

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

Филаментация цуга ультракоротких лазерных импульсов в воздухе

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 25.09.2017 г.

Представлены результаты численного моделирования самовоздействия в воздухе последовательности ультракоротких лазерных импульсов с несущей длиной волны в ближней и средней ИК-областях спектра. Показано, что с помощью цуга импульсов десятимикронного излучения возможны существенное удлинение плазменного канала, формируемого при филаментации излучения, и повышение его пространственной связности. Филаментация цуга импульсов субмикронного излучения не приводит к видимым изменениям характеристик области филаментации.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, самофокусировка, лазерная филаментация, лазерная плазма, цуг импульсов; ultrashort laser radiation, pulse self-focusing, laser filamentation, laser plasma, pulse train.

Введение

Самофокусировка мощных ультракоротких импульсов лазерного излучения относится к числу физических явлений, в которых наиболее ярко проявляется оптическая нелинейность среды, и имеет важное практическое значение для атмосферной оптики [1, 2]. Физической причиной самофокусировки является кубичная оптическая поляризуемость среды (нелинейность керровского типа), вызывающая самонаведенное увеличение показателя преломления в областях повышенной интенсивности излучения и последующее прогрессирующее сжатие лазерного пучка в поперечном направлении. В газах коллапсу пучка препятствует возникающая при фотоионизации молекул плазма. В результате подобной фокусировки происходит образование нелинейного фокуса, после которого в пучке формируется узкий световой канал или группа каналов. Светящаяся часть такого канала именуется в научной литературе филаментом. Изучению различных аспектов самофокусировки и филаментации лазерных импульсов в воздухе посвящено множество работ. Современное состояние проблемы лазерной филаментации представлено, например, в обзорах [3–5].

Одной из важнейших задач фемтосекундной атмосферной оптики является управление плазменной областью, возникающей на оптической трассе в результате фотоионизации среды филаментирующимся лазерным излучением [6]. Для целого ряда практических приложений необходимо не только создавать электропроводящий плазменный канал в нужной

точке трассы, но и контролировать его параметры, в частности пространственную однородность и протяженность. Это может быть осуществлено различными способами, например вариацией мощности лазерного импульса [2], пространственной [7] и временной фокусировками [8], заданием пространственного профиля интенсивности пучка [9, 10], а также использованием последовательности лазерных импульсов [11]. Последний способ – предмет настоящей работы.

Сама идея использовать не одиночный импульс, а цуг импульсов для получения протяженной зоны филаментации и плазмообразования связана с инерционностью нелинейного отклика среды распространения на действие интенсивного оптического поля. Это означает, что после прохождения импульса среда некоторое время остается возмущенной как за счет перестройки энергетического спектра состояний молекул, так и вследствие появления свободных зарядов при ионизации. Так, характерное время релаксации плазмы, возникающей в результате фотоионизации молекул воздуха, находится в наносекундном диапазоне [12].

Если направить второй импульс в среду, предварительно ионизированную излучением первого импульса, то плазменная область будет действовать на него как дополнительное распределенное по трассе препятствие со свойствами нелинейного рефракционного поглотителя. Это обстоятельство изменяет динамический баланс сил самофокусировки и плазменной дефокусировки, который является ключевым в формировании филамента [3], и может существенно повлиять как на параметры зоны филаментации пучка, так и на саму возможность ее реализации.

Первые эксперименты по филаментации в воздухе сдвоенных импульсов Ti:Sa-лазера на длине

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru).

волны 800 нм были проведены французской научной группой под руководством А. Мусыгович [11]. Авторы статьи продемонстрировали удлинение канала лазерной плазмы путем соединения филаментов, создаваемых последовательно испускаемыми вдоль оптической трассы импульсами с различной пространственной фокусировкой. Аналогичные исследования, только для импульсов с ортогональной поляризацией, были проведены в [13]. Была предложена теоретическая модель, объясняющая удлинение первого филамента за счет его «подпитки» сходящимся потоком энергии от второго импульса (дальний филамент).

Филаментация двояных импульсов с равной энергетикой и фемтосекундной временной задержкой изучалась в [14]. В работе отмечены незначительный рост пиковой плотности лазерной плазмы и существенное удлинение плазменного канала от второго (пробного) импульса. Эффект объясняется локальным ростом коэффициента кубичной нелинейности среды (повышение эффекта Керра) за счет выравнивания вращательного спектра молекул азота и кислорода первым («накачивающим») импульсом.

В эксперименте [15] также использовались импульсы Ti:Sa-лазера, но с разной энергетикой (первый – сильный, второй – слабый, «греющий») и большой временной задержкой (сотни пикосекунд). Зафиксировано пятикратное увеличение сигнала флуоресценции атмосферного азота от плазменной области при межимпульсной задержке ~50 пс, что объяснено диффузионным расширением плазменной колонки от первого импульса, которую затем эффективно греет второй.

Кроме того, следует отметить работы по моделированию «нагрева» плазменного канала (повышения электронной температуры), полученного в результате филаментации первого фемтосекундного 800-нм импульса, вторым более длинноволновым, но менее энергоемким пикосекундным ИК-импульсом (1,06 мкм, 10,6 мкм) [12, 16].

Филаментация пар импульсов излучения на первой (0,74÷0,80 мкм), второй (0,40÷0,41 мкм) и третьей (0,248 мкм) гармониках Ti:Sa-лазера и их комбинаций исследовалась в [17–19]. С использованием двояных импульсов излучения на разных частотах удалось получить многократное усиление генерации излучения на третьей гармонике и в ТГц-области от плазмы из зоны филамента [17]. Некоторый рост сигнала флуоресценции азота в рекомбинирующей плазме был зафиксирован при пикосекундной задержке между 0,8- и 0,4-мкм импульсами [18]. Однако пары одночастотных импульсов равной энергетикой, запускаемых в воздух через временной интервал от нескольких единиц до десятков наносекунд, не показали улучшения характеристик плазменной области в сравнении с моноимпульсной филаментацией [19].

В настоящей работе теоретически рассматривается филаментация последовательности мощных лазерных импульсов в воздухе. Основная цель наших исследований состояла в прояснении условий, при которых возможно получить плазменный канал с улучшенными параметрами. Для этого было проведено

численное моделирование самовоздействия цуга импульсов в двух различных частотных диапазонах, соответствующих генерации излучения Ti:Sa- и CO₂-лазеров. Отличие в несущей длине волны придает определенную специфику динамике филаментации импульсов [20], что создает предпосылки для проявления коллективных эффектов при филаментации цуга импульсов в ближней и средней ИК-областях спектра.

Методика численного моделирования

Численное моделирование филаментации в воздухе мощных лазерных импульсов с несущими длинами волн $\lambda_0 = 0,8$ и $10,6$ мкм выполнялось с использованием уравнения однонаправленного распространения оптической волны, записанного для электрического поля $E_{k\omega}$ в пространственно-временных частотах $(k_x, k_y, z; \omega)$ [21]:

$$\frac{\partial E_{k\omega}}{\partial z} = i(k_z - \omega/v_g)E_{k\omega} + i\frac{\omega^2}{2c^2 k_z} \frac{P_{k\omega}}{\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где $k_z = \sqrt{k(\omega)^2 - k_\perp^2}$ – постоянная распространения волны вдоль эволюционной переменной z , $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$ – квадрат модуля поперечной составляющей волнового вектора, $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ – волновое число, зависящее от (круговой) частоты излучения ω и дисперсии действительной части показателя преломления среды $n(\omega)$; ε_0 , c – диэлектрическая проницаемость и скорость света в вакууме. Уравнение записано в бегущих координатах, начало которых связано с движущимся импульсом: $t \rightarrow t - z/v_g$, v_g – групповая скорость импульса.

В нелинейно-оптической модели среды для ультракороткого импульсного лазерного излучения нелинейная поляризация среды $P_{k\omega}$, входящая в уравнение распространения (1), включает ряд физических процессов, оказывающих определяющее влияние на световое поле, а именно светоиндуцированное изменение показателя преломления $n = n(E)$ (оптический эффект Керра), фотоионизацию среды и плазмообразование. Конкретные выражения для физических эффектов, вносящих вклад в нелинейную поляризацию, можно найти, например, в работе [22].

Для учета токов свободных зарядов в канале лазерного излучения, возникающих в результате ионизации и плазмообразования среды, используется кинетическое уравнение для плотности свободных электронов ρ_e лазерной плазмы [20, 23]:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_1(\rho_{nt} - \rho_e) + \alpha_{cas}\rho_e I - \nu_r \rho_e^2. \quad (2)$$

Здесь W_1 – скорость фотоионизации; α_{cas} – коэффициент ударной ионизации; ν_r – частота трехчастичной рекомбинации свободных электронов [24]; I – интенсивность оптического поля; ρ_{nt} – плотность нейтральных молекул (атомов) среды. Первое слагаемое в правой части данного уравнения учитывает полевой тип ионизации среды (многофотонная/

туннельная ионизация), а второе — ионизацию электронным ударом (каскадная ионизация). Вычисление скорости фотоионизации W_1 проводилось по формулам Переломова—Попова—Терентьева [25], которые были применены для воздушной смеси (20%O₂ + 80%N₂) при общей концентрации нейтральных молекул $\rho_{nt} = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

В численных расчетах начальный профиль амплитуды отдельного лазерного импульса $E(x, y, t)$ задавался в форме гауссоиды по пространственным и временным координатам:

$$E(x, y, t) = E_0 \exp \left\{ -\frac{(x^2 + y^2)}{2R_0^2} - \frac{t^2}{2t_0^2} \right\},$$

где параметры R_0 и t_0 определяют начальный радиус пучка и длительность импульса (по уровню e^{-1} от максимума интенсивности). Численное решение (1) осуществлялось с помощью методики расщепления по физическим факторам. Для вычисления нелинейной части уравнения (1) на каждом шаге Δz по эволюционной переменной численно решалась система обыкновенных дифференциальных уравнений методами Рунге—Кутты с контролем точности. Полученное промежуточное решение затем домножалось на линейный фактор распространения волны $\exp\{i(k_z - \omega/v_g)\Delta z\}$.

Моделирование прохождения цуга импульсов заключалось в последовательном численном решении уравнений (1), (2) для требуемого числа импульсов. При этом после прохождения каждого импульса излучения происходило сохранение (на диск) массива трехмерной пространственной плотности свободных электронов $\rho_e(\mathbf{r})$, реализовавшейся к концу этого импульса. Для каждого последующего импульса плотность электронов инициализировалась данным массивом значений.

Согласно выбранным типам лазерных источников были взяты следующие параметры излучения. Импульс излучения Ti:Sa-лазера (0,8 мкм) имел длительность $t_0 = 100$ фс и радиус $R_0 = 2,75$ мм. Длительность импульса CO₂-лазера (10,6 мкм) была взята на порядок выше ($t_0 = 1$ пс), аналогично представленным в литературе лазерным системам [26, 27], а радиус пучка R_0 равнялся 1 см. Величины коэффициентов оптической модели воздуха в уравнениях (1), (2) были взяты из [20]. Критическая мощность самофокусировки P_c на данных длинах волн составляет 3,2 и 620 ГВт. Для определенности пиковая мощность P_0 каждого из импульсов излучения была зафиксирована на уровне десятикратного превышения соответствующей критической мощности самофокусировки P_c на данной длине волны, чтобы иметь основания рассматривать режим одиночной филаментации.

Результаты моделирования

Обратимся к результатам численного моделирования самофокусировки и филаментации последовательности мощных импульсов излучения ближнего

и среднего ИК-диапазонов в воздухе. На рис. 1 представлена сводная информация по пространственной эволюции радиуса R (по профилю плотности энергии), пиковой интенсивности I_{\max} и линейной плотности свободных электронов ρ_{ez} в канале пучка при распространении сдвоенных импульсов излучения Ti:Sa- и CO₂-лазеров на воздушной трассе. Параметр $\rho_{ez}(z)$ вычислялся путем интегрирования объемной плотности плазменных электронов $\rho_e(x, y, z; t = 10t_0)$ по сечению пучка. На каждом фрагменте построены две кривые, отражающие трассовый ход соответствующей величины для первого (сплошная кривая) и второго импульсов (штриховая кривая).

Скважность импульсов была выбрана достаточно большой (15 пс), чтобы не учитывать изменения вращательно-колебательных состояний молекул азота и кислорода, происходящих под действием излучения первого импульса вследствие эффекта Керра, к моменту запуска на трассу второго импульса. Подчеркнем, что закономерности филаментации ультракороткого лазерного излучения в такой специально подготовленной другим излучением или электрическим полем среде обсуждались, например, в [14]. В наших численных экспериментах «память» среды после прохождения первого импульса содержала в себе только плазменную составляющую в виде пространственного профиля повышенной концентрации свободных электронов.

Обсудим сначала результаты моделирования для излучения ближнего ИК-диапазона (рис. 1, а, в, д). Видно, что на участке трассы начиная с ~ 9 м и заканчивая 35 м первый импульс излучения (сплошные кривые) испытывает филаментацию с образованием узкого светового канала диаметром порядка 200 нм и высокой пиковой интенсивностью $\sim 30 \div 45 \text{ ТВт/см}^2$. Интегральная плотность свободных зарядов в зоне филаментации пучка также резко возрастает, достигая $\sim 10^{13} \text{ м}^{-1}$. После участка филаментации импульс излучения стабильно увеличивает свой пространственный размер, интенсивность в пучке падает, а плотность плазмы снижается до предфиламентационной.

Прохождение по тому же участку оптической трассы второго импульса излучения (штриховые кривые) лишь незначительно изменяет динамику его самовоздействия. Это выражается в пространственном смещении циклов рефокусировки импульса (см. рис. 1, а) и некотором снижении пиковых значений интенсивности в филаменте (см. рис. 1, в). Небольшой прирост величины демонстрирует и линейная плотность электронов. Как показывает анализ, это происходит в основном за счет увеличения среднего размера филамента второго импульса (см. рис. 1, а) и вследствие этого расширения плазменного канала.

Совершенно противоположный эффект от прохождения двух импульсов наблюдается для излучения средневолнового ИК-диапазона (рис. 1, б, г, е). Здесь подобие в трассовой зависимости параметров импульса существует только до первого нелинейного фокуса, расположенного, так же как и в предыдущем

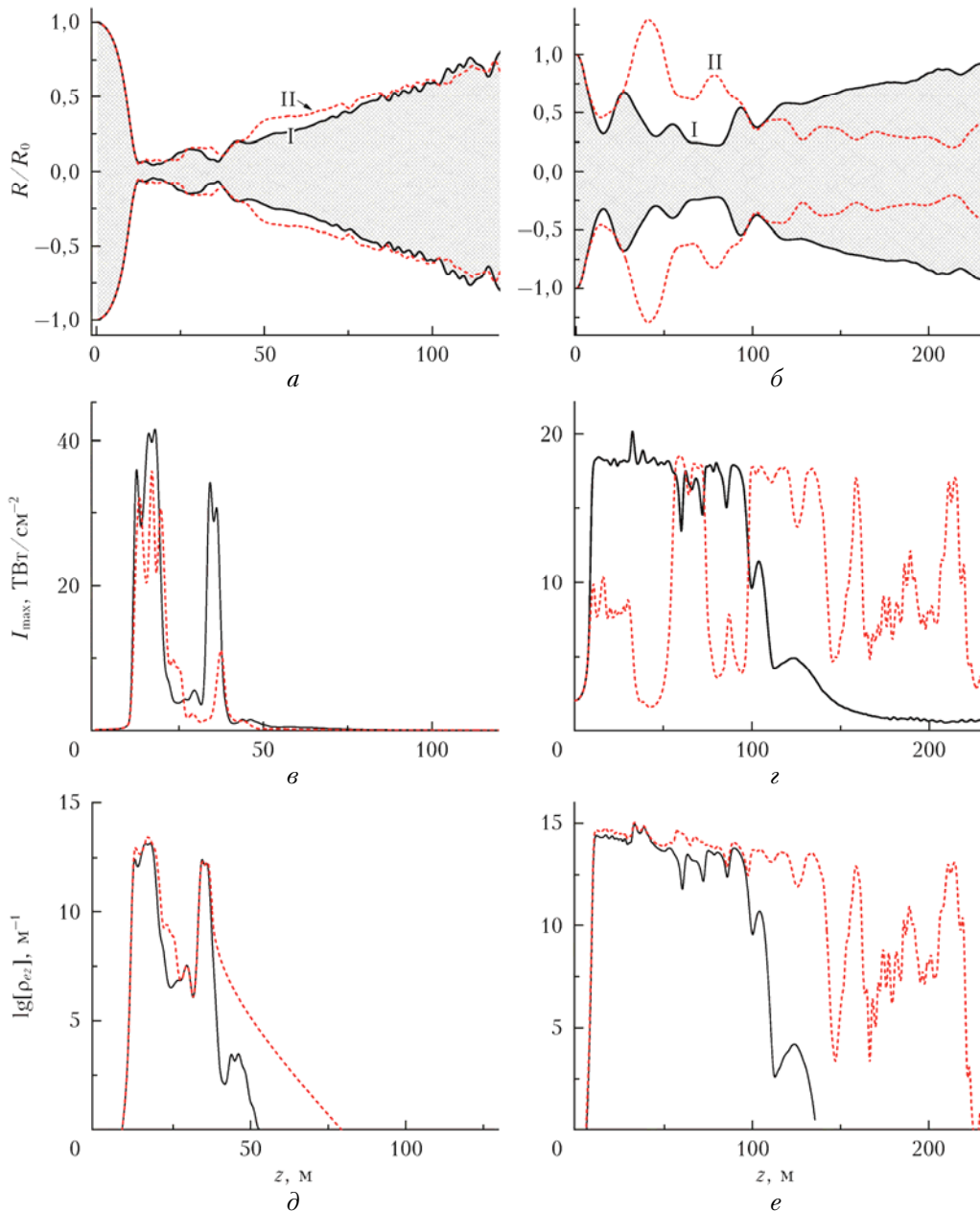


Рис. 1. Трассовая эволюция радиуса (*a*, *б*), пиковой интенсивности (*в*, *г*), линейной плотности свободных электронов плазмы (*д*, *е*) при филаментации пучка из двух последовательных импульсов излучения (обозначены римскими цифрами) с $\lambda_0 = 0,8$ (*a*, *в*, *д*) и $10,6$ мкм (*б*, *г*, *е*)

случае, на $z \approx 9$ м. Дальше по трассе R , I_{\max} и ρ_{ez} плазмы ведут себя кардинально различным образом при прохождении этих импульсов.

Как было установлено ранее в наших работах [20, 23], пикосекундные импульсы CO_2 -лазера при прочих равных условиях (мощность, дистанция самофокусировки) дают существенно большую протяженность филамента в сравнении с субмикронным излучением. Основной причиной такого поведения является то, что в поле излучения средневолнового лазера изменяется сам характер ионизации среды. Если для $\lambda_0 = 0,8$ мкм ионизация воздуха идет путем многофотонного поглощения молекулами воздуха,

то для излучения на $\lambda_0 = 10,6$ мкм механизм ионизации преимущественно туннельный, переходящий к концу импульса в ионизационный каскад. Это обуславливает более «мягкий» (по изменению интенсивности излучения) темп ионизации среды и более сильную нелинейную рефракцию излучения на сформированной плазме, что способствует возрастанию роли дифракционных эффектов при формировании волноводного светового канала на оси пучка и, как результат, — удлинению зоны филаментации.

Указанные особенности самовоздействия средневолнового излучения прослеживаются и на рис. 1, *б*, *г*, *е*, из которых следует, что 1) филамент

для $\lambda_0 = 10,6$ мкм становится длиннее, достигая 100 м, при этом он увеличивается и в поперечнике; 2) пиковая интенсивность и плотность плазменной колонки в зоне филаментации не обнаруживают резких скачков величины, как для субмикронного излучения, т.е. филамент в этом случае характеризуется большей пространственной связностью; и наконец, 3) сама лазерная плазма имеет большую электронную концентрацию (плотнее) примерно на порядок величины, что является предпосылкой ее более сильного влияния на световое поле импульса.

Второй импульс, проходя через среду, в которой создан плотный плазменный канал, начинает «чувствовать» его уже в окрестности нелинейного фокуса. Пучок излучения, до этого сжатый в несколько раз, встречая плазму, резко увеличивает свой размер практически до первоначального уровня и затем, пульсируя, снова сжимается до характерного размера филамента (см. рис. 1, б). Поглощение и в большей степени рефракция излучения второго импульса в плазме, созданной первым импульсом, приводят к тому, что рост его пиковой интенсивности при самофокусировке сначала ограничивается величиной порядка 10 ТВт/см². Собственное плазмообразование среды вторым импульсом в данном случае также низко.

Ситуация меняется, когда существующая на трассе плазменная колонка становится менее плотной. На участке $z \approx 60 \div 100$ м линейная концентрация

электронов плазмы от первого импульса снижается почти на два порядка. Этого достаточно для того, чтобы второй импульс под действием самофокусировки преодолел рефракцию и поглощение в плазме и сформировал свой участок филаментации. Его протяженность, если ее оценивать по уровню ρ_{ez} в филаменте первого импульса, также составляет ~ 100 м, что в результате дает суммарную длину плазменного канала от двух импульсов порядка 200 м.

Можно предположить, что увеличение числа импульсов в цуге приведет к дальнейшему удлинению плазменной области в канале излучения. Однако это не так. Обратимся к рис. 2, а–г, на которых приведены двумерные пространственные распределения плотности электронов $\rho_e(y, z)$ после прохождения оптической трассы последовательно четырьмя импульсами излучения. Дистанция распространения на этих рисунках нормирована на длину Рэлея $L_R = \pi R_0^2 / \lambda_0$. Как видно, плазменный канал, формирующийся после второго импульса, действительно удлинняется практически вдвое. Но это удлинение происходит не равномерно вдоль трассы распространения, а скачкообразно, в виде последовательности плазменных сгустков, соответствующих рефокусировкам излучения. Затем, после третьего и четвертого импульсов в цуге, наблюдается пространственное расширение уже сформированных плазменных сгустков и заполнение промежутков между ними

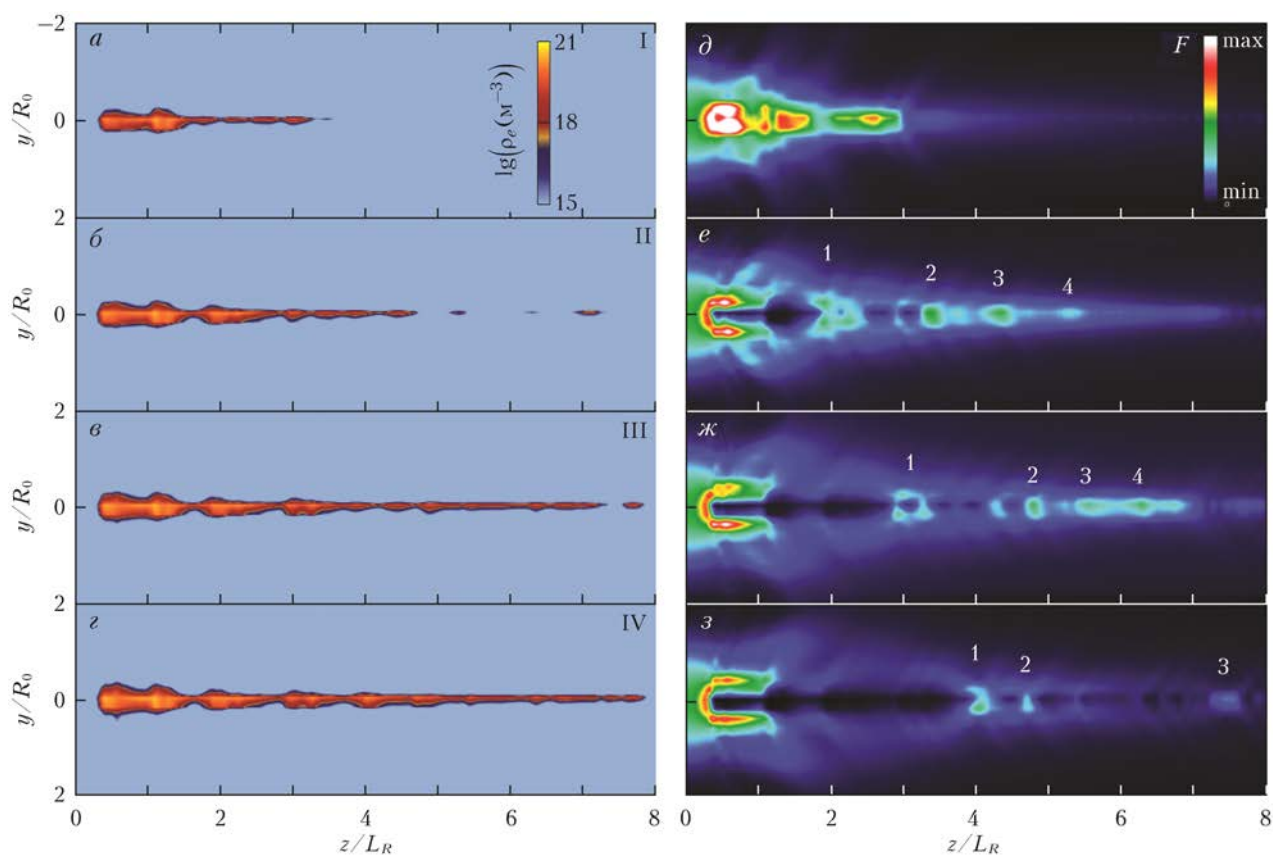


Рис. 2. Плотность электронов (а–г) и нормированная плотность энергии (δ–з) при филаментации цуга из одного (а, δ), двух (б, е), трех (в, ж) и четырех (г, з) импульсов на $\lambda_0 = 10,6$ мкм

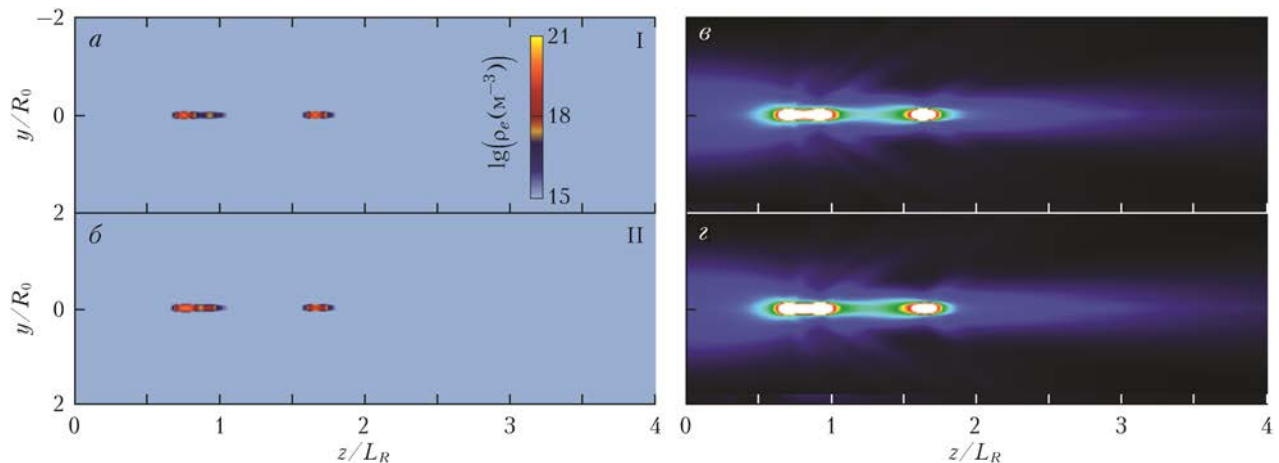


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для $\lambda_0 = 0,8$ мкм и цуга из двух импульсов

плазмой с высоким уровнем плотности свободных электронов. Суммарная протяженность плазменного канала при этом уже не возрастает.

Серия тоновых распределений на рис. 2, δ – $з$ показывает плотность энергии каждого импульса излучения в цуге, нормированную на свое начальное значение: $\bar{F} = F(y, z)/F_0$. Здесь, начиная со второго импульса, отчетливо видны области, где излучение дифрагирует на непрозрачном препятствии, расположенном на оси пучка, образуя световые «пузыри» [28], т.е. четко разграниченные области пространства с интенсивным электромагнитным полем и низкоинтенсивным полем в центре. В данном случае эти области соответствуют зонам, занятым плазмой, сформированной на трассе предыдущими импульсами. Однако световые «пузыри» могут появляться и в процессе нестационарного самовоздействия первого импульса в бесплазменной среде [23].

Интересно отметить, что рефокусировки импульса (помечены на рис. 2 цифрами) возможны и происходят только там, где поперечные размеры плазменной колонки становятся меньше некоторого предела. В противном случае поле импульса только огибает плазменную зону, следуя ее границам. Другими словами, для удлинения плазменного канала необходимо, чтобы 1) он был достаточно широк в поперечнике в своей «головной» части для срыва ранней филаментации следующего импульса; 2) дальше существовали зоны пониженной концентрации электронов, где этот импульс сможет филаментироваться.

Этими соображениями объясняется то, почему цуг субмикронного излучения (см. рис. 1) не дает видимого изменения длины плазменной области при филаментации. Как видно на рис. 3, $a, б$, где показаны соответствующие этому случаю распределения плотности электронов и энергии излучения, эффективный поперечный размер плазменного канала, сформировавшийся под действием поля первого импульса, достаточно мал и составляет порядка $(R_0/20)$. Для сравнения: диаметр плазменного канала для среднего ИК-лазера на рис. 2, a примерно в три раза больше. В результате излучение

второго импульса на $\lambda_0 = 0,8$ мкм практически «не чувствует» плазмы первого импульса, и визуально плотности энергии первого и второго импульсов ведут себя похожим образом (рис. 3, $в, г$). Расчеты показывают, что если уменьшить начальный размер пучка субмикронного излучения в несколько раз, то «эффект второго импульса» проявится и здесь.

Заключение

Таким образом, в результате наших исследований было установлено, что филаментация цуга ультракоротких импульсов может иметь особенности по сравнению с филаментацией одиночного импульса. Данные особенности заключаются в возможности получения существенно более длинного плазменного канала, формируемого последовательностью импульсов. Это связано с тем, что каждый импульс в цуге при филаментации создает на оптической трассе долгоживущий распределенный в пространстве плазменный сгусток с высокой плотностью зарядов. Этот сгусток действует на последующий импульс цуга, поглощая и дефокусируя излучение, что может изменить динамику (препятствовать) его филаментации. При этом искажается пространственный профиль импульса, что увеличивает дистанцию его самофокусировки и смещает зону филаментации.

Для пикосекундных гигаваттных импульсов CO_2 -лазера и пучков сантиметрового радиуса численное моделирование показало двукратное увеличение протяженности области филаментации в случае применения цуга из двух импульсов. Увеличение числа импульсов в цуге повышает пространственную связность формирующегося при филаментации плазменного канала, но не удлиняет его.

Цуг импульсов ближнего ИК-излучения в пучке миллиметрового радиуса не дает видимого изменения длины плазменной области при филаментации. Установлено, что причиной этого является малый относительный поперечный размер плазменного сгустка, формируемого импульсами.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФ (соглашение № 16-17-10128).

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., Wöste L. White-light filaments for atmospheric analysis // *Science*. 2003. V. 301, N 7. P. 61–64.
2. Mechain G., Amico C.D., 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, N 1–3. P. 171–180.
3. Shen Y.R., Boyd R.W., Lukishova S.G. Self-focusing: Past and Present // *Topics in Applied Physics*. Berlin: Springer, 2009. V. 114. P. 3–19.
4. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Rep.* 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
5. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков к филаментации лазерных импульсов // *Успехи физ. наук*. 2013. Т. 183. С. 133–152.
6. Khan N., Mariun N., Aris I., Yeak J. Laser-triggered lightning discharge // *New J. Phys.* 2002. V. 4. P. 61.1–61.20.
7. Fibich G., Sivan Y., Ehrlich Y., Louzon E., Fraenkel M., Eisenmann S., Katzir Y., Zigler A. Control of the collapse distance in atmospheric propagation // *Opt. Express*. 2006. V. 14, N 12. P. 4946–4957.
8. Nuter R., Skupin S., Bergé L. Chirp-induced dynamics of femtosecond filaments in air // *Opt. Lett.* 2005. V. 30. P. 917–919.
9. Kandidov V.P., Akozbek N., Scalora M., Kosareva O.G., Nyakk A.V., Luo Q., Hosseini S.A., Chin S.L. Towards a control of multiple filamentation by spatial regularization of a high-power femtosecond laser pulse // *Appl. Phys. B*. 2004. V. 80. P. 267–275.
10. 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. Optimal control of filamentation in air // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. P. 171117.
11. Tzortzakis S., Mechain G., Patalano G., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. Concatenation of plasma filaments created in air by femtosecond infrared laser pulses // *Appl. Phys. B*. 2003. V. 76. P. 609–612.
12. Shneider M.N., Zheltikov A.M., Miles R.B. Tailoring the air plasma with a double laser pulse // *Phys. Plasmas*. 2011. V. 18. P. 063509.
13. Couairon A., Mechain G., Tzortzakis S., Franco M., Lamouroux B., Prade B., Mysyrowicz A. Propagation of twin laser pulses in air and concatenation of plasma strings produced by femtosecond infrared filaments // *Opt. Commun.* 2003. V. 225. P. 177–192.
14. Varma S., Chen Y.-H., Palastro J.P., Fallahkair A.B., Rosenthal E.W., Antonsen T., Milchberg H.M. Molecular quantum wake-induced pulse shaping and extension of femtosecond air filaments // *Phys. Rev. A*. 2012. V. 86. P. 023850.
15. Chen A., Li S., Li Sh., Jiang Y., Shao J., Wang T., Huang X., Jin M., Ding D. Optimally enhanced optical emission in laser-induced air plasma by femtosecond double-pulse // *Phys. Plasmas*. 2013. V. 20, N 10. P. 103110.
16. Henis Z., Milikh G., Papadopoulos K., Zigler A. Generation of controlled radiation sources in the atmosphere using a dual femtosecond/nanosecond laser pulse // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 103. P. 103111.
17. Wang T.-J., Daigle J.-F., Yuan S., Theberge F., Châteauneuf M., Dubois J., Roy G., Zeng H., Chin S.L. Remote generation of high-energy terahertz pulses from two-color femtosecond laser filamentation in air // *Phys. Rev. A*. 2011. V. 83. P. 053801.
18. Li S., Sui L., Li Sh., Liu D., Li H., Li Q., Zhang F., Chen A., Jiang Y., Jin M. Filamentation induced by collinear femtosecond double pulses with different wavelengths in air // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. P. 093113.
19. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Mokrousova D.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S. Plasma channels under filamentation of infrared and ultraviolet double femtosecond laser pulses // *Laser Phys. Lett.* 2014. V. 11. P. 016002.
20. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Численное моделирование самовоздействия тераваттных пикосекундных импульсов CO₂-лазера в воздухе // *Оптика атмосф. и океана*. 2013. Т. 26, № 9. С. 716–725.
21. Kolesik M., Moloney J.V. Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 70. P. 036604.
22. Couairon A., Brambilla E., Corti T., Majus D., Ramirez-Gongora O. de J., Kolesik M. Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation // *Eur. Phys. J.: Spec. Top.* 2011. V. 199. P. 5–76.
23. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Модель оптической нелинейности воздуха в среднем ИК-диапазоне длин волн // *Квант. электрон.* 2014. Т. 44, № 9. С. 815–823.
24. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
25. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 1966. Т. 50. С. 1393–1397.
26. Polyanskiy M.N., Pogorelsky I.V., Yakimenko V. Picosecond pulse amplification in isotopic CO₂ active medium // *Opt. Express*. 2011. V. 19, N 8. P. 7717–7725.
27. Tochitsky S.Ya., Pigeon J.J., Haberberger D.J., Gong C., Joshi C. Amplification of multi-gigawatt 3 ps pulses in an atmospheric CO₂ laser using ac Stark effect // *Opt. Express*. 2012. V. 20, N 13. P. 13762–13768.
28. Козлов С.А., Самарцев В.В. Основы фемтосекундной оптики. М.: Физматлит, 2009. 292 с.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. Filamentation of an ultrashort laser pulse train in air.

The results of numerical simulation of self-action in air of a sequence of ultrashort laser pulses with a carrier in the near and mid-IR regions are presented. We show that the use of a 10.6- μm pulse train allows appreciable elongation of the plasma channel generated during pulse filamentation and enhancement of its spatial connectivity. The filamentation of a submicron pulse train does not visibly change the filamentation region characteristics.