

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

Формирование филамента фемтосекундного лазерного импульса в воздухе после фокуса оптической системы

Ю.Э. Гейнц¹, А.А. Землянов¹, А.М. Кабанов¹,
Г.Г. Матвиенко¹, А.Н. Степанов^{2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Институт прикладной физики РАН
603600, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 14.03.2012 г.

На основе результатов лабораторных экспериментов и численных расчетов получено пороговое соотношение между силой фокусировки пучка и его мощностью, когда возможна постфокальная филаментация излучения. Установлено, что характер развития постфокальной филаментации может быть различным (протягивание/восстановление) и зависит от силы линейной фокусировки пучка.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, фокусировка, самофокусировка, филаментация; ultrashort laser radiation, focused propagation, self-focusing, filamentation.

Введение

Распространение лазерных импульсов с мощностью в десятки и сотни гигаватт в воздухе проходит в нелинейном режиме. Вследствие сильной пространственно-временной самомодуляции излучения, по мере его распространения происходят компрессия импульса в продольном и поперечном направлениях и последующая фрагментация пучка на локализованные области с высокой интенсивностью (~ 50 ТВт/см²), устойчивые к возмущениям на достаточно протяженном участке трассы, так называемые *филаменты* [1, 2]. Такая сложная картина пространственно-временных преобразований импульса является результатом мультипликативного действия нелинейных и линейных эффектов, среди которых доминирующую роль играют оптический эффект Керра, дифракция, ионизация и плазмообразование в среде.

Часто лабораторные эксперименты по самофокусировке и филаментации лазерных импульсов проводятся с использованием предварительно сфокусированного излучения. В основном это связано с техническими трудностями создания достаточно протяженной оптической трассы в лабораторных условиях. Кроме того, небольшая длина трассы (обычно не больше нескольких десятков метров) упрощает и размещение регистрирующей парамет-

ры излучения аппаратуры. Здесь необходимо отметить, что основополагающие работы по самофокусировке лазерного излучения [3–5] были проведены именно для фокусированных пучков. Среди них следует выделить работу [5], где продемонстрировано влияние положения фокуса в сильно нелинейной среде на длину филамента, прошедшего через фокус. Результаты этих первых экспериментов так и не получили должной интерпретации, поскольку в последующих за ними теоретических работах была разработана модель самофокусировки коллимированных пучков.

В [6] на основе экспериментальных измерений пространственного профиля флуоресценции азота было впервые зафиксировано прохождение одиночным филаментом в воздухе линейного фокуса фемтосекундного пучка при превышении определенного уровня энергии в лазерном импульсе. При этом вместо одного максимума интенсивности флуоресценции, соответствующего координате дистанции самофокусировки импульса, наблюдался еще один максимум уже за линейным фокусом линзы. Этот эффект был назван «рефокусировкой» излучения после линейного фокуса. Авторы данной работы поставили под сомнение одну из наиболее известных качественных моделей светового филамента, известную как модель движущихся нелинейных фокусов пучка [7], в рамках которой филамент не может выйти за пределы линейного фокуса.

В ходе наших исследований, которые включали как численные расчеты, так и экспериментальные измерения, было установлено, что при определенных условиях световой филамент может как самовосстанавливаться за линейной фокальной перетяжкой пучка, так и перманентно проходить

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru); Андрей Николаевич Степанов (step@ufp.appl.sci-nnov.ru).

за нее. С точки зрения физического сценария филаментации реализация этих условий соответствует результату противодействия сил керровской самофокусировки силам дифракции, ответственным за угловую расходимость излучения после фокуса и усиленным дефокусировкой пучка в самонаведенной плазме.

1. Результаты численных экспериментов

Прежде чем перейти непосредственно к результатам лабораторных и численных экспериментов, получим оценочное выражение для порогового значения мощности импульса в зависимости от параметра фокусировки лазерного излучения, при которой возможно ожидать продолжение филамента за пределами линейной фокальной перетяжки пучка. Реальная постановка задачи следующая. Лазерный импульс с начальной мощностью P_0 , превышающей критическую мощность самофокусировки, фокусируется в нелинейную среду оптической системой с фокусным расстоянием f . До фокальной точки происходит одиночная филаментация излучения, образуется нелинейный фокус перед фокусом оптической системы, из него «прорастает» филамент. Ставится вопрос, при каких значениях мощности и параметров линейной фокусировки становится возможным прохождение филамента через линейный фокус?

Поскольку решение задачи в такой полной постановке возможно лишь с применением численных методов, воспользуемся качественным анализом проблемы нелинейного распространения лазерного излучения на языке нелинейных масштабов. Следуя [8, 9], введем понятие длины нелинейного самовоздействия L_N , которая для случая самофокусировки пучка записывается как [10]:

$$L_N = L_D \left(\frac{P_0}{P_c} - 1 \right)^{-1/2}, \quad P_0 > P_c, \quad (1)$$

где $L_D = k_0 R_0^2$ — длина дифракции пучка радиусом R_0 ; $k_0 = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 — несущая длина волны. В (1) введен параметр критической мощности самофокусировки пучка P_c , который для лазерного пучка с гауссовской формой интенсивности имеет следующий вид:

$$P_c = \lambda_0 / n_0 k_0 n_2,$$

где $n_2 > 0$ — коэффициент при кубичной оптической нелинейности среды, а n_0 — показатель преломления невозмущенной среды.

Пороговое условие обсуждаемого эффекта находится из соотношения

$$L_N = L_{||}, \quad (2)$$

где $L_{||}$ — минимальный линейный продольный масштаб задачи, в качестве которого здесь выбирается

фокальное расстояние оптической системы: $L_{||} = f$. Теперь из (1) и (2) получаем искомое условие для самофокусировки пучка за линейным фокусом:

$$\sqrt{\eta - 1} > L_D / f, \quad (3)$$

где $\eta = P_0 / P_c$ — нормированная пиковая мощность. Данное неравенство указывает на вид обобщенных координат $\sqrt{\eta - 1}$ и $\vartheta = L_D / f$, с помощью которых возможно определить количественное условие самофокусировки лазерного пучка после фокуса оптической системы по данным эксперимента либо строгих численных расчетов. Следует отметить, что выбранная система координат позволяет расширить рассмотрение задачи фокусированного распространения ультракороткого излучения и на случай не-гауссовых пучков (меняется L_D) и некубичных нелинейных сред (меняется P_c).

Для количественного расчета пороговой мощности в зависимости от силы фокусировки лазерного пучка были проведены численные эксперименты с пучками различного начального радиуса, мощности и фокусировки. Моделирование фокусированного распространения ультракороткого лазерного излучения в воздухе выполнялось путем численного решения нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для огибающей напряженности электрического поля световой волны. Данное уравнение достоверно описывает все значимые линейные и нелинейные процессы, происходящие с импульсом излучения в среде, по крайней мере при длительностях импульса не менее нескольких оптических периодов (см., например, обзоры [1, 2, 11, 12]). Модель оптической нелинейности воздуха включала мгновенную и инерционную составляющие эффекта Керра, изменение комплексного показателя преломления среды за счет фотоионизации молекул газов воздуха. Линейная часть НУШ описывала дисперсию групповой скорости лазерного импульса и дифракцию пучка.

Четырехмерное (3D+1) НУШ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{2n_0 k_0} \nabla_{\perp}^2 + ik_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} E = \\ & = ik_0 \left(\frac{n_2}{2} \left[\int_{-\infty}^t (\delta(t') + \Lambda(t-t')) |E(t')|^2 dt' \right] - \frac{\rho_e}{2\rho_c n_0} \right) E - \\ & - \left[\frac{\sigma_c \rho_e}{2} + \frac{\Psi_I(I)}{2I} \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e) \right] E, \quad (4) \end{aligned}$$

где плотность свободных электронов плазмы ρ_e дается скоростным уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_e = \Psi_I(I) (\rho_{nt} - \rho_e) + \frac{\sigma_c}{n_0 \Delta E_i} \rho_e I. \quad (5)$$

Здесь E — огибающая комплексной амплитуды электрического поля световой волны; $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ — поперечный лапласиан; $I = cn_0 |E|^2 / 8\pi$ —

интенсивность световой волны; t – время; V_g – групповая скорость; $k_2 = \left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}$ – коэффициент

дисперсии групповой скорости; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны; ω – круговая частота волны; $\delta(t)$ – дельта-функция Дирака; $\Lambda(t)$ – безразмерная функция времени, учитывающая инерционную составляющую кубичного отклика среды на действие светового поля согласно модели затухающего осциллятора; $\rho_c = 1/(\sigma_c \tau_c c)$ – критическая плотность электронов плазмы; Ψ_I – скорость фотоионизации среды; ρ_{nt} – плотность нейтральных атомов (молекул); σ_c , ΔE_i – сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы; c – скорость света; τ_c – время свободного пробега электрона.

Отметим, что при вычислении линейной части (4) методом половинного шага в Фурье-пространстве была дополнительно феноменологически учтена непараксиальность фокусированного распространения пучка. Это достигается обратной заменой постоянной распространения излучения k_z вдоль оси z : $k_z \approx (k_x^2 + k_y^2)/(2n_0 k_0)$, на радикал $k_z = \sqrt{n_0^2 k_0^2 - (k_x^2 + k_y^2)}$ в области пространственных частот [13], где k_x , k_y – поперечные компоненты полного волнового вектора.

При численных расчетах исходный лазерный пучок задавался в форме фокусированного гауссовского по пространству и времени излучения

$$E(\mathbf{R}, z = 0, t) = E_0 \exp\{-t^2/(2t_p^2)\} \exp\{-ik_0 n_0 (x^2 + y^2)/f\}$$

с варьируемыми начальным радиусом кривизны фазового фронта f и начальной пиковой мощностью в импульсе излучения

$$P_0 = (E_0 R_0)^2 c n_0 / 8 = I_0 \pi R_0^2,$$

где R_0 , t_p – радиус пучка и длительность импульса по уровню $1/e$ максимума интенсивности соответственно. Начальная длительность импульса в расчетах была фиксированной ($t_p = 100$ фс), а радиус пучка при моделировании принимал различные значения в диапазоне $R_0 = 0,5 \div 2$ мм. Значения остальных величин в (4), (5) для длины волны излучения $\lambda_0 = 800$ нм были следующими:

$$n_2 = 3,0 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2/\text{Вт}, \quad \tau_c = 350 \text{ фс},$$

$$\sigma_c = 5,52 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2, \quad \Delta E_i = 12,1 \text{ эВ (кислород)}.$$

Совместный учет мгновенной и инерционной составляющих керровской нелинейности среды выражается в увеличении эффективного значения критической мощности самофокусировки лазерного импульса P_c по сравнению со стационарным случаем самофокусировки непрерывного излучения. При расчетах была использована следующая модель функции временного отклика молекулы на приложенное оптическое поле [14]:

$$\Lambda(t) = \Theta(t) \Omega_R \exp\{-t/\tau_R\} \sin \Omega_R t,$$

где $\Omega_R = 20$ ТГц, $\tau_R = 70$ фс – параметры, по смыслу соответствующие собственной частоте коле-

баний атома и характерному времени их затухания; $\Theta(t)$ – функция Хэвисайда. При этом для 100-фс импульса излучения с гауссовской временной формой пересчитанная критическая мощность самофокусировки составила 5,1 ГВт. Расчет скорости фотоионизации атомов среды Ψ_I проводился по модели ионизации ППТ [15], в рамках которой учтена смена режима многофотонной ионизации на туннельную при высокой интенсивности световой волны (для воздуха $I > 10^{13}$ Вт/см²).

Пространственное положение и линейный размер светового филамента определялись по трассовому профилю пикового значения плотности электронов $\rho_{eM}(z)$ плазменной колонки, образующейся в зоне филаментации пучка. При этом полагалось, что первая и последняя координаты точек, в которых справедливо условие $\rho_{eM} \geq \rho_{ef}$, где $\rho_{ef} = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ – фиксированный уровень плотности плазмы, обеспечивающий филаментацию, дают соответственно начало z_{start} и конец z_{end} филамента. Порог по параметру силы фокусировки пучка kR_0^2/f фиксировался как факт превышения координатой конца филамента z_{end} правой границы линейной фокальной перетяжки пучка

$$z_w: z_{end} > z_w,$$

где

$$z_w = f + kR_0^2/2.$$

Наглядной иллюстрацией влияния степени фокусировки лазерного пучка на его постфокальную филаментацию служит рис. 1, на котором показана эволюция вдоль оптической трассы среднего по импульсу радиуса пучка R_w , определенного по профилю плотности световой энергии

$$w(\mathbf{R}) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{R}, t) dt,$$

а также пиковой плотности свободных электронов ρ_{eM} при различных значениях параметра $\bar{f} = 1/9$. Рассмотрен случай одиночной филаментации импульса с начальной пиковой мощностью $P_0 = 30$ ГВт.

Как видно на рис. 1, б, если начальная фокусировка пучка достаточно острая ($\bar{f} = 0,05$), то филаментация, которая началась еще до линейного фокуса при $z_{start} = 0,036L_D$, сразу после него прекращается, даже не достигая дальней границы перетяжки $z_w = 0,1L_D$. Световой пучок при этом стабильно расходится (рис. 1, а).

Однако когда фокусировка становится чуть более мягкой, например при $\bar{f} = 0,075$, поведение филаментированной части пучка резко изменяется. Теперь прекращение филаментации, наблюдающееся также в области линейной перетяжки, не приводит к ее прекращению после фокусировки. Оптическая сила виртуальной линзы, сформированной кубичной нелинейностью среды, успешно противодействует дифракционной расходимости выходящего из фокуса излучения, и на достаточно коротком отрезке трассы вновь происходит поперечное сжатие пучка, и филамент восстанавливается.

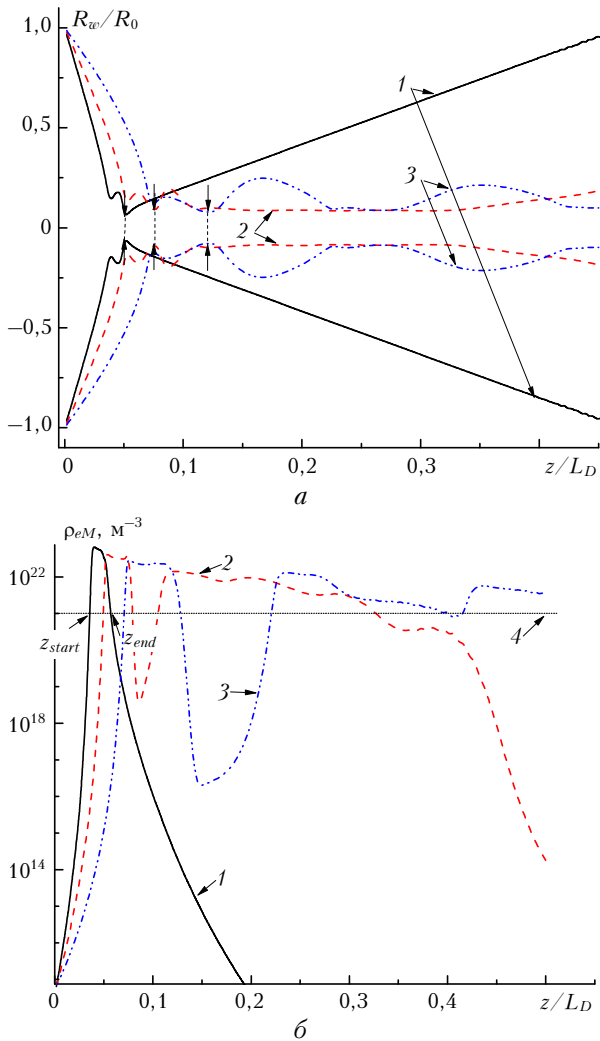


Рис. 1. Трассовая зависимость радиуса светового пучка (а) и пиковой плотности свободных электронов (б) при самофокусировке излучения с $R_0 = 1$ мм, $P_0 = 6P_c$ и различной начальной фокусировке: $\bar{f} = 0,05$ (1), $0,075$ (2) и $0,13$ (3). Стрелками показано положение линейного фокуса линзы. Кривая 4 отмечает пороговую плотность электронов ρ_{ef}

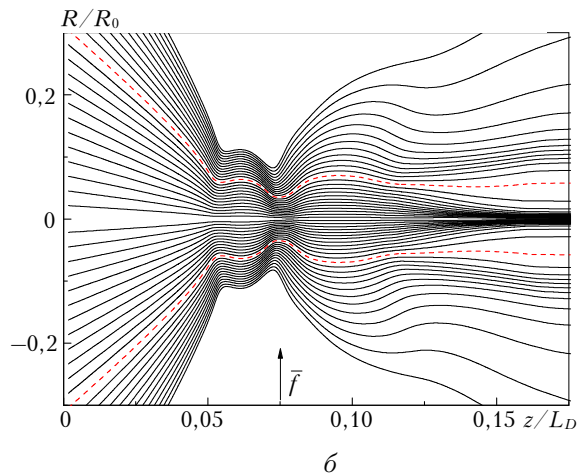
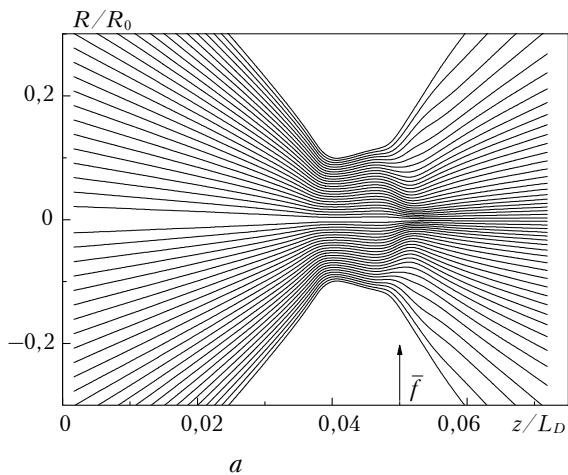


Рис. 2. Траектории усредненных дифракционных лучей при самофокусировке излучения с $R_0 = 1$ мм, $P_0 = 6P_c$ и $\bar{f} = 0,05$ (а) и $0,075$ (б). Пунктирные кривые ограничивают лучи, составляющие филамент

На языке дифракционной оптики эти ситуации детализируются на рис. 2, где изображены траектории одной из разновидностей дифракционных лучей [16], построенные путем вычисления трассового изменения усредненного по времени градиента фазы оптической волны φ .

Как известно, дифракционные лучи визуализируют направление тока световой энергии волны при ее распространении в среде. Уравнение для такого сорта дифракционных лучей имеет вид

$$\frac{d}{dz} \mathbf{R}_d = \langle \nabla_{\perp} \varphi(\mathbf{R}, z, t) \rangle_t.$$

Здесь угловыми скобками обозначено усреднение по временному профилю интенсивности:

$$\langle \nabla_{\perp} \varphi(\mathbf{R}, z, t) \rangle_t = 1/\omega(\mathbf{R}, z) \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\perp} \varphi(\mathbf{R}, z, t) I(\mathbf{R}, z, t) dt.$$

Из рис. 2 следует, что самовосстановление состояния каналированного распространения излучения, т.е. светового филамента, после геометрического фокуса происходит вследствие керровской самофокусировки и дифракционного взаимодействия лучей, условно ограничивающих филамент (выделены пунктиром на рис. 2, б), и лучей, составляющих его внешнее энергетическое окружение, называемое в зарубежной литературе *фотонным энергетическим резервуаром* [17]. При острой фокусировке пучка (рис. 2, а) все световые лучи, пройдя фокальную перетяжку, приобретают монотонно возрастающую от центра к периферии угловую расходимость, что прекращает филаментацию. В противоположность этому при $\bar{f} = 0,075$ (рис. 2, б) часть лучей из энергетического окружения филамента после координаты конца перетяжки имеет уже отрицательную расходимость, и они начинают сходиться к оптической оси. Эти лучи «поджимают» осевые лучи, не давая световой энергии уходить из филамента, и, таким образом, обеспечивают благоприятные условия для каналирования.

Очевидно, что подобные рассуждения, аналогичные рассмотренным выше сценариям самовосстановления или разрушения филамента после линейного фокуса в зависимости от силы начальной фокусировки лазерного пучка, могут быть сделаны и при варьировании начальной мощности светового импульса P_0 , поскольку именно этим определяется сила самофокусировки.

Действительно, как следует из рис. 3, б, при фиксированном значении параметра фокусировки повышение мощности излучения способствует все более раннему восстановлению светового филамента за область фокальной перетяжки.

Более того, на рис. 3 отчетливо видны два режима постфокальной филаментации пучка. Первый – режим прямого («протягивание» [5]) прохождения филамента через фокальную перетяжку (рис. 3, а) и второй – режим собственно самовосстановления филамента на некоторой дистанции после его разрушения в фокусе (рис. 3, б).

2. Результаты лабораторных экспериментов и их интерпретация

В условиях реального эксперимента, как правило, достаточно сложно обеспечить высокое качество поперечного распределения интенсивности в исходном лазерном пучке, чтобы затем получить в среде одиночную филаментацию. Поэтому практический интерес представляет ситуация прохождения фокальной перетяжки в режиме множественной филаментации пучка с неунимодальным пространственным профилем.

Такие эксперименты были реализованы авторами на тераваттной фемтосекундной лазерной системе в ИПФ РАН (г. Нижний Новгород) [18]. Принципиальная схема проведения экспериментов на стенде фемтосекундной лазерной системы показана на рис. 4.

Задающий генератор представлял собой лазер на кристалле сапфира, допированного титаном (Ti:Sa)

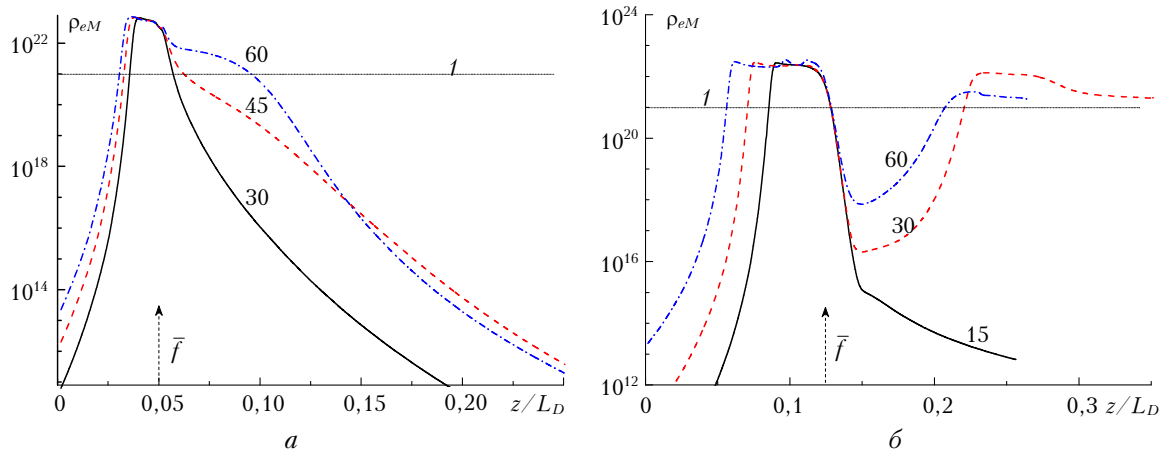


Рис. 3. Трассовая зависимость пиковой плотности свободных электронов при самофокусировке фокусированного на $\bar{f} = 0,05$ (а) и $\bar{f} = 0,13$ (б) излучения с различной мощностью в импульсе P_0 (цифры у кривых в ГВт). Линией 1 показана пороговая для филаментации плотность электронов ρ_{ef}

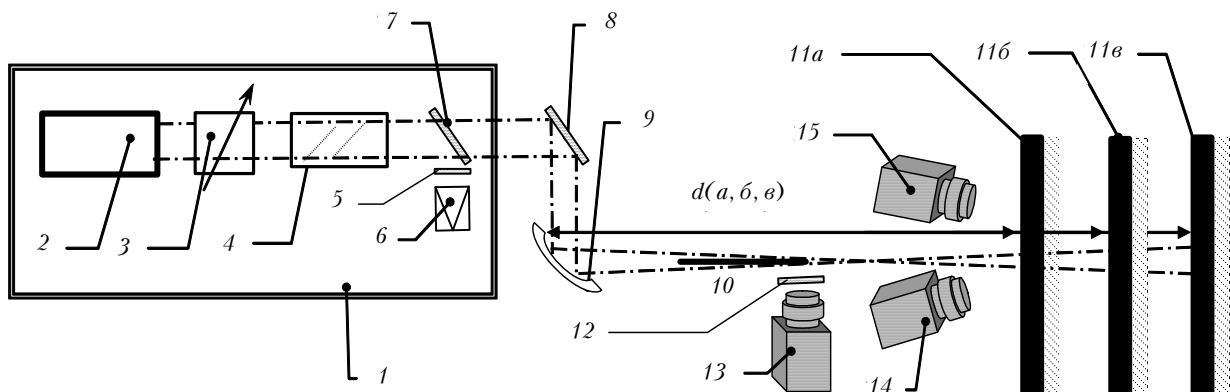


Рис. 4. Схема эксперимента: 1 – фемтосекундный лазерный комплекс: $\lambda_0 = 800$ нм, $t_p = 66$ фс, ширина спектра 40 нм; 2 – лазер накачки ($\lambda_0 = 532$ нм); 3 – поляризационный attenuator; 4 – компрессор; 5 – светофильтры; 6 – фотодиод, измеряющий энергию в импульсе; 7 – светоделительный клин; 8 – поворотная пластинка; 9 – фокусирующее сферическое зеркало $f = 125$ см; 10 – область филаментации; 11 (а, б, в) – экраны; 12 – светофильтр СЗС-21; 13 – CCD-камера PCO 200XS 10284; 14 – фотокамера Canon EOS 500D; 15 – CCD-камера Hamamatsu c8484-05G; d – расстояние от фокусирующего зеркала до экрана ($d(a) = 145$ см, $d(b) = 177$ см, $d(v) = 439$ см)

с пассивной синхронизацией мод за счет керровского механизма. В качестве накачки фемтосекундного лазера используется пространственно одноимовое (мода TEM_{00q}) излучение второй гармоники непрерывного твердотельного Nd-YAG-лазера с $\lambda_0 = 532$ нм.

В экспериментах использовалось излучение основной гармоники лазера ($\lambda_0 = 800$ нм), распространяющееся в режиме самофокусировки и филаментации в воздухе. Максимальная энергия в отдельном импульсе излучения составляла ~ 40 мДж. Характерная длительность лазерного импульса на полувысоте t_p , определенная по измеренной автокорреляционной функции, равнялась 66 фс с временным контрастом ≈ 1000 при частоте следования лазерных импульсов 10 Гц. Использовался также и моноимпульсный режим. Диаметр пучка на полувысоте составлял 1,5 см. Энергия в лазерном импульсе менялась с помощью поляризационного аттенюатора и контролировалась калиброванным по пирозлектрическому датчику (Molelectron J25LP) фотодиодом 6.

В экспериментах с помощью 12-битной CCD-камеры (модель Hamamatsu c8484-05G) 15, а также фотоаппарата Canon EOS 500D 14 фиксировалось пространственное распределение световой энергии по поперечному сечению лазерного пучка на экранах 11, а также проводилась регистрация продольного профиля энергии в филаменте в зоне геометрического фокуса 10 зеркала 9 путем приема сигнала свечения плазменного канала на CCD-камеру 13 (PCO 200XS 10284, Германия), расположенную перпендикулярно оси лазерного пучка.

Профили лазерного пучка на выходе оптической системы и на расстоянии 52 см после геометрического фокуса зеркала показаны на рис. 5, б, из которого следует, что aberrации начальной формы излучения приводят к появлению нескольких филаментов в области геометрического фокуса. Прокции пяти из них на регистрирующий экран хорошо видны на рис. 5, б.

Плазменный канал, сопровождающий филаментацию лазерного импульса, стимулирует флуоресценцию молекулярного азота воздуха, что проявляется в синем свечении области филамента. Пример регистрации такого светящегося образования приведен на рис. 5, в-д. Здесь показаны снимки области фокальной перетяжки пучка (ограничена пунктирными линиями), вблизи которой возникал световой филамент.

Видно, как при $P_0 = 170$ ГВт, что соответствует $\eta = 33$, филамент формируется до линейного фокуса и заканчивается практически в области перетяжки, т.е. при $z \approx f$. За фокусом филаментации нет. При той же степени пространственной фокусировки более мощный лазерный импульс с $\eta = 53$ (рис. 5, з) сначала также демонстрирует филаментацию до линейного фокуса, а затем, после примерно сантиметрового промежутка, филамент восстанавливается за правой границей фокальной перетяжки. Наконец, при дальнейшем повышении мощности излучения (см. рис. 5, д) филаментация

без разрывов видна уже на всем протяжении фокальной перетяжки и за ней.

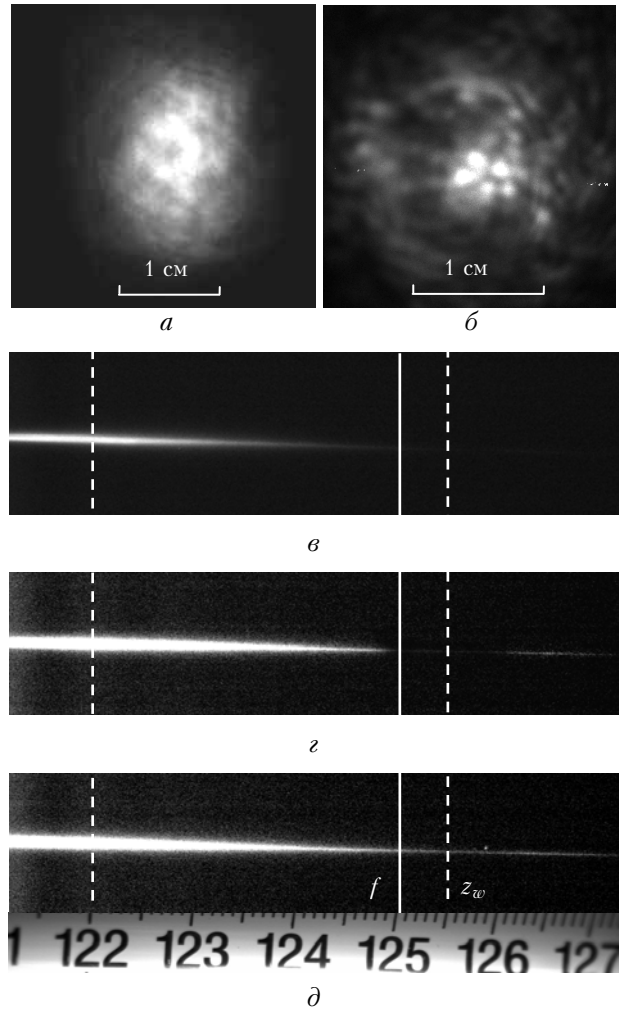


Рис. 5. Поперечное распределение энергии лазерного пучка на входе трассы (а) и на расстоянии 177 см (б); боковое изображение светового филамента в области геометрического фокуса f (вертикальная линия) при различной пиковой мощности лазерного импульса: $P_0 = 170$ (в), 270 (з) и 370 ГВт (д). Штриховые линии ограничивают фокальную перетяжку пучка

На рис. 6 по результатам проведенных численных расчетов в зависимости от нормированной начальной мощности в лазерном импульсе η построены пороговые значения ϑ_{th} безразмерного параметра фокусировки пучка, когда световой филамент может выходить за линейный фокус пучка. Здесь же нанесены данные наших экспериментов, результаты, взятые из работы [6], а также расчет выражения (3) порога прохождения филаментом фокуса с использованием подгоночной функциональной зависимости вида

$$\vartheta_{th} = \alpha \sqrt{\eta - 1}. \quad (6)$$

Входящий в (6) подгоночный коэффициент α , строго говоря, является функцией начальной мощ-

ности пучка и параметра фокусировки и может быть вычислен из точного решения задачи распространения ультракороткого лазерного излучения в среде (см., например, [19]). В данном случае значение подгоночного параметра было выбрано таким образом, чтобы наиболее точно аппроксимировать данные численного расчета, и составило $\alpha = 7$.

Представленные на рис. 6 результаты следует понимать так, что если при фиксированной мощности импульса η значение параметра фокусировки лежит ниже порога, т.е. $\vartheta < \vartheta_{th}(\eta)$, то ожидается бездифракционное распространение пучка после фокуса, аналогичное его филаментации. В противоположном случае ($\vartheta > \vartheta_{th}(\eta)$) начальная фокусировка пучка будет слишком острой для того, чтобы участок филаментации «прошел» фокальную перетяжку, и филамент остановится в области линейного фокуса пучка.

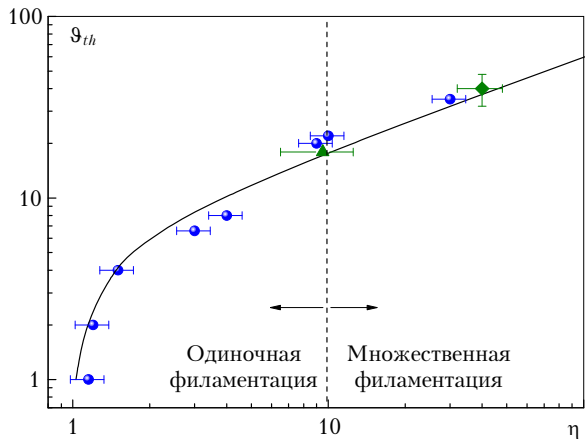


Рис. 6. Пороговые значения параметра фокусировки для *постфокальной* филаментации излучения в зависимости от нормированной мощности. Показаны данные численных расчетов (кружки), эксперимент авторов (ромб) и данные работы [6] (треугольник); сплошная линия — расчет по (3) и (6)

Разброс значений, указанный у теоретических точек, отражает определенный произвол в определении порога прохождения филаментом фокуса по уровню плотности электронов плазмы, так как абсолютно точно это сделать оказалось затруднительно вследствие резкой степенной зависимости плотности свободных электронов от интенсивности световой волны $\rho_e(I)$.

Точка, соответствующая эксперименту [6], нанесена на рис. 6 путем пересчета данных по пороговой мощности «рефокусировки» первоначально сфокусированного на $f = 1,5$ м пучка радиусом 2 мм, зафиксированного авторами в диапазоне энергий импульса излучения $7,2 \div 15$ мДж.

В наших экспериментах аналогичный порог прохождения фокальной перетяжки был установлен при мощности импульса $P_0 \approx 200$ ГВт. При этом вследствие того, что начальный профиль интенсивности пучка был существенно отличен от гауссовского (см. рис. 5, а), параметр фокусировки $\vartheta = L_D/f$

был пересчитан с учетом реальной длины свободной дифракции L_D , которая составила примерно 50 м (с небольшой погрешностью).

Важно отметить, что представленный на рис. 6 диапазон мощностей лазерного излучения соответствовал вариантам как одиночной, так и множественной филаментации. Эти области условно разделены пунктирной линией. В то же время пороговое соотношение (3) получено в рамках модели формирования одного филамента. Тем не менее точки, соответствующие как численному расчету, так и экспериментальным данным в условиях множественной филаментации, хорошо ложатся на аппроксимационную кривую для одиночной филаментации.

В диапазоне значений ϑ , отвечающих слабой фокусировке пучка ($\vartheta \sim 1$), расхождение порога (3) и численного расчета по НУШ становится более заметным. Очевидно, причиной здесь является то, что для слабо сфокусированного пучка увеличивается протяженность участка филаментации до линейного фокуса. Следовательно, растут и нелинейные потери излучения на создание плазменного канала при фотоионизации молекул воздуха. Это приводит к дополнительной расходимости пучка, и после фокальной перетяжки требуется уже больше мощности, чтобы их скомпенсировать и обеспечить филаментацию.

Очевидно, что для прогнозирования распространения мощного широкоапертурного квазипараллельного излучения ($\eta \gg 1$, $\vartheta < 1$) пороговое выражение (3) должно использоваться с осторожностью. Когда лазерный пучок характеризуется многокилометровой длиной дифракции, а его пространственная фокусировка проводится на еще более дальнюю дистанцию, участок филаментации вообще может не дойти до фокальной перетяжки пучка. На реальных атмосферных трассах, помимо возрастающих потерь световой энергии на создание плазменных каналов, разрушению филаментов способствуют и другие процессы, например хроматическая дисперсия импульса, атмосферная турбулентность. Эту ситуацию необходимо рассматривать отдельно, что планируется осуществить в последующих работах.

Заключение

Теоретически и экспериментально исследована эволюция филаментации ультракороткого лазерного импульса в области линейной фокальной перетяжки, и определены условия, при которых световой филамент способен существовать после прохождения пучком линейного фокуса. Как оказалось, возможность филаментации излучения за фокальной перетяжкой возрастает с увеличением начальной мощности лазерного импульса вне зависимости от режима филаментации пучка (одиночная/множественная). Кроме того, постфокальная филаментация пучка может носить различный характер. Так, в условиях жесткой фокусировки наблюдается непрерывное прохождение филамента через перетяжку, а для более плавной фокусировки реализуется

режим восстановления филамента на некоторой дистанции после его разрушения в фокусе.

Авторы выражают признательность сотрудникам ИПФ РАН Ю.А. Малькову и Д.И. Кулагину, сотрудникам ИОА СО РАН Д.В. Алексимову и В.К. Ошлакову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 13, интеграционного проекта Президиума СО РАН № 67, гранта РФФИ № 12-05-00716.

1. *Selffocusing: Past and Present* / Y.R. Shen, R.W. Boyd, and S.G. Lukishova, eds. Berlin: Springer-Verlag, 2009. 605 p.
2. *Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P.* Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // *Rep. Prog. Phys.* 2007. V. 70. P. 1633–1713.
3. *Пилитецкий Н.Ф., Рустамов А.Р.* Наблюдение самофокусировки света в жидкостях // *Письма в ЖЭТФ.* 1965. Т. 2, вып. 2. С. 88–90.
4. *Korobkin V.V., Alcock A.J.* Self-focusing effects associated with laser-induced air breakdown // *Phys. Rev. Lett.* 1968. V. 21, N 20. P. 1433–1436.
5. *Аскарьян Г.А., Дианов Х.А., Мухамаджанов М.* Новые эксперименты по образованию нити самофокусировки из фокуса луча у поверхности среды // *Письма в ЖЭТФ.* 1971. Т. 14, № 8. С. 452–455.
6. *Talebpour A., Petit S., Chin S.L.* Re-focusing during the propagation of a focused femtosecond Ti:Sapphire laser pulse in air // *Opt. Commun.* 1999. V. 171, N 4–6. P. 285–290.
7. *Marburger J.H.* Self-focusing: Theory // *Prog. Quant. Electron.* 1975. V. 4. P. 35–110.
8. *Землянов А.А.* Нелинейное распространение лазерного излучения в атмосфере // *Оптика атмосфер. и океана.* 1995. Т. 8, № 1–2. С. 89–115.
9. *Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д.* Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 256 с.
10. *Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И.* Усредненное описание волновых пучков в линейных и нелинейных средах // *Изв. вузов. Радиофиз.* Т. 14, № 9. 1971. С. 1353–1363.
11. *Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Силаева Е.П., Дергаев А.А.* Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и ее приложения в атмосферной оптике // *Оптика атмосфер. и океана.* 2010. Т. 23, № 10. С. 873–884.
12. *Couairon A., Myzrowicz A.* Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Reports.* 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
13. *Kolesik M., Moloney J.V.* Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 70, N 3. 036604.
14. *Sprangle P., Penano J.R., Hafizi B.* Propagation of intense short laser pulses in the atmosphere // *Phys. Rev. E.* 2002. V. 66. P. 046418.
15. *Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.* Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 1966. Т. 50, вып. 5. С. 1393–1397.
16. *Землянов А.А., Бульгин А.Д., Гейнц Ю.Э.* Дифракционная оптика светового филамента, образованного при самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // *Оптика атмосфер. и океана.* 2011. Т. 24, № 10. С. 839–847.
17. *Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V.* Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air // *Opt. Lett.* 1998. V. 23, N 5. P. 382–384.
18. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н.* Самовоздействие острофокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе в режиме филаментации. Лабораторные и численные эксперименты // *Оптика атмосфер. и океана.* 2009. Т. 22, № 2. С. 119–125.
19. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Эволюция эффективных характеристик лазерного излучения фемтосекундной длительности при самовоздействии в газовой среде // *Оптика и спектроскопия.* 2008. Т. 104, № 5. С. 852–864.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, G.G. Matvienko, A.N. Stepanov. **Filament formation beyond linear focus upon femtosecond laser pulse propagation in air.**

The threshold for post-focal filamentation between the strength of laser beam focusing and its peak power is determined on the basis of experimental data and numerical simulations. The probability of this circumstance increases with the increase of initial pulse power both in the regimes of single- and multi-filamentation. The dynamics of the post-focal filamentation varies depending on the initial beam focusing and can have stretching or recurrenction type.