаба).

В модели (1) не учитывается волновая нестационарность, которая приводит к нелинейному увеличению крутизны фронтов импульса [23] и не влияет на формирование нелинейных фокусов в его поперечном сечении. Кроме того, в (1) не включена дисперсия групповой скорости, поскольку для рассматриваемых импульсов дисперсионная длина превышает расстояние развития пространственной неустойчивости [24].

3. Импульс с возмущениями интенсивности в регулярной среде

Образование филаментов в импульсе с начальными возмущениями интенсивности рассмотрим на примере суперпозиции двух парциальных когерентных пучков, центры которых сдвинуты друг относительно друга в плоскости поперечного сечения. Парциальные пучки предполагаются гауссовыми с равными амплитудами и ширинами:

$$E(x, y, z = 0, \tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_0^2}\right) E(x, y),$$

$$E(x, y) = E_0 \exp \left[-\frac{(y - d/2)^2 + x^2}{2a_0^2} \right] + E_0 \exp \left[-\frac{(y + d/2)^2 + x^2}{2a_0^2} \right], \quad (8)$$

где d – расстояние между парциальными пучками радиусом a_0 . Такая модель соответствует распределению плотности энергии, наблюдаемому на выходе фемтосекундной лазерной системы [25]. В качестве масштаба для пиковой мощности P импульса (8) можно взять критическую мощность самофокусировки гауссового пучка

$$P_g = \frac{\pi n_0}{2k^2 n_2} R_{cr},$$

которая близка к мощности моды Таунса, описывающей поле в нелинейном фокусе [26]. Известны оценки для параметра нелинейности R_{cr} : $R_{cr}^{ax} = 1$ в приосевом приближении [27], $R_{cr}^H = 4$ из равенства нулю гамильтониана пучка H [28] и $R_{cr}^{cs} = 3.77$ согласно численному моделированию [29].

Зарождение и начальная стадия образования филаментов определяются керровской самофокусировкой излучения, в процессе которой интенсивность в нелинейных фокусах возрастает до порога фотоионизации среды. (В воздухе при атмосферном давлении порог многофотонной ионизации составляет $\sim 5 \times 10^{13}$ Вт/см² [30], в воде – 10^{13} Вт/см² [31].) Плазма в нелинейном фокусе вызывает дефокусировку последующих временных слоев импульса и, как следствие этого, появление интерференционных колец в распределениях интенсивности и плотности энергии [11]. Плазменный канал стабилизирует измеряемые параметры, характеризующие сформировавшийся филамент, – его энергию и поперечный размер. Сильные градиенты светового поля в плазме приводят к генерации суперконтинуума [32].

Для качественного анализа начальной стадии образования филаментов рассмотрим стационарную самофокусировку лазерного излучения (8), интенсивность которого совпадает с пиковой в импульсе. Из численного исследования следует, что в этом случае существуют две критические мощности, $P_{cr}^{(1)}$ и $P_{cr}^{(2)}$, значения которых зависят от расстояния d между парциальными пучками (рис.1,а). При пиковой мощности $P < P_{cr}^{(1)}$ филаментация в импульсе отсутствует, при $P_{cr}^{(1)} < P < P_{cr}^{(2)}$ в импульсе зарождается один нелинейный фокус и, следовательно, образуется один филамент, при $P > P_{cr}^{(2)}$ формируются два и более филаментов. При $d \rightarrow \infty$ излучение распадается на два не связанных парциальных пучка, значения $P_{cr}^{(1)}$ и $P_{cr}^{(2)}$ стремятся к $2P_g^{cs}$ и образование одного филамента становится невозможным.

С ростом пиковой мощности P при неизменном смещении парциальных пучков ($d/a_0 = \text{const}$) расстояние до начала филамента Z_f меняется немонотонно. При незначительном превышении первой критической мощности ($P \geq P_{cr}^{(1)}$) расстояние Z_f стремительно уменьшается с ростом P , при $P > P_{cr}^{(1)}$ это уменьшение замедляется, а с приближением мощности P к $P_{cr}^{(2)}$ расстояние самофокусировки Z_f при увеличении P возрастает (рис.1,б). Такой характер зависимости $Z_f(P)$ объясняется конкуренцией первоначальных возмущений, которую можно определить как «стационарную», поскольку она развивается с расстоянием z и не зависит от времени t . При пиковой мощности $P \geq P_{cr}^{(1)}$ первоначальные возмущения в нача-

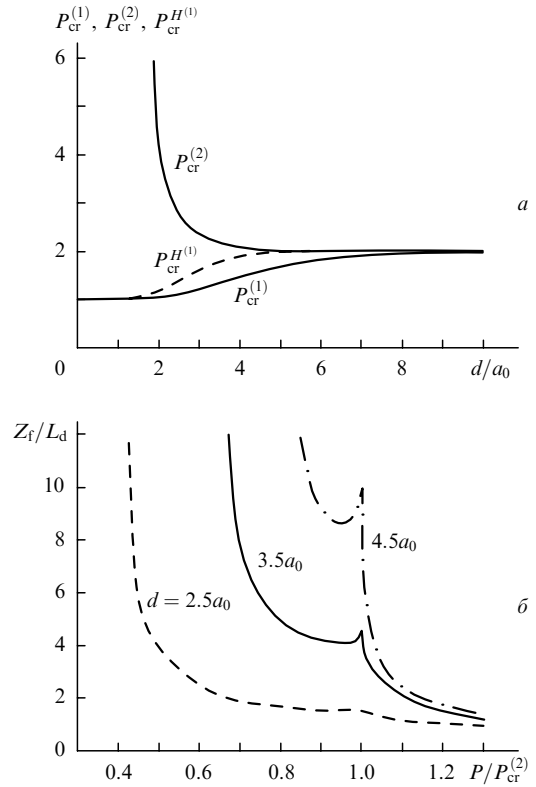


Рис.1. Зависимости от расстояния d между максимумами возмущений в первоначальном распределении интенсивности критических мощностей $P_{cr}^{(1)}$ и $P_{cr}^{(2)}$ и оценка $P_{cr}^{(1)}$ по гамильтониану $P_{cr}^{H(1)}$ ($P_{cr}^{(1)}$ и $P_{cr}^{(2)}$ нормированы на критическую мощность самофокусировки P_g^{cs} гауссова пучка, определенную численно, $P_{cr}^{H(1)}$ – на критическую мощность P_g^H , вычисленную по гамильтониану) (а), а также зависимости расстояния до начала филамента Z_f от пиковой мощности P при разных расстояниях между начальными возмущениями ($L_d = ka_0^2$ – дифракционная длина парциального пучка) (б).

ле распространения сливаются в одно, а затем происходит самофокусировка, при которой в соответствии с моделью движущихся фокусов мощность с периферии пучка стягивается к его оси [33]. В этом случае расстояние до начала филамента тем меньше, чем больше P . При $P \leq P_{cr}^{(2)}$ начальные возмущения вначале нарастают независимо. Затем происходит «протяженная» конкуренция между выросшими возмущениями, и накопившаяся в них мощность «перетекает» на ось пучка, где формируется один нелинейный фокус. «Стационарное» перераспределение мощности в сечении импульса затягивает время образования филамента, и расстояние до его начала увеличивается. При $P > P_{cr}^{(2)}$ расстояние Z_f вновь монотонно уменьшается с увеличением мощности.

Аналитическая оценка первой критической мощности $P_{cr}^{H(1)}$ получена из условия равенства нулю гамильтониана (рис.1,а) [34]. Из зависимости $P_{cr}^{H(1)}/P_g^H$ от расстояния d следует, что оценка по гамильтониану \hat{H} дает завышенную критическую мощность в области $d/a_0 = 2 - 6$, где нелинейный фокус формируется при сильной конкуренции первоначальных возмущений.

Динамическая самофокусировка рассмотрена при распространении в воде импульса (8) длительностью $\tau_0 = 27$ фс с парциальными пучками радиусом $a_0 = 63$ мкм, смещенными на расстояние $d = 2a_0$ относительно друг друга. Эти параметры соответствуют эксперименту по филаментации в воде сфокусированного импульса [35]. В воде керровскую нелинейность можно считать безынер-

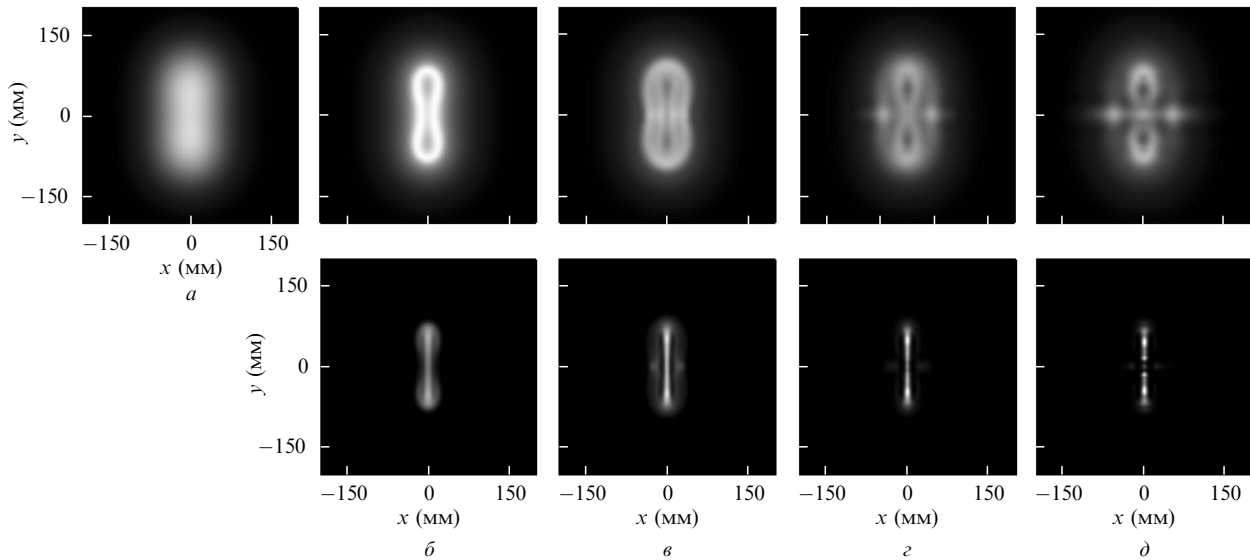


Рис.2. Тоновые изображения распределений плотности энергии $J(x, y)$ (верхний ряд) и плотности электронов лазерной плазмы $N_e(x, y)$ (нижний ряд) в поперечном сечении импульса на расстояниях $z/L_d = 0$ (а), 0.15 (б), 0.20 (в), 0.25 (г) и 0.30 (д). Плотность энергии J нормирована на 0.29 Дж/см², электронов N_e – на 2.7×10^{19} см⁻³.

ционной и положить функцию отклика $h(t)$ равной $\delta(t)$. Коэффициент нелинейности для воды $n_2 = 10^{-19}$ см²/Вт, что соответствует критической мощности самофокусировки гауссова пучка $P_g = 4 \times 10^6$ Вт [35]. Лавинная ионизация в воде вносит существенный вклад в генерацию плазмы, поскольку при интенсивности излучения в филаменте $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см² частота ионизации ν_i достигает $\sim 5/\tau_0$, а частота столкновений ν_c близка к частоте излучения ω_0 . Распределения в плоскости поперечного сечения для плотности энергии $J(x, y)$ и концентрации электронов $N_e(x, y)$ в плазме приведены в виде тоновых изображений на рис.2 для различных расстояний z . Первоначально $J(x, y)$ имеет вытянутое по оси y распределение с двумя слабо выраженными максимумами (рис.2,а). При пиковой мощности $P = 5.3 \times 10^8$ Вт, которая согласно зависимости на рис.1,а меньше $P_{cr}^{(2)}$, но больше $P_{cr}^{(1)}$, в импульсе формируется один филамент с плазменным каналом на оси.

В импульсе с энергией $W = 140$ мкДж и пиковой мощностью $P = 3 \times 10^9$ Вт, превышающей $P_{cr}^{(2)}$, формируются два близко расположенных филамента в плоскости $z = 0.15L_d$, где $L_d = ka_0^2$ – дифракционная длина парциального пучка (рис.2,б). Интенсивность между филаментами достигает порога фотоионизации, и между плазменными каналами возникает перемигачка. Дефокусировка в плазме вызывает на заднем фронте импульса волны, которые расходятся от филаментов и уносят их мощность, и в распределении плотности энергии появляются локальные минимумы в центрах филаментов. На расстоянии $z = 0.20L_d$ интерференция этих волн приводит к образованию максимумов интенсивности, на которых рождаются еще два коротких вторичных филамента (рис.2,в). В дальнейшем (при $z = 0.25L_d$) вследствие динамической конкуренции между филаментами на месте вторичных сохраняются локальные максимумы плотности энергии. Однако плазменные каналы исчезают, поскольку интенсивность в этих местах не достигает порога фотоионизации в течение импульса (рис.2,г), и остаются два сформировавшихся филамента со сложным распределением плотности энергии. Сечения их плазменных каналов имеют вытянутую форму (рис.2,д).

4. Импульс в турбулентной атмосфере

В воздухе частота столкновений электронов с нейтральными частицами при интенсивности, достигаемой в филаменте, составляет около 2×10^{12} с⁻¹, и вклад лавинной ионизации в генерацию плазмы при распространении импульсов длительностью менее 500 фс пренебрежимо мал. Кроме того, можно не учитывать электрон-ионную рекомбинацию, время которой составляет ~ 1 нс. Критическая мощность самофокусировки для импульсов длительностью 10^{-13} фс согласно измерениям [5] равна 6×10^9 Вт.

Филаментация в условиях наличия флуктуаций показателя преломления воздушной среды рассматривалась для импульса на длине волны $\lambda = 0.8$ мкм с длительностью $\tau_0 = 100$ фс и пиковой плотностью энергии $J_0 = 8$ мДж/см². Интенсивность имела унимодальное гауссово распределение ($d = 0$) с шириной $a_0 = 0.92$ см и максимальным значением $I_0 = 0.45 \times 10^{11}$ Вт/см². Флуктуации показателя преломления на трассе имитировались фазовым экраном, статистические характеристики которого соответствовали атмосферной турбулентности с параметрами $C_n^2 = 2 \times 10^{-15}$ см^{-2/3}, $L_0 = 1$ м и $l_0 = 1$ мм.

Представление о динамике распределения интенсивности $I(x, y)$ в поперечном сечении импульса дает рис.3, где для ряда моментов времени t приведены тоновые изображения для $I(x, y)$ на расстоянии $z = 80$ м. На переднем фронте импульса ($t/\tau_0 = -0.8$) в центральной части пучка в области «фокусирующей» флуктуации показателя преломления в турбулентной атмосфере зарождается нелинейный фокус (рис.3,а). Во временном слое $t/\tau_0 = -0.4$ проявляется дефокусировка в плазме, наведенной предыдущими слоями импульса. В центре образующегося филамента возникает локальный минимум интенсивности (рис.3,б). Кроме того, интерференция волны, расходящейся от филамента, и падающей волны, возмущенной атмосферными флуктуациями, приводит к формированию стохастической картины максимумов интенсивности, в которой просматривается кольцевая структура, наблюдаемая в однородных средах [11]. Образовавшиеся максимумы интенсивности становятся цент-

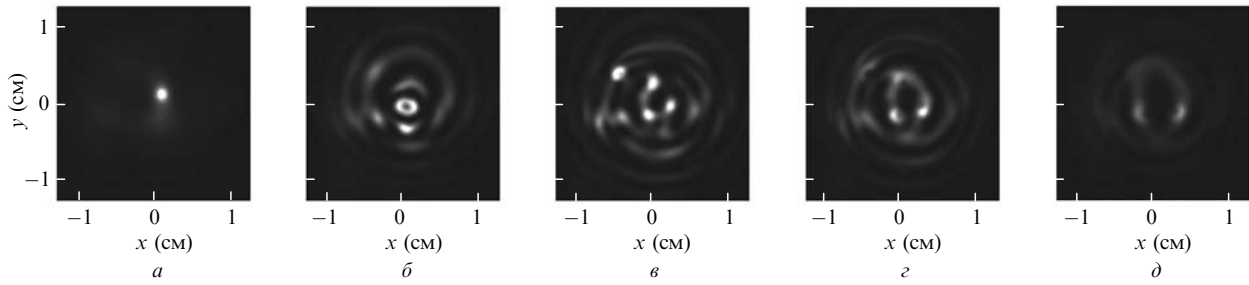


Рис.3. Распределения интенсивности $I(x, y)$ в поперечном сечении импульса на расстоянии $z = 80$ м в турбулентной атмосфере при пиковой мощности импульса $P = 20P_{cr}$. Сечения приведены в моменты времени $t/\tau_0 = -0.8$ (а), -0.4 (б), 0 (в), 0.4 (г), 0.8 (д).

рами зарождения вторичных филаментов в последующих временных слоях. В центральном временном слое ($t/\tau_0 = 0$) возрастает число глобальных максимумов, а также локальных, обусловленных интерференцией волн (рис.3,в). На хвосте импульса, где мощность падает, дефокусировка в лазерной плазме проявляется особенно сильно, и в сечении импульса остаются лишь размытые возмущения интенсивности небольшой величины, число которых сокращается (рис.3,г,д). Заметим, что положения максимумов интенсивности на плоскости (x, y) меняются в течение импульса, поскольку они зависят от возмущений показателя преломления, вызванных турбулентностью и плазмой, созданной предыдущими филаментами.

Изменение с расстоянием распределений плотности энергии $J(x, y)$ и концентрации электронов $N_e(x, y)$ в плазме приведены на рис.4. На расстоянии $z = 50$ м видны «горячая точка» первичного филамента с высокой плотностью энергии (рис.4,а) и соответствующий ей плазменный канал с резко возросшей концентрацией электронов (рис.4,з). Наряду с этим существуют возмущения в распределении плотности энергии, вызванные атмосферной турбулентностью, в которых высока вероятность возникновения новых филаментов. В результате на расстоянии 60 м формируется еще одна «горячая точка» – вторичный филамент (рис.4,б), и число плазменных каналов увеличивается (рис.4,д). Плазма, созданная первичным фила-

ментом, приводит к образованию локального минимума на его оси и кольцевой структуры в распределении $J(x, y)$.

В дальнейшем импульс распадается на множество случайно расположенных филаментов и плазменных каналов (рис.4,в,е). При этом положения данных каналов в сечении импульса могут не совпадать с «горячими точками» в распределении плотности энергии. Как показывает анализ динамики плазменных каналов, при рефракции в них возникает локальный наклон волнового фронта, что приводит к появлению слабо расходящихся траекторий филаментов и к заметному смещению плазменных каналов на протяженной атмосферной трассе.

5. Заключение

В мощном фемтосекундном лазерном импульсе развивается динамическая самофокусировка, при которой в поперечном сечении импульса формируется множество филаментов. Стационарная конкуренция между нелинейными фокусами на начальной стадии филаментации может стать причиной увеличения расстояния до начала филаментов. Максимумы интенсивности в нестационарной интерференционной картине, возникающей вследствие дефокусировки в лазерной плазме филаментов, являются центрами зарождения вторичных филаментов. В турбулентной атмосфере флуктуации показателя преломления приводят к нерегулярной интерференционной

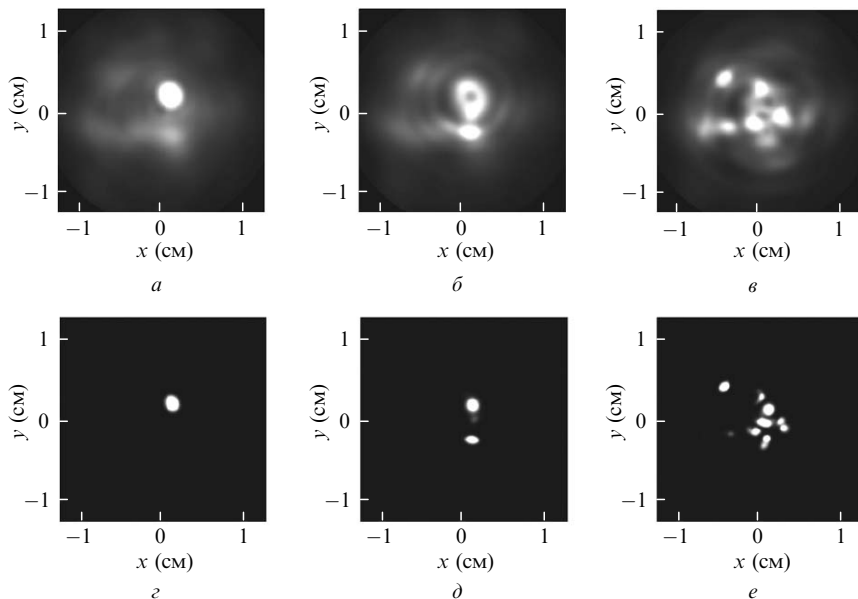


Рис.4. Распределения плотности энергии $J(x, y)$ (а–в) и плотности электронов в лазерной плазме $N_e(x, y)$ (г–е) в поперечном сечении импульса в турбулентной атмосфере на расстояниях $z = 50$ (а, г), 60 (б, д) и 80 м (в, е). Плотность энергии J нормирована на 14 мДж/см², плотность электронов N_e – на 2×10^{14} см⁻³.

картине и стохастическому распаду импульса на множество филаментов. Направление «перетекания» мощности в поперечном сечении импульса при их формировании меняется во времени. Динамическая конкуренция между филаментами влияет на их протяженность и длину плазменных каналов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16939) и Европейского офиса по научным исследованиям армии США (контракт № 62558-03-M-0029).

1. Жерихин А.Н., Матвеев Ю.А., Чекалин С.В. *Квантовая электроника*, **3**, 1585 (1976).
2. Баранова Н.Б., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. *Труды ФИАН*, **103**, 84 (1978).
3. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squi J., Mourou G. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
4. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prad B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **1**, 62 (1996).
5. Brodeur A., Chien C.Y., Pkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **22**, 304 (1997).
6. Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Souerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L. *Science*, **301**, 61 (2003).
7. Беспалов В.И., Литвак А.Г., Таланов В.И. В сб. *Нелинейная оптика* (Новосибирск: Наука, 1968).
8. Luo Q., Liw W., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 1 (2002).
9. Луговой В.Н., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 153 (1968).
10. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. *J. Nonlinear Opt. Phys.*, **6**, 485 (1997).
11. Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeu M.C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu. *Opt. Commun.*, **210**, 329 (2002).
12. Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P. *New J. Phys.*, **6** (6), 1 (2004).
13. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközbebek N., Kandidov V.P. *Phys. Rev. A*, **70**, 033802-1 (2004).
14. Wille H., Rodriguez M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L. *Eur. Phys. J. – Appl. Phys.*, **20**, 183 (2002).
15. Berge L., Skupin S., Lederer F., Mejean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.P., Rodriguez M., Wöste L., Bourayou R., Sauerbrey R. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 225002-1 (2004).
16. Mlejnek M., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2938 (1999).
17. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 630 (2004).
18. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
19. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **3**, 618 (1993).
20. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
21. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992).
22. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. *Оптика турбулентной атмосферы* (Л.: Гидрометеоздат, 1988).
23. Ахманов С.А., Высоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
24. Косарева О.Г., Панов Н.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, в печати.
25. Андрианов К.Ю., Кандидов В.П., Косарева О.Г., Чин С.Л., Талебпур А., Петин С., Луи В., Ивасаки А., Надё М.-К. *Изв. РАН. Сер. физическая*, **66**, 1091 (2002).
26. Fibich G., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **25**, 335 (2000).
27. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. *УФН*, **93**, 19 (1967).
28. Захаров В.Е., Соболев В.В., Сынах В.С. *ЖЭТФ*, **60**, 136 (1971).
29. Marburger J.H. In: *Progr. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
30. Wood W.M., Siders C.W., Downer M.C. *IEEE Trans. Plasma. Sci.*, **21**, 20 (1993).
31. Feng Q., Moloney J.V., Newell A.C., Wright E.M., Cook K., Kennedy P.K., Hammer D.X., Rockwell B.A., Thompson C.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 127 (1997).
32. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Aközbebek N., Bowden C.M., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **77**, 149 (2003).
33. Дышко А.Л., Луговой В.Н., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 655 (1967).
34. Berge L., Schmidt M.R., Rasmussen J.J., Christiansen P.L., Rasmussen K.O. *J. Opt. Soc. Am.*, **14**, 2550 (1997).
35. Liu W., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V.P., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 1 (2003).