

Управление областью множественной филаментации тераваттных лазерных импульсов на стометровой воздушной трассе

Д.В.Апексимов, Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.М.Кабанов,
Г.Г.Матвиенко, В.К.Ошлаков

Представлены результаты экспериментов и численного моделирования множественной филаментации тераваттных фемтосекундных импульсов Ti : сапфирового лазера на воздушной трассе длиной 106 м при изменении начальной пространственной фокусировки и мощности лазерного излучения. Продемонстрирована высокая эффективность управления положением и протяженностью области филаментации путем варьирования начальной фокусировки лазерного пучка, что позволило перемещать область филаментации по всей длине оптической трассы. Экспериментально выявлен унимодальный характер распределения числа формируемых излучением вдоль оптической трассы плазменных каналов и установлена корреляция координат, соответствующих максимуму числа плазменных каналов и нелинейному фокусу пучка в целом.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, самофокусировка, множественная филаментация, лазерная плазма.

1. Введение

Филаментация лазерного излучения является основным режимом нелинейного распространения мощного лазерного УКИ в прозрачной среде [1]. В воздухе признаками филаментации излучения могут считаться пространственный распад поперечного профиля пучка на локализованные области с высокой интенсивностью – филаменты, появление вдоль трассы распространения протяженных светящихся плазменных каналов, а также генерация экстремально широкополосного излучения – суперконтинуума. Один из последних обзоров по филаментации лазерного излучения можно найти в [2].

Задача формирования области множественной филаментации на заданном расстоянии от лазерного источника (сотни и тысячи метров) является актуальной для фемтосекундной атмосферной оптики, включающей в себя как традиционные задачи дистанционной диагностики атмосферных составляющих [3], так и задачи транспортировки экстремально высокой интенсивности светового поля на протяженных трассах [4], создания электропроводящих каналов в атмосфере [5] и лазерной генерации СВЧ излучения [6]. К известным методам управления положением области филаментации излучения относятся изменение мощности лазерного импульса [7], пространственная [8] и временная фокусировки УКИ [9], вариации начального поперечного профиля интенсивности [10] и размера пучка [11], в том числе с использованием адаптивного управления [12].

Д.В.Апексимов, Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.М.Кабанов, Г.Г.Матвиенко, В.К.Ошлаков. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru

Поступила в редакцию 29 января 2015 г.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по управлению положением области филаментации УКИ на протяженной атмосферной трассе путем изменения начальной пространственной фокусировки и энергии импульса. В отличие от предыдущих аналогичных работ [13, 14], при проведении наших экспериментов было реализовано полное управление поперечной структурой пучка лазерного излучения вдоль трассы распространения, что позволило проследить пространственную эволюцию формирующихся в результате филаментации пучка плазменных высокоинтенсивных световых каналов. Это было использовано для корректировки численной модели самовоздействия УКИ, которая применялась для физической интерпретации полученных опытных данных.

2. Методика и результаты экспериментальных исследований

На практике управление филаментацией мощного излучения, как правило, означает обеспечение старта филаментации и, следовательно, плазмообразования на заданной дистанции. Длиной области существования филаментов сложнее управлять в связи с недетерминированностью физических процессов, приводящих к срыву филаментации. Пожалуй, единственным вариантом управления длиной области филаментации является случай остророфокусированного излучения, когда филаментация реализуется в пределах линейной фокальной перетяжки пучка [14, 15]. Сама принципиальная возможность управления стартом филаментации следует из теории стационарной самофокусировки излучения в керровской среде [16]. В рамках этой теории выражение для длины самофокусировки z_{sf} пучка с начальной кривизной фазового фронта f имеет вид

$$z_{sf} = (1/f + 1/z_k)^{-1}, \quad (1)$$

где z_K – координата поперечного коллапса коллимированного пучка (зависящая от мощности). Для параметра z_K существует полуэмпирическая оценка, учитывающая нестационарность процесса самофокусировки импульса излучения (формула Марбургера [1]):

$$z_K = 0.367L_d / \sqrt{(\sqrt{\eta} - 0.852)^2 - 0.0219}, \quad \eta > 0.5. \quad (2)$$

Здесь $L_d = \pi d_0^2 / (4\lambda_0)$ – дифракционная длина пучка излучения с диаметром d_0 (по уровню $1/e^2$) и длиной волны λ_0 ; $\eta = P_0/P_c$ – приведенная мощность; P_0 – начальная мощность излучения; P_c – критическая мощность самофокусировки, обратно пропорциональная кубической поляризуемости среды.

Из выражений (1) и (2) видно, что изменение размера d_0 , фокусного расстояния f или мощности излучения P_0 приведет к смещению результирующей длины z_{sf} самофокусировки пучка. При этом наибольший эффект здесь может быть достигнут вариацией d_0 ($z_K \propto d_0^2$) и изменением условий начальной фокусировки. В последнем случае согласно (1) получаем, что для сфокусированного излучения ($f > 0$) филаментация пучка всегда реализуется перед его геометрическим фокусом, в то время как при начальной расфокусировке пучка ($f < 0$) точку коллапса теоретически можно отнести в бесконечность, если выполнить условие $|f| = z_K$. Управление стартом филаментации путем изменения мощности излучения будет более слабым из-за того, что параметр P_0 входит в выражение (2) в степени $1/2$.

Схема экспериментов приведена на рис.1. Задающий генератор представлял собой лазер на кристалле сапфира, допированного титаном (Ti:сапфировый лазер), с пассивной синхронизацией мод за счет керровского механизма. Лазерный источник генерировал импульсное излучение с центральной длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм, длительностью импульса по полувысоте $t_p = 50$ фс, энергией $E_0 \leq 82$ мДж и пиковой мощностью $P_0 \leq 1.5$ ТВт. Частота следования импульсов составляла 10 Гц. В качестве фокусирующего элемента использовался зеркальный телескоп Галилея с

переменной базой. Фокусное расстояние дефокусирующего зеркала $f_1 = -50$ см, а фокусирующего зеркала – $f_2 = +100$ см. Диаметр пучка d_0 на выходе усилительного каскада равнялся 2.5 см, а после телескопа $d_0 = 4$ см.

На рис.2 и 3 представлены результаты измерений пространственного положения области филаментации УКИ, демонстрирующие способы управления филаментацией путем изменения начальной пространственной фокусировки и энергии импульса излучения. Границы области, в которой на трассе возникали плазменные каналы, сопутствующие филаментации пучка, определялись по наличию/отсутствию характерных ожогов на фотобумаге (глянцевая, цветная, контрастная, ТУ 6-17-766-76), таких как, например, ожоги, показанные на рис.1,в. Каждая точка на рис.2 и 3 представляет собой среднееарифметическое по результатам десяти независимых измерений координат области филаментации.

Из рис.2 видно, как увеличение базы телескопа в пределах нескольких сантиметров, что соответствовало уменьшению эффективного фокусного расстояния телескопа f до ~ 12 м и, следовательно, повышению остроты фокусировки излучения, позволяет перемещать область филаментации по всей длине стометровой трассы. Отметим, что при расстоянии между зеркалами $\Delta < 52$ см, когда лазерный пучок был близок к коллимированному, филаментация излучения начиналась во второй половине трассы, и дальнюю границу области существования плазменных каналов определить оказалось невозможным.

Результаты измерений пространственных границ зоны плазмообразования при варьировании начальной энергии (пиковой мощности) лазерных импульсов показаны на рис.3. Здесь использовался более узкий лазерный пучок (телескоп не применялся), для того чтобы приблизить область филаментации и уместить ее на длине оптической трассы при малых энергиях импульса. Видно, что изменение энергии излучения также приводит к предсказываемым теорией изменениям положения начала области филаментации пучка, а именно к более раннему стар-

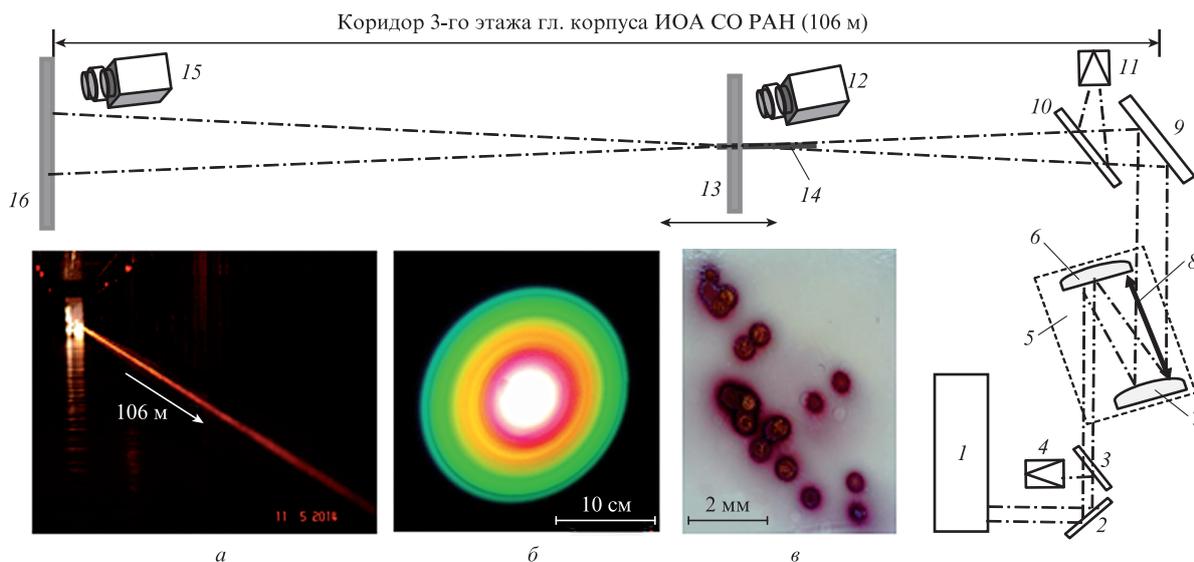


Рис.1. Принципиальная схема эксперимента, а также фотографии лазерного пучка на трассе (филаментация в начале трассы) (а), его структуры на экране в конце трассы (б) и ожогов фотобумаги плазменными и световыми каналами в области филаментации на трассе (в центре кольцевой полихромной структуры) (в): 1 – Ti:сапфировый лазерный комплекс; 2, 3, 9, 10 – поворотные пластины; 4 – измеритель длительности импульса (автокоррелятор); 5 – телескоп Галилея; 6 – дефокусирующее зеркало; 7 – фокусирующее зеркало; 8 – переменная база телескопа; 11 – измеритель энергии импульса ОРНІR-II; 12, 15 – ССD-камеры, фотокамеры или видеокамеры; 13 – подвижный экран; 14 – область филаментации; 16 – неподвижный экран.

ту филаментации с увеличением энергии E_0 . На рис.3 приведены также результаты теоретических оценок длины самофокусировки z_{sf} , проведенных по формуле (2). Удовлетворительное согласие с экспериментальными точками наблюдается при выборе критической мощности $P_c = 15$ ГВт. Это значение оказалось выше обычно используемой величины 3–5 ГВт [11, 13, 14] для воздуха, однако коррелирует с результатами недавней работы [17], полученными на основе уточненных измерений кубической нелинейности атмосферных газов [18].

Аналогичным образом была построена сплошная кривая на рис.2 в случае варьируемого фокусного расстояния f телескопа и неизменной энергии импульса излучения E_0 . Для пересчета значений базы телескопа Δ в эффективное фокусное расстояние использовалась известная формула $f = f_1 f_2 / (f_1 + f_2 - \Delta)$. Теоретическая оценка длины самофокусировки z_{sf} (2) также удовлетворительно соответствует измеренным расстояниям до старта филаментации пучка.

Следует отметить одно важное обстоятельство, которое следует учитывать при практической реализации двух рассмотренных выше способов управления областью филаментации излучения. Из анализа рис.2 и 3 видно, что перемещение начала участка филаментации одинаково эффективно может быть реализовано как фокусировкой пучка, так и изменением его энергии. В то же время эти два способа оказывают совершенно различное влияние на положение дальней границы области филаментации, т. е. на

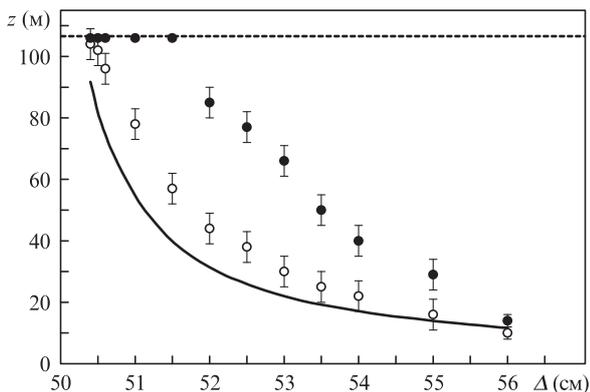


Рис.2. Координаты начала (○) и конца (●) области филаментации излучения ($E_0 = 60$ мДж, $d_0 = 4$ см) в зависимости от длины базы Δ (фокусного расстояния) телескопа. Штриховая линия – граница оптической трассы, сплошная кривая – расчет по формуле (1).

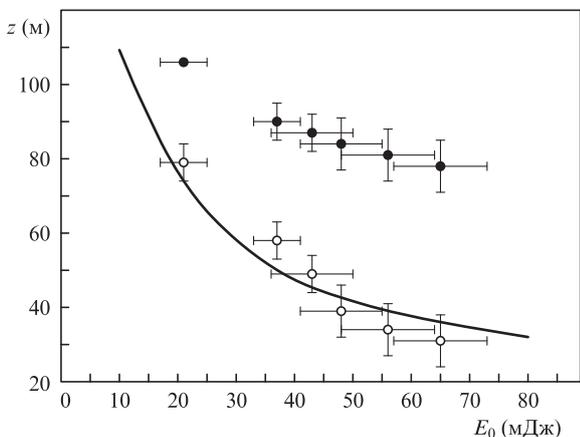


Рис.3. Координаты начала (○) и конца (●) области филаментации коллимированного пучка с $d_0 = 2.5$ см в зависимости от энергии лазерного импульса E_0 . Сплошная кривая – расчет по формуле (2).

ее длину. Если увеличение остроты фокусировки, приближая старт филаментации, одновременно уменьшает протяженность области существования плазменных каналов на трассе, то увеличение энергии импульса излучения, приводя к тому же эффекту для координаты начала филаментации, наоборот, увеличивает ее протяженность.

Физическая подоплека здесь понятна, поскольку геометрическая фокусировка пучка изменяет его угловую расходимость, что особенно важно для сохранения филаментации после прохождения пучка через линейную фокальную перетяжку. В условиях острой фокусировки геометрическая расходимость излучения может преодолеть керровскую самофокусировку и дестабилизировать или же сорвать процесс филаментации за линейным фокусом пучка [19, 20].

Если же при прочих равных условиях изменять мощность излучения, то это приведет к смещению координаты нелинейного фокуса z_K (2) и посредством этого – к изменению результирующей длины самофокусировки z_{sf} . Длина области филаментации в этом случае будет определяться в основном энергией излучения, т. е. возможностью всего лазерного пучка служить энергетическим резервуаром для своих филаментированных областей и компенсировать их энергопотери на плазмообразование.

Помимо манипуляций с продольным расположением участка филаментации был также проведен анализ поперечной структуры канала излучения в данной области. Нас интересовало количество фиксируемых плазменных каналов N_p и его изменение вдоль трассы. Определение числа плазменных каналов в поперечном сечении лазерного пучка проводилось путем подсчета числа контрастных ожогов на фотобумаге, помещаемой на различных участках оптической трассы. Один из результатов этих экспериментов показан на рис.4 для коллимированного пучка и максимальной реализуемой энергии импульса. Видно, что параметр N_p ведет себя немонотонно вдоль области филаментации. Вначале наблюдается всего несколько ожогов, затем их количество возрастает примерно до двух десятков ближе к геометрическому центру зоны филаментации и, наконец, снова уменьшается к ее концу. Поскольку начальная фокусировка излучения отсутствовала, то экстремум в зависимости числа плазменных каналов от координаты вдоль трассы распространения, по-видимому, связан с возникновением в этой области нелинейного фокуса пучка в целом [21], в котором обеспечивается максимальная концентрация энергии из-

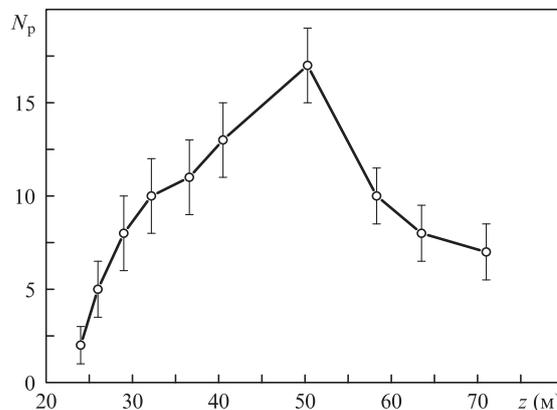


Рис.4. Количество плазменных каналов в поперечном сечении лазерного пучка с энергией импульса $E_0 = 82$ мДж вдоль трассы распространения.

лучения в поперечном сечении пучка. Это обстоятельство благоприятно сказывается на развитии мелкомасштабной самофокусировки и филаментации излучения со сверхкритической мощностью ($\eta \gg 1$).

3. Результаты теоретического моделирования

Для лучшего понимания физических процессов, лежащих в основе полученных в экспериментах закономерностей, было проведено численное моделирование самовоздействия мощного УКИ в оптически нелинейной воздушной среде. Теоретическое рассмотрение данной проблемы, как правило, проводится на основе параксиального уравнения квазиоптики, записанного либо для частотного спектра поля [22], либо для временного профиля огибающей электрического поля светового импульса [1]. В последнем случае данное уравнение в литературе принято называть нелинейным уравнением Шредингера (НУШ). Полная задача описания множественной филаментации лазерного импульса требует расчета пространственной динамики оптического поля по всем четырем координатным осям: трем пространственным и одной временной. Численное решение такой полной четырехмерной задачи самовоздействия для соответствующих эксперименту лазерных пучков диаметром несколько сантиметров требует колоссальных объемов компьютерной памяти и экстремально большого объема вычислений, что в современных условиях пока недостижимо даже при использовании высокопроизводительных серверных кластеров [23]. По этой причине при моделировании нелинейного распространения широкоапертурного лазерного излучения нами была использована так называемая редуцированная версия НУШ, получаемая путем его интегрирования по временной координате.

Данная методика была предложена в [24] и продемонстрировала неплохое согласие, прежде всего, данных по положению нелинейного фокуса и длине филаментации с результатами решения полной задачи с учетом временной структуры импульса. Понятно, что исключение из численной модели временной координаты не позволяет корректно учесть «временную память» среды распространения, связанную с частотной дисперсией временного профиля светового импульса, инерционностью кубической нелинейности (комбинационным саморассеянием) и нестационарностью плазменной дефокусировки. Тем не менее использование стационарной версии НУШ оправданно именно при моделировании атмосферного распространения мощного излучения в условиях действия случайных факторов (турбулентность [25], аэрозольное ослабление [26]), приводящих к стохастизации профиля интенсивности пучка и развитию хаотичной мелкомасштабной самофокусировки и филаментации (оптическая турбулентность [27]). В этом случае от теоретических результатов не требуется точного повторения пространственно-временного профиля интенсивности лазерного пучка, а важно лишь достоверно описать эволюцию его усредненных (эффективных) характеристик.

В обсуждаемых здесь экспериментах влияние случайных атмосферных факторов было минимизировано тем, что трасса распространения находилась в закрытом помещении и имела достаточно стабильные термодинамические параметры (эксперименты проводились в ночное время). Однако определенной степенью неустойчивости характеризовалось само излучение, выпускаемое на трассу.

Это касалось как поперечной структуры пучка, изменяющей свою конфигурацию от пуска к пуску, так и его энергии, которая могла варьироваться в пределах десяти процентов. В связи с этим при задании в численных расчетах начального профиля лазерного пучка излучения нами был использован модельный супергауссов пучок $u_G(\mathbf{r}_\perp)$ с наложенным на него амплитудным шумом светового поля:

$$u(\mathbf{r}_\perp, z = 0) = [u_G(\mathbf{r}_\perp) + A\tilde{u}_{\text{rnd}}(\mathbf{r}_\perp)].$$

Здесь $u(\mathbf{r}_\perp, z)$ – нормированная комплексная амплитуда электрического поля светового импульса, являющаяся функцией поперечных координат \mathbf{r}_\perp и эволюционной переменной z ; $u_G = \exp[-(8|\mathbf{r}_\perp|/d_0)^4] \exp[-i(2k_0|\mathbf{r}_\perp|^2/f)]$; d_0 – диаметр по уровню $1/e^2$; f – исходный радиус кривизны фазового фронта излучения; \tilde{u}_{rnd} – амплитуда шума с нормальным распределением, нулевым средним значением и пиковой амплитудой A .

В нормированных переменных $\mathbf{r}_\perp \rightarrow 2^{3/2}\mathbf{r}_\perp/d_0$ и $z \rightarrow z/L_R$ эволюционное уравнение для средней (по времени) амплитуды оптического поля $u(\mathbf{r}_\perp, z)$ имеет вид [28]

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{4} \nabla_\perp^2 - i \sum_{m=1}^M \frac{L_R}{L_{2m}} |u|^{2m} + \frac{1}{2} \frac{L_R}{L_W} \overline{W}_i (|u|^2) \frac{(1-B)}{|u|^2} + \frac{i}{2} \frac{L_R}{L_{\text{pl}}} \left(1 - \frac{i}{\omega_0 \tau_c} \right) B + L_R \frac{\alpha_{\text{lin}}}{2} \right] u = 0. \quad (3)$$

Линейная часть данного уравнения учитывает дифракцию пучка и линейное поглощение излучения в среде с объемным коэффициентом поглощения α_{lin} . Модель оптической нелинейности воздуха учитывает кубическую (эффект Керра) и более высшие по полю нелинейности, а также изменение комплексного показателя преломления среды за счет фотоионизации воздуха. В (3) использованы следующие обозначения: ∇_\perp^2 – поперечный лапласиан; $L_R = 0.5L_d$ – рэлеевская длина пучка; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число; $L_{2m} = (k_0 n_{2m} I_0^m)^{-1}$ – характерная длина оптической нелинейности m -го порядка ($m = 1, \dots, M$); n_{2m} – нелинейная добавка к показателю преломления; I_0 – начальная (средняя) интенсивность импульса; $\overline{W}_i = W_i (|u|^2 I_0) \times W_i^{-1}(I_0)$ – относительная скорость фотоионизации воздушной среды; $L_W = I_0 / [\rho_{\text{nt}} W_i(I_0) \Delta E_i]$ – характерная длина многофотонного поглощения в среде с начальной концентрацией нейтральных частиц ρ_{nt} и потенциалом однократной ионизации ΔE_i ; $L_{\text{pl}} = (\sigma_c \rho_{\text{nt}} \omega_0 \tau_c)^{-1}$ – характерная длина дефокусировки излучения в плазме; ω_0 – центральная частота импульса излучения; σ_c – сечение обратнотормозного поглощения; τ_c – среднее время свободного пробега электрона.

Коэффициент B учитывает кумулятивное действие плазменной нелинейности, сформировавшейся к концу импульса излучения за счет прямой полевой и ударной (каскадной) ионизаций молекул среды:

$$B(u) = \frac{W_i(I_0 |u|^2)}{W_i - v_{\text{cas}} I_0 |u|^2} + \{1 - \exp[-t_0 (W_i - v_{\text{cas}} I_0 |u|^2)]\} \times \left[\frac{\tilde{\rho}_e^0}{t_0 (W_i - v_{\text{cas}} I_0 |u|^2)} - \frac{W_i(I_0 |u|^2)}{t_0 (W_i - v_{\text{cas}} I_0 |u|^2)^2} \right],$$

где $v_{\text{cas}} = \sigma_c / \Delta E_i$ – коэффициент каскадной ионизации молекул; $\tilde{\rho}_e^0 = \rho_e^0 / \rho_{\text{nt}}$; ρ_e^0 – некоторая начальная концентрация свободных электронов в среде (обычно $\sim 10^4 \text{ м}^{-3}$ [29]).

Подгоночный параметр t_0 в данном выражении выбирается в диапазоне $0 < t_0 \leq t_p$, где t_p – начальная длительность (по полувысоте) лазерного импульса. Как правило, значение $t_0 = 0.1t_p$ достаточно хорошо учитывает характерную временную компрессию импульса, происходящую в керровской среде до нелинейного фокуса.

В численных экспериментах для лазерного излучения на несущей длине волны $\lambda_0 = 800$ нм задавались следующие значения параметров: $t_p = 60$ фс, $A = 0.2$, $n_2 = 1.2 \times 10^{-19}$ см²/Вт [30], $n_{2m} = 0$ для $m > 2$, $\alpha_{lin} = 0$, $\rho_{nt} = 2.6 \times 10^{25}$ м⁻³, $\sigma_c = 5.5 \times 10^{-20}$ см⁻². Вычисление скорости фотоионизации W_i проводилось по широко известной модели ионизации Попова – Переломова – Терентьева [31] для синтетической воздушной среды (79% N₂ и 21% O₂) с потенциалом ионизации $\Delta E_i = 14.1$ эВ. Начальная интенсивность импульса I_0 определялась исходя из реальных характеристик излучения по формуле $I_0 = 8E_0/(t_p \pi d_0^2)$.

На рис.5 показаны результаты численных расчетов линейной концентрации ρ_{ez} плазменной области вдоль трассы распространения лазерного излучения с начальной энергией $E_0 = 80$ мДж и диаметром $d_0 = 4$ см при изменении начальной фокусировки, задаваемой параметром кривизны фазового фронта излучения f . Линейная концентрация свободных электронов, образовавшихся под действием лазерного импульса, определялась путем численного интегрирования их объемной концентрации $\rho_e(\mathbf{r}_\perp, z)$ по всему пространству поперечной сетки: $\rho_{ez}(z) = \iint_{R_1} \rho_e(\mathbf{r}_\perp, z) d\mathbf{r}_\perp$. В свою очередь, для получения объемной концентрации плазмы использовалось следующее выражение (с учетом только полевой ионизации):

$$\rho_e(\mathbf{r}_\perp, z) = \rho_{nt} \{1 - \exp[-W_i(I_0 |u(\mathbf{r}_\perp, z)|^2) t_0]\}.$$

Начальная фокусировка пучка в расчетах задавалась в более широких пределах, чем это было возможно при реальных измерениях, включая и отрицательные значения фокусного расстояния f оптической системы, что соответствовало случаю излучения с изначальной геометрической угловой расходимостью (случаю дефокусировки).

Как следует из рис.5, интегрированная по поперечному сечению концентрация плазменного канала распределена по трассе неоднородно, демонстрируя на определенных участках локальные выбросы величины ρ_{ez} . Эти выбросы

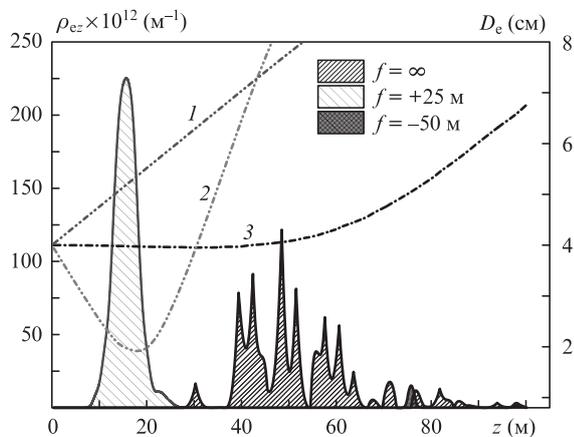


Рис.5. Трассовая эволюция линейной концентрации свободных электронов (заштрихованные области), образованных в результате филаментации пучка лазерного излучения с $E_0 = 80$ мДж и $d_0 = 4$ см, а также эффективного диаметра D_e (кривые) при $f = -50$ (1) и $+25$ м (2); 3 – коллимированный пучок.

можно отождествить с соответствующим увеличением числа плазменных каналов N_p , сопровождающих каждый отдельный филамент светового пучка. Действительно, поскольку пиковая объемная концентрация свободных электронов ρ_e в каждом плазменном канале ограничена из-за аналогичного фундаментального ограничения пиковой интенсивности в филаменте [32], то повышение или понижение линейной концентрации ρ_{ez} указывает на соответствующее увеличение или же уменьшение числа плазменных каналов (и филаментов) в выбранных точках оптической трассы.

Как и в экспериментах, изменение фокусного расстояния f смещает начало участка филаментации излучения: фокусировка приближает его к началу трассы, а дефокусировка – удаляет. Однако при этом наблюдаются и структурные изменения линейной концентрации плазменного канала. Если сравнить коллимированный пучок (без фокусировки) и пучок с начальной фокусировкой, то видно, что в последнем случае протяженность плазменной области резко уменьшается и абсолютная величина ρ_{ez} растет, свидетельствуя об увеличении числа филаментов при фокусировке излучения. Максимум концентрации ρ_{ez} , а значит и числа филаментов N_p , в сфокусированном пучке наблюдается в нелинейном фокусе, который определяется минимумом среднеквадратичного (эффективного) диаметра D_e пучка в целом [21]:

$$D_e(z) = 2 \{ [t_p/E(z)] \iint_{R_1} d^2r_\perp I(r_\perp, z) |r_\perp - r_{gr}|^2 \}^{1/2},$$

где $E(z)$ – энергия излучения, а r_{gr} – радиус-вектор центра тяжести пучка (по интенсивности). Зависимости $D_e(z)$ также приведены на рис.5.

В случае коллимированного излучения плазма распределена на более протяженном участке трассы длиной ~ 50 м и характеризуется сильной вариацией амплитуд локальных максимумов линейной плотности. Если рассматривать поведение светового пучка с точки зрения его эффективного размера, то можно сказать, что пучок остается коллимированным вплоть до расстояния ~ 48 м, которое можно считать нелинейным фокусным расстоянием, после чего он начинает стабильно расширяться. Образование плазменных каналов и, следовательно, филаментация пучка при этом не прекращаются.

Филаментация излучения с начальной расходимостью ($f < 0$) происходит на больших расстояниях, чем для коллимированного излучения, и сопровождается заметным увеличением размера пучка. Эволюция эффективного диаметра D_e расфокусированного пучка происходит без формирования нелинейного фокуса, и, тем не менее, это не препятствует развитию мелкокомасштабной самофокусировки и филаментации в отдельных областях пучка. При фокусном расстоянии оптической системы $f = -50$ м (рис.5), численный расчет дает старт филаментации на расстоянии ~ 75 м, что практически втрое превышает длину самофокусировки коллимированного пучка.

Координата z_m абсолютного максимума распределения $\rho_{ez}(z)$ и длина участка активного плазмообразования L_p при различных вариантах фокусировки пучка приведены на рис.6. Параметр L_p вычислялся как разность крайних координат, соответствующих условию $\rho_{ez} \geq \rho^*$, где $\rho^* = 10^{12}$ м⁻¹. Определенный произвол в выборе величины ρ^* неизбежен, поскольку неизвестна пороговая концентрация плазменного канала, при которой происходит почернение фотобумаги при измерениях. Отметим, что в

наших численных расчетах превышение характерного уровня ρ^* примерно соответствовало достижению пикового значения объемной концентрации свободных электронов $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Как показывают расчеты, общим свойством филаментации сфокусированного и расфокусированного излучения является меньшая длина филамента по сравнению с филаментом, формирующимся при самофокусировке коллимированного пучка. Причина заключается в увеличенной угловой расходимости излучения с неплоским фазовым фронтом, проявляющейся либо с самого начала трассы, как при дефокусировке, либо после нелинейного фокуса, как в случае сфокусированного пучка. Более сильная угловая расходимость снижает эффективность энергетической «подпитки» филаментов периферийными «нефиламентированными» зонами пучка, что приводит к

развитию нестабильности филаментации и более раннему разрушению плазменных каналов.

На рис.7 показаны поперечные профили объемной концентрации плазменного канала ρ_e , сформировавшегося в световом пучке в точках z_m максимума линейной концентрации плазмы, полученные в результате численного решения редуцированного НУШ (3) для пучка с начальным зашумленным многомодальным распределением интенсивности.

На представленных изображениях видно, что изменение кривизны волнового фронта излучения, достигаемое за счет варьирования фокусного расстояния оптической системы, приводит к существенным изменениям поперечного профиля концентрации плазменной области. Коллимированный и сфокусированный пучки характеризуются достаточно кучным распределением отдельных плазменных каналов (и филаментов) по поперечному сечению (рис.7,б,в), в то время как сильно расфокусированное (рис.7,а) излучение характеризуется их большим пространственным рассеянием. Это обстоятельство, как показано в [13], может оказать существенное влияние на эффективную электропроводность сформировавшегося плазменного канала, что оказывается чрезвычайно важным в задачах, например, лазерного управления электрическими разрядами в атмосфере [33].

4. Заключение

Таким образом, результаты проведенных экспериментов продемонстрировали реальную возможность управления пространственным расположением области множественной филаментации и плазмообразования мощного УКИ, распространяющегося по воздушной стометровой трассе. Управление осуществлялось как путем варьирования начальной пространственной фокусировки пучка, так и изменением энергии исходного импульса излучения. При этом в первом случае с увеличением остроты фокусировки область филаментации излучения приближается к началу трассы и одновременно уменьшается ее протяженность, а в случае увеличения энергии импульса при неизменной фокусировке наблюдается более ранний старт филаментации/плазмообразования, но длина области филаментации при этом возрастает.

Экспериментально зафиксировано формирование более десяти одновременно существующих плазменных каналов в поперечном сечении лазерного пучка и выявлен унимодальный характер распределения их числа по оптической трассе. Как показало численное моделирование

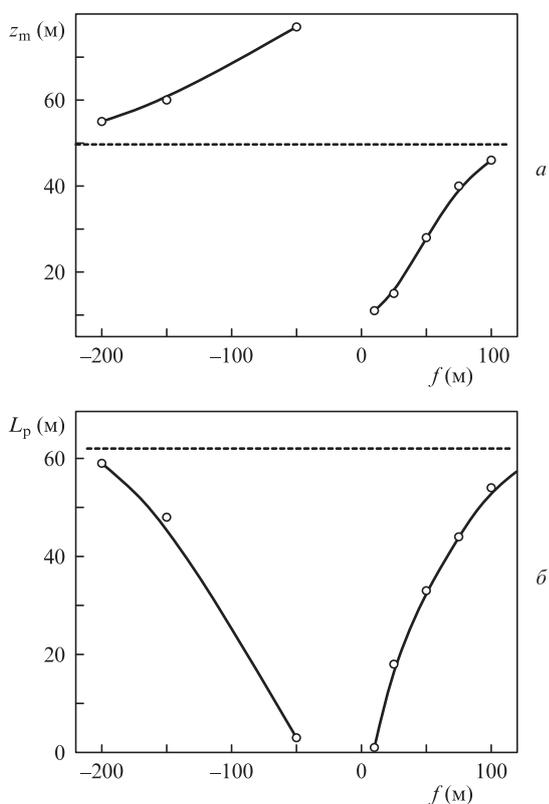


Рис.6. Координата абсолютного максимума z_m (а) и длина филаментации L_p (б) в зависимости от фокусного расстояния f . Штриховые линии соответствуют коллимированному излучению.

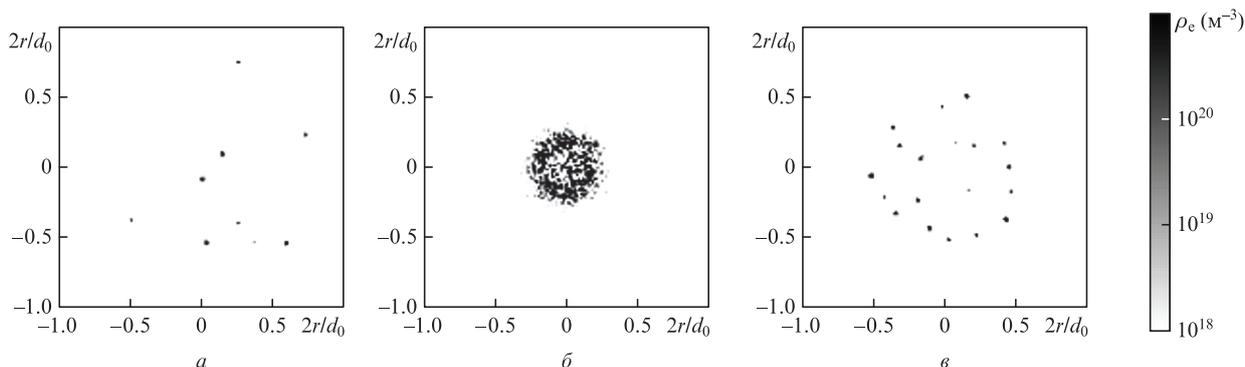


Рис.7. Поперечный профиль объемной концентрации ρ_e плазменного канала при филаментации пучка лазерного излучения с $E_0 = 80 \text{ мДж}$ и $d_0 = 4 \text{ см}$ для $f = -150$ (а) и $+25$ м (б); в – коллимированный пучок.

самовоздействия мощного импульсного излучения в оптически нелинейной воздушной среде, проведенное с использованием редуцированной версии НУШ, пространственное положение максимума числа плазменных каналов для сфокусированного или коллимированного излучения коррелирует с координатой нелинейного фокуса пучка в целом и, следовательно, также поддается эффективному управлению. Расчеты, выполненные для предварительно расфокусированного пучка, показали, что филаментация происходит на значительно большем расстоянии, чем для коллимированного излучения, и сопровождается заметным увеличением размера лазерного пучка в зоне активного плазмообразования.

Авторы выражают признательность сотрудникам ИОА СО РАН А.Н.Иглаковой, О.И.Кучинской и А.В.Петрову за помощь в подготовке и проведении экспериментов и полезные обсуждения полученных результатов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-28-02023 офи_м.

- Shen Y.R., Boyd R.W., Lukishova S.G. (Eds) *Self-Focusing: Past and Present* (New York–Berlin: Springer, 2009).
- Houard A., Liu Y., Mysyrowicz A. *J. Phys. Conf. Ser.*, **497**, 012001 (2014).
- Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S., Rodriguez M., Ronneberger F., Sauerbrey R., Stein B., Waite D., Wedekind C., Wille H., Wöste L. *Appl. Phys. B*, **71**, 573 (2000).
- Béjot P., Bonacina L., Extermann J., Moret M., Wolf J.P., Ackermann R., Lascoux N., Salamé R., Salmon E., Kasparian J., Bergé L., Champeaux S., Guet C., Blanchot N., Bonville O., Boscheron A., Canal P., Castaldi M., Hartmann O., Lepage C., Marmande L., Mazataud E., Mennerat G., Patissou L., Prevot V., Raffestin D., Ribolzi J. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 151106 (2007).
- Khan N., Mariun N., Aris I., Yeak J. *New J. Phys.*, **4**, 61 (2002).
- Cheng C.C., Wright E.M., Moloney J.V. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 213001 (2001).
- Mechain G., Amico C.D., Andre Y.-B., Tzortzakos S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. *Opt. Commun.*, **247**, 171 (2005).
- Fibich G., Sivan Y., Ehrlich Y., Louzon E., Fraenkel M., Eisenmann S., Katzir Y., Zigler A. *Opt. Express*, **14**, 4946 (2006).
- Nuter R., Skupin S., Bergé L. *Opt. Lett.*, **30**, 917 (2005).
- Kandidov V.P., Akozbek N., Scalora M., Kosareva O.G., Nyakk A.V., Luo Q., Hosseini S.A., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **80**, 267 (2004).
- Kosareva O.G., Panov N.A., Akozbek N., Kandidov V.P., Luo Q., Hosseini S.A., Liu W., Gravel J.-F., Roy G., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **82**, 111 (2006).
- Ackermann R., Salmon E., Lascoux N., Kasparian J., Rohwetter P., Stelmaszczyk K., Li S., Lindinger A., Wöste L., Béjot P., Bonacina L., Wolf J.-P. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 171117 (2006).
- Апексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **25**, 929 (2012).
- Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. *Квантовая электроника*, **43**, 350 (2013).
- Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С. *ЖЭТФ*, **138**, 822 (2010).
- Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. *УФН*, **93**, 19 (1967).
- Polynkin P., Kolesik M. *Phys. Rev. A*, **87**, 053829 (2013).
- Wahlstrand J.K., Cheng Y.-H., Milchberg H.M. *Phys. Rev. A*, **85**, 043820 (2012).
- Talebpoor A., Petit S., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **171**, 285 (1999).
- Geints Yu.E., Zemlyanov A.A. *Laser Phys.*, **23**, 035301 (2013).
- Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. *Оптика и спектроскопия*, **104**, 852 (2008).
- Kolesik M., Moloney J.V., Mlejnek M. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 283902 (2002).
- Shlenov S.A., Bezborodov A.E., Smirnov A.V. *Proc. Conf. on Parallel and Distributed Processing Techniques and Applications (PDPTA'06)* (Las Vegas, NV, 2006, PDP-4003, pp94–98).
- Bergé L., Skupin S., Lederer F., Méjean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.P., Rodriguez M., Wöste L., Bourayou R., Sauerbrey R. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 225002 (2004).
- Salamé R., Lascoux N., Salmon E., Ackermann R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 171106 (2007).
- Силаева Е.П., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **22**, 132 (2009).
- Mlejnek M., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2938 (1999).
- Geints Yu.E., Zemlyanov A.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **31**, 788 (2014).
- Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987, с. 592).
- Loriot V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. *Opt. Express*, **18**, 3011 (2010).
- Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
- Becker A., Akozbek N., Vijayalakshmi K., Oral E., Bowden C.M., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **73**, 287 (2001).
- Rodriguez M., Sauerbrey R., Wille H., Wöste L., Fujii T., André Y.-B., Mysyrowicz A., Klingbeil L., Rethmeier K., Kalkner W., Kasparian J., Salmon E., Yu J., Wolf J.-P. *Opt. Lett.*, **27**, 772 (2002).