

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.373

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц

Филаментация ультракороткого лазерного излучения в аэрозоле

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 22.02.2005 г.

Представлены результаты численного моделирования процесса филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе при наличии на оптической трассе аэрозоля. Исследовано влияние локализованного поглощающего слоя, моделирующего аэрозольную среду, на пространственную протяженность формирующегося светового филамента. Впервые установлена зависимость длины нелинейного волновода не только от оптической плотности аэрозольного слоя, но также и от его местоположения по трассе распространения. При этом протяженность светового филамента максимальна, если нелинейный фокус пучка расположен за аэрозольным слоем, а не перед ним.

Введение

Использование мощных ультракоротких лазерных импульсов в задачах атмосферной оптики является, несомненно, перспективным с точки зрения преодоления традиционных для атмосферного распространения ограничений, накладываемых на параметры лазерного излучения тепловой нелинейностью и оптическим пробоем воздуха [1, с. 14].

Лазерный импульс, проходя через ансамбль частиц, испытывает энергетическое ослабление за счет рассеяния и поглощения излучения частицами. В линейном режиме ослабление интенсивности прошедшего излучения аэрозольным слоем, как известно, описывается законом Бугера. С укорочением длительности лазерного импульса становится нестационарным сам процесс светорассеяния на частицах: появляется временной сдвиг во временных профилях падающего и рассеянного импульсов [2], изменяются интегральные характеристики рассеяния [3].

Высокая пиковая интенсивность ультракороткого излучения приводит к появлению дополнительных нелинейных потерь световой энергии на многофотонную ионизацию вещества частиц и поглощение образовавшимися плазменными областями [4]. Кроме того, даже в однородной по фазовому составу среде ультракороткое излучение испытывает сильную пространственно-временную самомодуляцию. При этом за счет динамического баланса керровской самофокусировки, нелинейного многофотонного поглощения и ионизации газа формируется протяженный нелинейный волноводный канал (филамент) с квазипостоянными пиковой интенсивностью и размером. В атмосферном воздухе на длине волны излучения 800 нм поперечный диаметр филамента составляет, как правило, 100–150 мкм, пиковая интенсивность в филаменте при этом имеет порядок $I_0 \approx 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см² [5, 6].

Возникает вопрос, какое влияние будет оказывать аэрозольная среда на закономерности филаментации фемтосекундного излучения в газе?

Существуют два аспекта данной проблематики: (1) исследование эволюции филамента светового пучка, встречающего на своем пути отдельные изолированные микрочастицы, и (2) прохождение филаментированного излучения сквозь плотный аэрозольный слой в целом. Что касается влияния изолированных частиц, то в данном направлении существуют как экспериментальные [7], так и численные исследования [8], результаты которых свидетельствуют о высокой устойчивости поперечного распределения интенсивности светового пучка к локальному ослаблению его центральной филаментированной области частицей или поглощающим дисковым экраном. Данный эффект получил название «*filament self-healing*» — «самовосстановление филамента» и был объяснен в рамках модели динамического пространственного пополнения энергии филамента (*dynamical spatial replenishment*) [9] как следствие притока световой энергии из периферии к оси пучка.

В работе [10] на основе численных расчетов была дана несколько иная интерпретация данного эффекта как результата естественной эволюции пространственного солитона в центре пучка в насыщающейся диссипативной среде на фоне керровской фокусировки. В любом случае самовосстановление поперечного профиля пучка после дифракции на аэрозольной частице указывает на важную роль в данном процессе его внесосевых областей (фотонный резервуар), несущих основную долю световой энергии пучка и способных за счет нелинейной фокусировки воссоздать филамент.

В этой связи становится важной задача исследования влияния на процесс филаментации светового пучка аэрозольного ослабления этого фотонного резервуара, тем более что в реальных условиях

наиболее типичной как раз является ситуация, когда весь пучок, а не только его центральная часть, перекрывается аэрозолем, например при распространении излучения через облако. Следует отметить, что в упомянутой выше работе [7] экспериментально уже изучался вопрос о блокировании филамента, возникающего при распространении фемтосекундного импульса излучения (длина волны $\lambda_0 = 810$ нм, энергия $W_0 = 7$ мДж, длительность $t_p = 120$ фс), искусственным туманом различной плотности (средний размер капель ~ 2 мкм, концентрация $\leq 10^6$ см $^{-3}$). Было отмечено, что после прохождения излучением аэрозольной камеры характерный для самофокусировки резко неоднородный поперечный профиль пучка сохранялся вплоть до оптической толщины тумана $\sim 3,2$. Полная энергия пучка на выходе из аэрозоля при этом экспоненциально уменьшалась с увеличением оптической плотности тумана.

Первые российские эксперименты [11] по распространению субтераваттных фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера ($\lambda_0 = 810$ нм, $W_0 < 17$ мДж, $t_p = 80$ фс) в воздухе, содержащем локализованный в пространстве аэрозольный слой (струя водных капель со среднеквадратичным радиусом $\sim 2,5$ мкм), показали, что ослабление филаментированного пучка аэрозольным слоем в целом происходит в квазилинейном режиме. Отмечается, что единственным отличием от режима линейного ослабления непрерывного излучения являлся несколько более высокий финальный коэффициент ослабления оптической трассы для фемтосекундных импульсов. Очевидно, это связано с дополнительными нелинейными потерями энергии фемтосекундного пучка на ионизацию газа и возникновением поглощающих областей оптического пробоя внутри аэрозольных частиц. Также было установлено, что присутствие аэрозоля на оптической трассе не изменяет ни числа, ни взаимного расположения образующихся филаментов.

Таким образом, можно считать, что сверхкороткий лазерный импульс ослабляется аэрозолем по тем же законам, что и непрерывное излучение. Следовательно, при численных расчетах возможно моделировать прохождение излучения через аэрозольный слой внесением в исходное уравнение распространения светового импульса (нелинейное уравнение Шредингера) на заданном участке трассы распределенного амплитудного экрана с коэффициентом поглощения, равным коэффициенту линейного аэрозольного ослабления.

В настоящей работе в рамках данной модели исследуется влияние локализованного поглощающего слоя, имитирующего аэрозольную среду, на пространственную протяженность светового филамента, формирующегося в результате самовоздействия фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе. Представленные ниже результаты численного моделирования процесса филаментации светового пучка указывают на зависимость длины нелинейного волновода не только от оптической плотности

аэрозольного слоя, но также и от его местоположения по трассе распространения. Для получения максимальной длины филамента при прочих равных условиях нелинейный фокус пучка необходимо располагать за аэрозольным слоем, а не перед ним.

Математическая постановка задачи

В параксиальном приближении распространение светового импульса описывается обычно нелинейным уравнением Шредингера для нормированной комплексной огибающей электрического поля световой волны $U(\mathbf{r}'_{\perp}, z'; t') = E(\mathbf{r}'_{\perp}, z'; t')/E_0$ в системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса v_g (в обозначениях [12]):

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{4} \nabla_{\perp}^2 + i \frac{L_D}{L_{ds}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - ip_{nl}(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) \right\} U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) + \frac{1}{2} L_D \alpha_a(\mathbf{r}_{\perp}, z) U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) = 0, \quad (1)$$

где $r_{\perp} = r'_{\perp} / R_0$; $z = z' / L_D$; $t = (t' - z' / v_g) / t_p$ — бегущее время; t_p — длительность импульса; $L_D = k_0 R_0^2 / 2$ — рэлеевская длина пучка; R_0 — начальный радиус пучка; $k_0 = \omega_0 n_0 / c$ — волновое число; ω_0 — центральная частота лазерного излучения; $L_{ds} = t_p^2 / k''_{\omega}$ — длина дисперсии; $k''_{\omega} = \partial^2 k / \partial \omega^2 = 0,21$ фс 2 /см — дисперсия групповой скорости; p_{nl} — безразмерная нелинейная поляризация среды; α_a — объемный коэффициент линейного ослабления аэрозоля (линейным газовым поглощением пренебрегаем).

В выражении для нелинейной поляризации среды p_{nl} учитываются эффекты третьего порядка по полю: быстрый (электронный) эффект Керра, инерционное (интегральное по времени) вынужденное комбинационное рассеяние на вращательных переходах молекул газа, а также поглощение и дефокусировка излучения плазмой, образующейся в результате ионизации газа:

$$p_{nl}(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) = \frac{L_D}{L_K} \left\{ (1 - f_R) |U|^2 U + f_R U \int_{-\infty}^t R(t - \zeta) |U(\zeta)|^2 d\zeta \right\} - \frac{L_D}{L_{pl}} \left(1 - \frac{i}{\omega_0 \tau_c} \right) \rho_e(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) U + i \frac{L_D}{L_{MPA}} |U|^{2(m-1)} U. \quad (2)$$

Здесь $L_K = c / (\omega_0 n_2 I_0)$ — длина керровской нелинейности ($I_0 = cn_0 |E_0|^2 / (8\pi)$); $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-19}$ см 2 /Вт — нелинейная добавка к показателю преломления газа n_0 ; f_R — удельная доля инерционного комбинационного рассеяния в суммарном изменении нелинейного показателя преломления (обычно принимают $f_R = 0,5$); $R(\tau - \zeta)$ — функция, учитывающая инерционность ВКР (модель затухающего осциллятора [13]); $\tau_c = 350$ фс — характерное время столкновения электронов; $L_{MPA} = (\Delta E_i \eta_{MPA}^{(m)} I_0^{m-1})^{-1}$ — длина m -фотонного поглощения;

$$L_{pl} = 2L_{MPA}/(\eta_{cas}I_0 t_p n_0^2\omega_0\tau_c)$$

— длина плазменной нелинейности; $\rho_e = N_e/N_{e0}$; где N_e — концентрация свободных электронов, $N_{e0} = t_p I_0 / (L_{MPA} \Delta E_i)$; $\Delta E_i = 2,3 \cdot 10^{-3}$ фДж — эффективный потенциал ионизации атомов воздуха; $\eta_{MPA}^{(m)}$, η_{cas} — скорость многофотонной и каскадной ионизации газа соответственно.

Изменение нормированной концентрации свободных электронов ρ_e в поле сверхкороткого лазерного импульса рассчитывалось согласно модели плазмы *Drude* без учета рекомбинационных потерь:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = |U|^{2m} + \alpha_{cas} \rho_e |U|^2, \quad (3)$$

где

$$\alpha_{cas} = \frac{L_{MPA}}{L_{pl}} \frac{2}{n_0^2 \omega_0 \tau_c}$$

— коэффициент каскадной ионизации.

Начальный пространственно-временной профиль лазерного пучка задавался комбинацией гауссовских функций:

$$U(x, y, z = 0; t) = \exp\left\{-\left(\frac{x^2 + y^2}{2}\right)\left(1 + i \frac{k_0 R_0^2}{F}\right)\right\} \exp\left\{-\frac{t^2}{2}\right\}, \quad (4)$$

где F — начальный радиус кривизны волнового фронта.

Результаты численных экспериментов

Численное решение задачи (1)–(4) проводилось в четырехмерном (3D + 1) пространстве с использованием методики расщепления исходной задачи по физическим факторам, при этом расчет дифракции и дисперсии пучка производился в области пространственных и временных частот, а нелинейное самовоздействие рассчитывалось в сигнальном пространстве. Вдоль переменной распространения (z) применялась адаптивная коррекция сеточного шага. Численное решение уравнения (3) выполнялось методом Рунге–Кутты 4-го порядка.

На рис. 1 показан двумерный профиль плотности энергии лазерного пучка в координатах $x - z$, распространяющегося в незамутненном воздухе, а также при наличии aerosольного слоя, помещаемого в различных участках оптической трассы: до зоны филаментации и внутри образовавшегося при самофокусировке филамента. Параметры лазерного излучения соответствовали импульсу с $\lambda_0 = 800$ нм, $t_p = 80$ фс, $R_0 = 1,5$ мм, $F = 0,6L_D$. При этом энергия в импульсе составляла $W_0 \sim 8$ мДж, а начальная пиковая мощность P_0 превышала критическую мощность самофокусировки ($P_{cr} = 3,2$ ГВт) в 15 раз. Aerosоль моделировался поглощающим экраном, перекрывающим весь пучок, с протяженностью $d_a = 0,05L_D$ и оптической толщиной $\tau_0 = 1$.

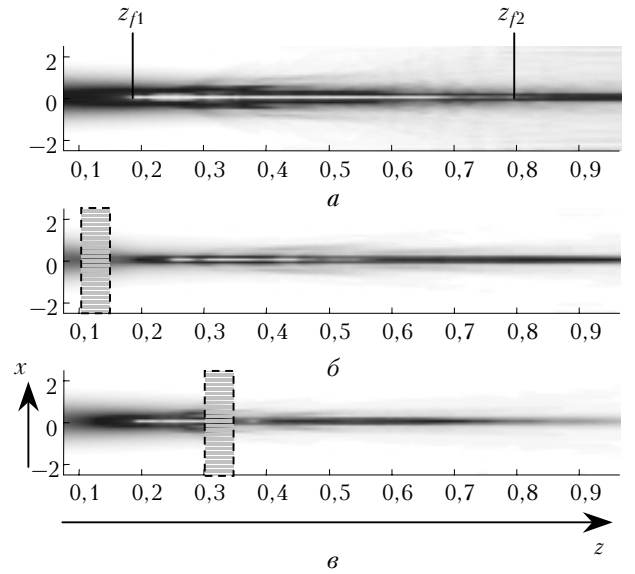


Рис. 1. $x-z$ -профиль плотности энергии (отн. ед.) лазерного пучка ($P_0/P_{cr} = 15$), распространяющегося в воздухе без aerosоля (а) и с aerosольным слоем (б, в) при $\tau_0 = 1$. Положение aerosоля показано прямоугольником, приосевая светлая полоса — световой филамент

Из рис. 1 видно, что при использованных в численном эксперименте параметрах на оси лазерного пучка образуется зона повышенной плотности энергии диаметром $\sim 0,1R_0$, след которой вдоль трассы распространения по форме напоминает нить — филамент. В чистом воздухе филамент возникает значительно раньше дифракционного фокуса пучка ($z_{f1} \approx 0,2L_D < F/L_D$) и имеет среднюю протяженность $L_f = (z_{f2} - z_{f1}) \sim 0,6L_D$. Концентрация свободных электронов N_e , образующихся, главным образом, вследствие многофотонной ионизации молекул воздуха, в области филамента достаточно высока (рис. 2).

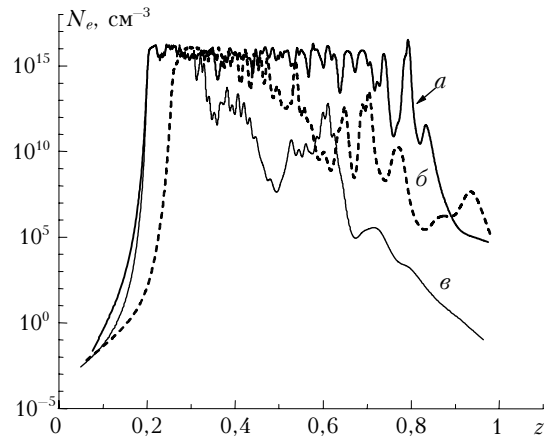


Рис. 2. Плотность электронов в плазме на оси лазерного пучка вдоль трассы распространения для трех вариантов, рассмотренных на рис. 1

Значения N_e колеблются около уровня $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, когда устанавливается динамический

баланс между керровской фокусировкой последовательных временных слоев лазерного импульса и дефокусирующим эффектом плазменной нелинейности.

Проведенные нами численные расчеты (результаты здесь не показаны) при «отключенном» в уравнении (1) дисперсионном слагаемом подтвердили определяющую роль материальной дисперсии среды в нарушении стабильности филамента и в его последующей дифракционной диссипации, что ранее отмечалось рядом авторов [14, 15]. Световой филамент, таким образом, существует, пока происходящее на фоне сильной нелинейной фазовой самомодуляции дисперсионное дробление временного профиля исходного импульса на ряд существенно более коротких импульсов с характерной длительностью $\sim 0,1t_p$ не снизит его когерентные свойства. В результате этого процесса первоначально квазигатуссовский по времени филамент трансформируется в структуру, состоящую из последовательности разделенных во времени и пространстве, слабо связанных друг с другом отдельных импульсов, испытывающих значительно большее дисперсионное расплывание, чем исходный импульс.

Вернемся теперь снова к профилям энергии, показанным на рис. 1. Введение поглощающего экрана, имитирующего аэрозольный слой, в пучок, как видно из рис. 1,б,в, уменьшает длину филамента. При этом при одной и той же величине ослабления, в зависимости от расположения аэрозольного слоя по трассе, различным оказывается и эффект, производимый аэрозолем на динамику светового филамента.

При помещении аэрозоля в область пучка, расположенную до его нелинейного фокуса (рис. 1,б), смещается, во-первых, само положение этого фокуса, поскольку снижается пиковая мощность пучка P_0 , а согласно известному соотношению [16] $z_{f1} \sim (P/P_{cr})^{-1}$. Во-вторых, потери энергии излучения после прохождения поглощающего экрана становятся критическими для продолжения поддержания филамента за счет динамического притока световой энергии из периферийной области пучка к его оси, что сокращает и координату z_{f2} .

Наиболее сильно, однако, сказывается на длину филамента присутствие аэрозоля в том случае, когда на аэрозольный слой падает уже филаментированный пучок (см. рис. 1,в). Величина оптической толщины аэрозоля $\tau_0 = 1$ оказывается достаточной, чтобы заблокировать филамент. Плотность образовавшейся на оси пучка плазмы на задней границе аэрозольного слоя, как это видно на рис. 2 (кривая в), резко падает до уровня $N_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В дальнейшем происходят крупномасштабные колебания значений N_e за счет сформировавшейся на периферии пучка нелинейной линзы, однако пространственно устойчивая структура вблизи его оси уже не образуется.

Данный результат еще раз свидетельствует в пользу дисперсионного механизма разрушения осевого волноводного канала (в диапазоне парамет-

ров излучения, использовавшихся в наших расчетах), поскольку основным отличием вариантов, показанных на рис. 1,б,в, является только пространственно-временной профиль интенсивности на оси пучка в зоне аэрозоля. В первом случае он близок к гауссовскому, а во втором — сильно фрагментирован во времени.

Рис. 3 иллюстрирует отмечавшийся выше эффект «самовосстановления филамента» после прохождения аэрозольного слоя. Здесь были использованы те же параметры расчета, что и на рис. 1,в, только геометрический размер (длина) поглощающего слоя уменьшен в 5 раз при сохранении его оптической толщины на уровне $\tau_0 = 1$.

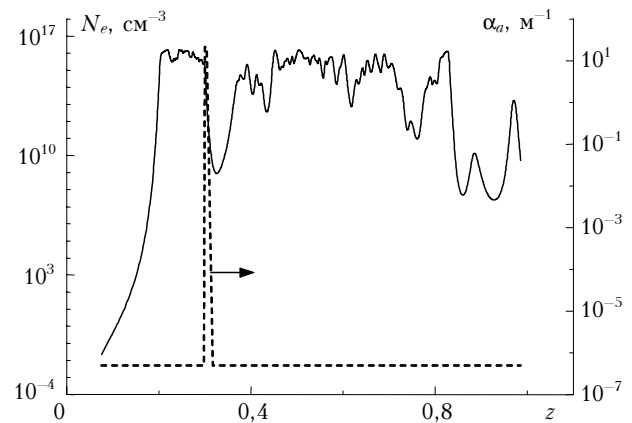


Рис. 3. Эффект «самовосстановления филамента». Концентрация электронов в плазме на оси лазерного пучка ($P_0/P_{cr} = 15$) и профиль объемного коэффициента линейного поглощения α_a вдоль оптической трассы

Как видно, после выхода из аэрозоля осевая пространственно локализованная зона повышенной интенсивности пучка сначала исчезает, одновременно происходит и падение концентрации свободных электронов (рис. 1,б). Затем, однако, филамент реформируется за счет керровской фокусировки внеосевых зон пучка, и в дальнейшем его эволюция подобна случаю незамутненной атмосферы (рис. 1,а), хотя сам филамент теряет стабильность (становится прерывистым) вдоль направления распространения.

Влияние величины аэрозольного ослабления на пространственную длину светового филамента в воздухе показывает рис. 4. Здесь рассмотрены три варианта, отличающиеся начальной энергией в импульсе излучения и, соответственно, различным отношением (P_0/P_{cr}). Длина филамента при численных расчетах определялась по достижении на оси пучка определенного уровня концентрации свободных электронов $N_{ef} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что соответствует экспериментальным данным [17]. При этом вследствие прерывистости филамента по трассе за правую границу филамента z_{f2} выбиралось значение переменной z , после которого уровень N_{ef} уже не достигался. Аэрозольный слой размещался перед нелинейным фокусом пучка.

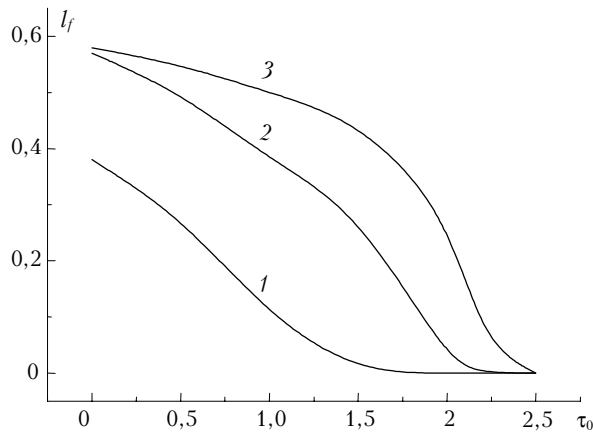


Рис. 4. Относительная длина светового филамента $l_f = L_f/L_D$ в зависимости от оптической толщины aerosольного слоя при различной пиковой мощности исходного импульса излучения: $P_0/P_{cr} = 6$ (1); 15 (2); 31 (3)

Из рис. 4 видно, что с увеличением оптической плотности aerosоля происходит сокращение длины филамента вплоть до полного его исчезновения. Предельная оптическая толщина, когда филамент еще образуется, зависит от начальной мощности излучения и соответствует критерию самофокусировки в присутствии ослабления [18]: $P_0 \exp\{-\tau_0\} > P_{cr}$. Заметим, что характер изменения относительной длины филамента $l_f = L_f/L_D$ по параметру τ_0 также различен в зависимости от величины P_0 .

При начальной мощности пучка, существенно превышающей критическую ($P_0/P_{cr} = 31$), длина образующегося филамента слабо зависит от оптической толщины aerosоля вплоть до значения $\tau_0 \approx 1,6$, что говорит о динамическом пополнении центральной зоны пучка энергией из его периферии. Затем, однако, l_f достаточно резко снижается и быстро выходит на нулевой уровень. Для менее мощных пучков ($P_0/P_{cr} = 6$), как видно, процесс поперечного притока световой энергии менее выражен, сокращение l_f происходит плавно и практически линейно.

Заключение

Таким образом, приведенные в статье результаты численного моделирования процесса самовоздействия фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе, содержащем aerosольный слой, показали, что увеличение оптической толщины aerosоля приводит к сокращению пространственной длины формирующегося филамента. Кроме того, существует зависимость длины филамента от местоположения ослабляющего aerosольного слоя на трассе распространения и его геометрической ширины (при постоянной оптической толщине). При этом протяженность светового филамента максимальна, если нелинейный фокус пучка расположен за aerosольным слоем, а не перед ним.

Нелинейный волноводный канал (филамент), образовавшийся на оси пучка в результате его самофокусировки, разрушающийся после прохождения через оптически плотный ослабляющий слой, при определенных условиях (тонкие в масштабе дифракционной длины исходного пучка aerosольные слои) может вновь восстанавливаться. Его дальнейшая эволюция слабо отличается от случая неослабляющей среды.

Физическая причина данного эффекта заключается в том, что восстановление филамента после ослабляющего слоя происходит в результате динамического восполнения энергии центральной части пучка за счет ее притока из периферийных пространственных областей, обусловленного процессом самофокусировки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 03-05-64228), CRDF (грант RP0-1390-TO-03), программы РАН «Фемтосекундная оптика и физика сверхсильных лазерных полей», комплексного интеграционного проекта № 12 Президиума СО РАН, проекта 2.9 программы отделения физических наук РАН.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1989. 256 с.
2. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Нестационарное упругое линейное рассеяние света на сферических микрочастицах // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 8. С. 684–692.
3. Shifrin K.S., Zolotov I.G. Nonstationary scattering of electromagnetic pulses by spherical particles // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 3. P. 552–558.
4. Courvoisier F., Boutou V., Favre C., Hill S.C., Wolf J.-P. Plasma formation dynamics within a water microdroplet on femtosecond time scale // Opt. Lett. 2003. V. 28. N 3. P. 206–208.
5. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air // Opt. Lett. 1996. V. 21. N 1. P. 62–64.
6. Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P. Experimental observation and simulations of the self-action of white light laser pulse propagating in air // New J. Phys. 2003. V. 6. N 6. P. 1–22.
7. Courvoisier F., Boutou V., Kasparian J., Salmon E., Mejean G., Yu J., Wolf J.-P. Ultraintense light filaments transmitted through clouds // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. N 2. P. 213–215.
8. Kolesik M., Moloney J. Self-healing femtosecond light filaments // Opt. Lett. 2004. V. 29. N 6. P. 590–592.
9. Mlejnek M., Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. Recurrent femtosecond pulse collapse in air due to plasma generation: numerical results // Math. Comput. Simul. 2001. V. 56. P. 563–570.
10. Skupin S., Berge L., Peschel U., Lederer F. Interaction of femtosecond light filaments with obscurants in aerosol // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. N 2. P. 023901-1–023901-1.
11. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов А.А., Кабанов А.М., Карташов Д.В., Курсанов А.В., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Экспериментальное исследование

- следование взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с аэрозолем // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 12. С. 971–975.
12. *Gaeta A.L.* Catastrophic collapse of ultrashort pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. N 16. P. 3582–3585.
 13. *Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M.* Polarization dynamics of femtosecond pulses propagating in air // *arXiv:physics/0101073*. v1. 2001.
 14. *Dubietis A., Gaizauskas E., Tamosauskas G., Trapani P.D.* Light filaments without self guiding // *arXiv:physics/0311072* v1. 2003.
 15. *Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V.* Dynamic nonlinear X-waves for femtosecond pulse propagation in water // *arXiv:physics/0311021* v1. 2003.
 16. *Власов С.Н., Таланов В.И.* Самофокусировка волн. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997. 200 с.
 17. *Kasparian J., Sauerbrey R., Chin S.L.* The critical laser intensity of self-guided light filaments in air // *Appl. Phys. B.* 2000. V. 71. P. 877–879.
 18. *Fibich G.* Self-focusing in the dumped nonlinear Schrödinger equation // *SIAM J. Appl. Math.* 2001. V. 61. N 5. P. 1680–1705.

A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints. **Filamentation of ultrashort laser radiation in aerosol.**

The process of filamentation of femtosecond laser pulses in air in the presence of aerosol on the optical path has been simulated numerically. The effect of a localized absorbing layer, modeling an aerosol medium, on the spatial extension of a filament has been investigated. The dependence of the length of a nonlinear waveguide not only on the optical depth of the aerosol layer, but also on its location on the propagation path has been established for the first time. The extension of the filament is maximal, if the nonlinear focus of the beam is located behind the aerosol layer, rather than in front of it.