

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182+535.15+53.043

Дифракционно-лучевая оптика филаментации: II. Дифракционно-лучевая картина филаментации лазерного импульса

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, О.В. Минина*

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

Поступила в редакцию 26.02.2018 г.

С использованием формализма дифракционно-лучевого представления нелинейного распространения импульсного лазерного излучения рассмотрены некоторые примеры визуализации филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе путем построения эволюционных трасс дифракционных лучей и световых трубок. Установлено, что филамент поддерживается световой энергией только той части пучка, которая находится в лучевой трубке с начальной пиковой мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки. Именно эта световая трубка и является энергетическим резервуаром филамента. Вся остальная — периферийная — часть пучка удерживает эту дифракционно-лучевую трубку, содержащую внутри филамент, путем формирования «дифракционного» волновода.

Ключевые слова: фемтосекундные лазерные импульсы, самофокусировка, филаментация, дифракционный луч, дифракционно-лучевая трубка; femtosecond laser pulses, self-focusing, filamentation, diffraction ray, diffraction-beam tube.

Введение

В работе [1] представлен теоретический формализм комплексного амплитудно-фазового описания распространения высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов в прозрачных средах на основе концепции дифракционно-лучевых траекторий. В рамках этого формализма энергия и мощность пучка распространяются по специфическим волновым структурам, известным как лучевые (световые) трубки [2–4]. Пространственная траектория этих трубок в каждой точке оптического пути определяется касательными к нормированному на интенсивность волны вектору Умова–Пойнтинга светового поля.

В работе приводятся примеры построения лучевых эволюционных картин самовоздействия лазерного излучения в режиме филаментации в воздухе [5]. В частности, предлагаемая дифракционно-лучевая модель позволяет точно локализовать и проследить эволюцию пространственной области светового поля, с которой обменивается энергией световой филамент. Эта область называется энергетический резервуар [6]. Тем самым становится возможным выявить действительную роль энергетического резервуара в формировании филамента, а также оценить его влияние на характеристики бесплазменной

постфиламентационной стадии распространения светового пучка.

1. Примеры дифракционно-лучевой картины филаментации фемтосекундного лазерного излучения

Следуя формализму [1], рассмотрим пример построения траекторий дифракционных лучей (ДЛ) для случая филаментации в воздухе гауссовского фемтосекундного импульса излучения со следующими параметрами: несущей длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм, радиусом пучка (по уровню e^{-1} от максимума интенсивности) $R_0 = 0,5$ мм, длительностью импульса $t_p = 100$ фс, пиковой мощностью $\eta = P_0/P_{cr} = 6$ (P_0 — начальная пиковая мощность пучка; P_{cr} — критическая мощность самофокусировки излучения, в воздухе $P_{cr} = 3,2$ ГВт). Моделирование филаментации лазерного импульса проводилось с помощью численного решения уравнения для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля (нелинейное уравнение Шредингера [5]).

Эволюционное уравнение ДЛ записывается через возмущение эффективной диэлектрической проницаемости среды $\tilde{\epsilon}_{ef}$ [7]:

$$\frac{d^2 \mathbf{R}_d}{dz^2} = \frac{1}{2} \nabla_{\perp} \tilde{\epsilon}_{ef}(\mathbf{R}_d, z; \tau_{dis}),$$

где \mathbf{R}_d — поперечная координата ДЛ; z — дистанция распространения; τ_{dis} — координата «временного»

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

луча (ВЛ) [1]. В свою очередь, возмущение эффективной проницаемости среды учитывает составляющие, возникающие вследствие нелинейности среды ϵ_N , дифракции ϵ_d и дисперсии групповой скорости волнового пакета ϵ_{dis} :

$$\bar{\epsilon}_{ef} = (\epsilon_N + \epsilon_d + \epsilon_{dis}) / \epsilon_0 - 1,$$

ϵ_0 — невозмущенная диэлектрическая проницаемость среды.

На рис. 1 показаны изменения вдоль трассы пиковой интенсивности импульса I_{max} , пиковой плотности свободных электронов в среде ρ_e и радиуса пучка R_b , определенного по уровню e^{-1} радиального профиля плотности энергии лазерного излучения в воздухе. Как следует из рис. 1, б, при филаментации на оси пучка происходит образование плотной ($\rho_e > 10^{14} \text{ см}^{-3}$) плазменной области общей протяженностью ~ 3 м.

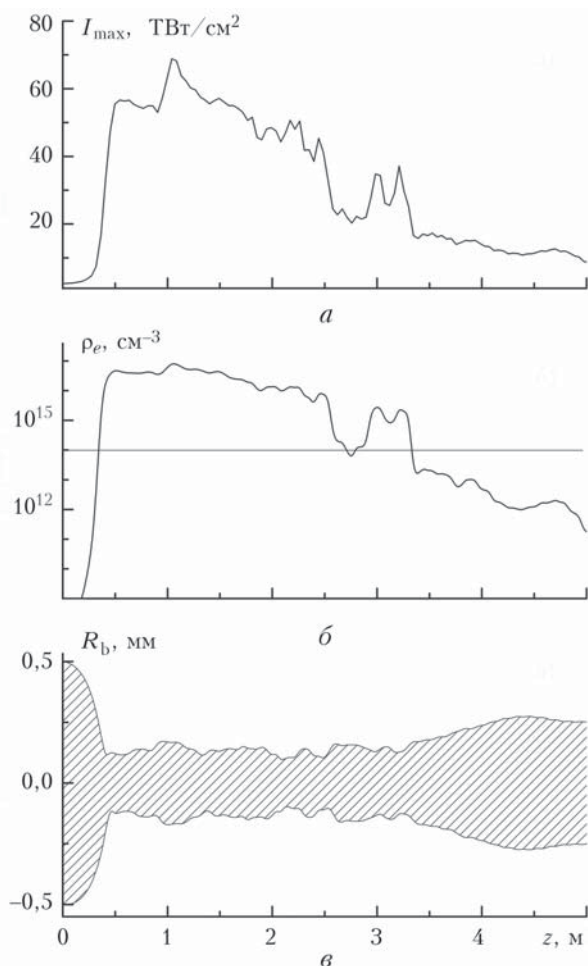


Рис. 1. Изменение вдоль трассы пиковой интенсивности (а), плотности плазмы (б) и радиуса лазерного пучка (в) с нормированной пиковой мощностью $\eta = 6$ и начальным радиусом $R_0 = 0,5$ мм при филаментации в воздухе

На рис. 2 приведены траектории ДЛ, построенные для различных временных слоев импульса $\tau = t/t_p$, начиная с переднего ($\tau = -1$) и заканчивая

задним ($\tau = +1$) фронтами. Параметры импульса соответствуют рис. 1. Построение осуществлялось путем пошагового решения уравнений для ДЛ (уравнения (6а), (6б) в [1]) методом Рунге–Кутты 4-го порядка по пространственно-временному профилю фазы волны, предварительно вычисленному из решения нелинейного уравнения Шредингера. Каждый ДЛ представляет собой связную линию в координатах (r, z) , касательная к которой в каждой точке оптической трассы задает направление нормированной поперечной компоненты вектора Умова–Пойтинга \mathbf{s}_\perp , а нормаль — локальный наклон фазового фронта волны.

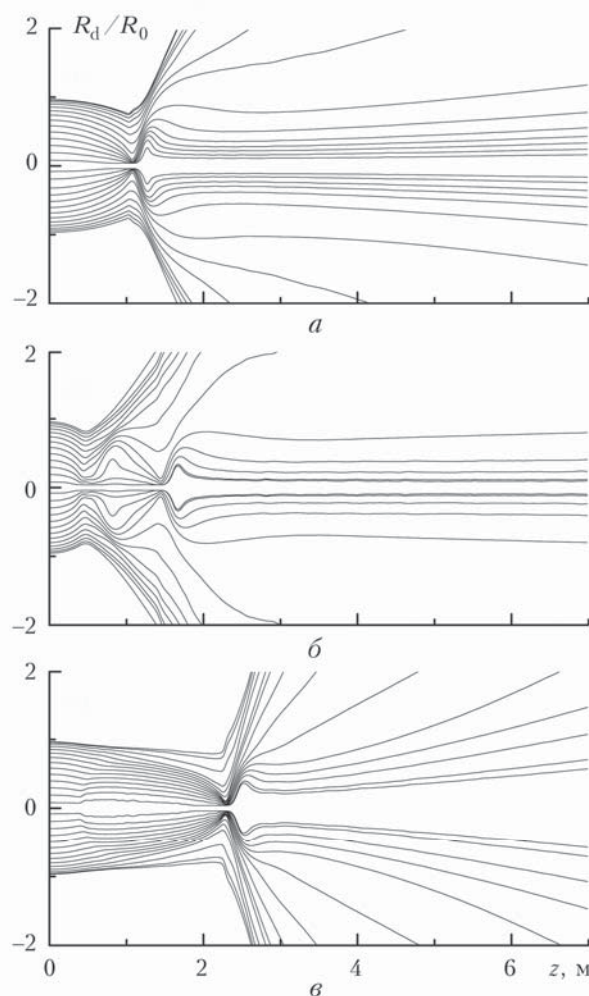


Рис. 2. Траектории «мгновенных» ДЛ для временных сечений импульса $\tau = -1$ (а); 0 (б); +1 (в)

Из представленных дифракционно-лучевых траекторий следует, что ход ДЛ в различных временных слоях импульса различен. Дифракционные лучи на переднем фронте (рис. 2, а) практически не подвержены влиянию плазменной дефокусировки и демонстрируют классическую картину самофокусировки излучения с образованием единственного нелинейного фокуса на дистанции $z = 1$ м и последующим плавным увеличением радиальной

координаты приосевых ДЛ. Дефокусировка на самоиндуцированной плазменной области наиболее сильно проявляется для заднего фронта импульса (см. рис. 2, в), и соответствующие ему ДЛ сразу начинают расходиться.

Центральные временные слои импульса (см. рис. 2, б) содержат в себе основную мощность излучения, и поэтому первый нелинейный фокус здесь формируется раньше ($z = 0,5$ м), чем на переднем фронте импульса. Затем возникает зона рефокусировки, после чего также наблюдается участок плавного увеличения радиальных координат приосевых ДЛ. Для этого временного слоя импульса хорошо прослеживается формирование так называемого дифракционного волноводного канала [7] на участке трассы $z = 0,5 \div 1,5$ м, внутри которого ДЛ распространяются как в градиентном волноводе (рефракционном «селфоке» [8]). Условием «волноводности» среды являются отрицательные значения градиента эффективной диэлектрической проницаемости [9] $\nabla_{\perp} \tilde{\epsilon}_{ef}$ (см. уравнение (6в) в [1]). Средний диаметр этой волноводной структуры ~ 300 мкм, что близко по значению к эффективному размеру области, из которой энергия поступает в филамент в рамках концепции энергетического резервуара (280 мкм [10]).

Множество близко расположенных ДЛ образуют дифракционно-лучевую трубку (ДЛТ), кото-

рая, в отличие от единичного ДЛ, имеет поперечные размеры и, следовательно, переносит определенное количество мощности импульса. Лучевые трубки не пересекаются и не обмениваются энергией. В приближении радиальной симметрии, когда на оси пучка формируется один филамент, каждый ДЛ задает свою световую трубку, геометрический центр которой совпадает с оптической осью пучка, а границы определяются выбранной лучевой траекторией. Это приводит к дифракционно-лучевому представлению распространяющегося лазерного пучка как эволюции системы световых трубок.

На рис. 3 для сравнения представлены амплитудные и фазовые картины филаментации. Здесь построены пространственные профили плотности энергии импульса (рис. 3, а) и осевой интенсивности (рис. 3, в), а также траектории усредненных по времени дифракционных лучей (рис. 3, б) и введенных в [1] ВЛ (рис. 3, г), которые показывают влияние частотной дисперсии среды на фазу волны. Траектории ВЛ рассчитывались на оси пучка для разных моментов локального времени импульса. Параметры импульса соответствуют рис. 1.

Лучевая картина усредненных ДЛ (рис. 3, б), в отличие от траекторий «мгновенных» лучей на рис. 2, демонстрирует эволюцию траектории плотности энергии лазерного импульса при его филаментации. В терминах дифракционно-лучевой оптики

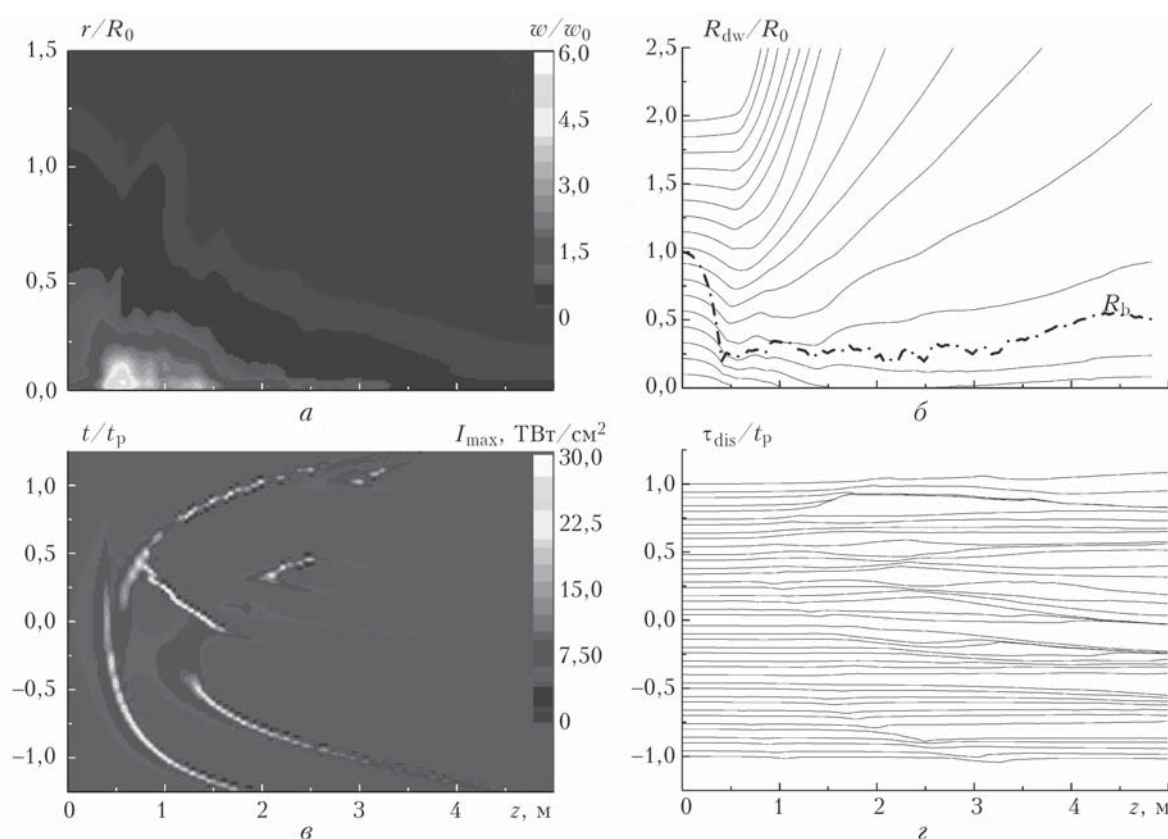


Рис. 3. Распределение плотности энергии импульса $w(r, z)/w_0$ (а); траектории усредненных дифракционных лучей $R_{dw}(r, z)$ (б); распределение интенсивности $I(t, z)$ (в); «временные» лучи $\tau_{dis}(t, z)$ (г)

процесс самовоздействия излучения выражается в изменении поперечного сечения усредненных ДЛТ, когда часть из них сжимается за счет эффекта самофокусировки, а часть, наоборот, увеличивает свой размер и обеспечивает глобальную расходимость всего пучка.

Стягивание дифракционных лучей к оси пучка на этапе самофокусировки (первые 0,45 м оптической трассы на рис. 3, б) приводит к увеличению числа вложенных друг в друга световых трубок, а значит, и энергозапаса в данной области пространства. Это, в свою очередь, вызывает рост интенсивности излучения, активное плазмообразование в среде и образование филамента. Для области существования филаментации (~3 м) характерно слабое изменение сечения приосевых световых трубок вдоль дистанции распространения, что свидетельствует о пространственной устойчивости филамента.

Согласно нашим расчетам средний радиус формирующейся на оси пучка плазменной области $R_{pl} \sim 30\div 40$ мкм. Именно в этой зоне происходят все потери световой энергии импульса. Поэтому для световых трубок с начальной координатой $R_d \leq R_{pl}$ характерны наиболее масштабные (в процентном соотношении) потери энергии. На рис. 3, б это видно как резкое уменьшение сечения первой и второй осевых ДЛТ в области филамента. Лучевые трубки, которые располагаются выше (большая радиальная координата), переносят больше энергии излучения, и поэтому влияние нелинейных потерь из-за плазмообразования здесь менее заметно. В результате (см. рис. 3, б) широкие ДЛТ с $R_d \gg R_{pl}$ испытывают незначительное сжатие на этапе самофокусировки и практически не теряют энергии при филаментации.

Используя определение возмущения эффективной диэлектрической проницаемости среды $\tilde{\epsilon}_{ef}$, можно установить прямую аналогию между распространением пучка в реальном рефракционном волноводном канале и в «дифракционном» волноводе. На рис. 4 показан радиальный профиль относительного изменения, усредненной по времени по правилу формулы (13) в [1] эффективной диэлектрической проницаемости среды $\Delta\epsilon_{ef} = (k_0 R_0)^2 \langle \tilde{\epsilon}_{ef} \rangle_t$, вдоль пути распространения излучения, параметры излучения соответствуют рис. 1.

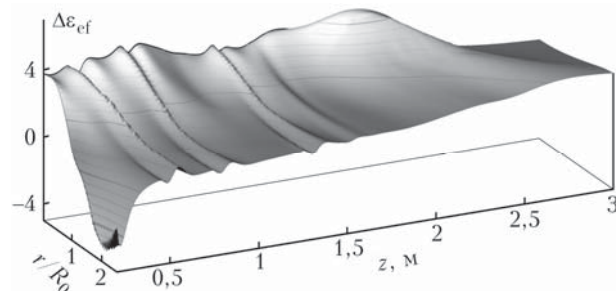


Рис. 4. Изменение эффективной диэлектрической проницаемости среды при филаментации импульса

Из рис. 4 следует, что $\Delta\epsilon_{ef}$ может принимать положительные и отрицательные значения, формируя своеобразный «ландшафт» эффективной диэлектрической проницаемости внутри пучка. Дифракционные лучи, как и обычные геометрические лучи, при преломлении на границе областей с разными значениями эффективной диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_{ef}$ изгибаются в направлении больших ее значений. Следовательно, встречая на своем пути оптически более плотную зону, ДЛ может захватываться и следовать внутри нее, пока не встретит область с еще большими значениями $\tilde{\epsilon}_{ef}$. Наоборот, когда ДЛ попадает в зону пониженной диэлектрической проницаемости, то он стремится уйти из нее в сторону оптически плотных «стенок».

Так, выпущенный из начальной плоскости $z = 0$ ДЛ с радиальной координатой на границе пучка $R_d(z = 0) = R_0$, следуя профилю эффективной диэлектрической проницаемости, сначала отклоняется к оси, а затем разворачивается в обратную сторону к периферии, попадая на «складки» поверхности $\Delta\epsilon_{ef}(r, z)$. Эти «складки» формируются в результате последовательных нелинейных рефокусировок импульса в области филаментации. При этом интенсивность излучения резко возрастает, что сопровождается усилением плазмообразования и соответствующим снижением или даже сменой знака нелинейной составляющей $\tilde{\epsilon}_{ef}$.

Дифракционный луч, выпущенный ближе к оси пучка (с меньшей радиальной координатой), находится на «вершине» поверхности $\Delta\epsilon_{ef}$, где изменения диэлектрической проницаемости достаточно плавные. Траектория приосевого луча близка к прямолинейной с незначительными колебаниями при прохождении «складок». Можно сказать, что такой луч попадает в «дифракционный» волноводный канал и удерживается оптически плотными «стенками» на определенной дистанции.

Периферийные ДЛ ($R_d > 1,5R_0$) с самого начала находятся в зоне отрицательных значений $\Delta\epsilon_{ef}$ и поэтому сразу же уходят от оси пучка (дефокусируются). При $z \approx 2,3$ м приосевой максимум $\Delta\epsilon_{ef}$ исчезает, смещаясь на периферию, что говорит о прекращении самоканализирования импульса и окончании его филаментации.

Основным преимуществом использования аппарата ДЛТ для анализа распространения пучка излучения является то, что лучевые трубки разграничивают отдельные потоки световой энергии внутри пучка. Поскольку эти энергетические потоки изолированы друг от друга (ДЛТ не пересекаются), то каждый из них может трактоваться как отдельный *субпучок* со своими собственными поперечным размером и угловой расходимостью. В пределах каждого субпучка выполняется закон сохранения энергии. Поэтому, как и в случае обычных пучков, для описания эволюции ДЛТ можно использовать усредненные (эффективные) характеристики [11, 12].

2. Использование дифракционно-лучевой оптики в задаче филаментации фемтосекундного лазерного излучения

Проиллюстрируем построение дифракционно-лучевых картин для усредненных ДЛТ на примере упрощенного случая стационарного распространения излучения в непоглощающей среде с нелинейностью чисто керровского типа (без плазмы и дисперсии групповой скорости). Здесь нелинейная часть диэлектрической проницаемости среды $\epsilon_N = 2n_0n_2I \equiv \epsilon_K$, где ϵ_K – составляющая эффективной диэлектрической проницаемости, обусловленная эффектом Керра; I – интенсивность волны; n_2 – коэффициент; n_0 – линейный показатель преломления. Изменение относительной эффективной диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}_{ef}$ запишется как

$$\tilde{\epsilon}_{ef} = \frac{2n_2I}{n_0} + \frac{\nabla_{\perp}^2 A}{k_0^2 A}, \quad (1)$$

где A – амплитуда волны; k_0 – волновое число. Ниже рассматриваем задачу в рамках радиальной симметрии.

2.1. Гауссов пучок

Выберем поперечный профиль амплитуды пучка в виде гауссовской функции и предположим, что при распространении он остается автомодельным, т.е.

$$A(r, z) = A_0(z) \exp(-r^2/2R^2(z)), \quad (2)$$

где A_0 и R – пиковое значение амплитуды и радиус пучка соответственно. Такому приближению соответствуют, например, распространение маломощного пучка с $\epsilon_K \ll \epsilon_d$ ($\epsilon_d = \epsilon_0 \nabla_{\perp}^2 A / (k_0^2 A)$ – дифракционная составляющая эффективной диэлектрической проницаемости) или начальный этап самофокусировки излучения сверхкритической мощности, когда абберации его профиля еще несущественны.

Подставив (2) в (1), получим выражение для усредненного градиента диэлектрической проницаемости (см. выражение (19) в [1]):

$$\begin{aligned} \langle \nabla_{\perp} \tilde{\epsilon}_{ef} | R_d \rangle &= W^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{\mathbf{R}_d} (\nabla_{\perp} \tilde{\epsilon}_{ef} \mathbf{r}_{\perp}) I d\mathbf{r}_{\perp} dt \propto \\ &\propto \left[\sqrt{2} \left(1 - e^{-\bar{R}_d^2} (1 + \bar{R}_d^2) \right) - \eta n_0 \left(1 - e^{-2\bar{R}_d^2} (1 + 2\bar{R}_d^2) \right) \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь $\bar{R}_d = R_d/R$ – безразмерный параметр. Соотношение (3) является правой частью уравнения для усредненного по времени квадрата эффективного луча (ЭЛ). ЭЛ подчиняется уравнению

$$\frac{d^2 \langle R_{ed}^2 \rangle}{dz^2} = \langle \nabla_{\perp} \tilde{\epsilon}_{ef} | R_d \rangle.$$

Особый интерес представляют случаи, когда правая часть в (3) меньше или равна нулю: $\langle \nabla_{\perp} \tilde{\epsilon}_{ef} | R_d \rangle \leq 0$, что указывает на тенденцию каналирования излучения в выбранной лучевой трубке вдоль дистанции распространения. При этом световой пучок в целом может расходиться или сходить к оси, т.е. эффективный размер всего пучка может иметь ненулевую производную по z , однако угловая расходимость выбранной лучевой трубки $\gamma_d \sim d \langle R_{ed}^2 \rangle^{1/2} / dz$ не возрастает (как, например, при дифракции в линейной среде).

Очевидно, что условием каналирования ЭЛ, а следовательно, и энергии в соответствующей ДЛТ является отрицательное значение выражения в квадратных скобках в правой части (3). В двух крайних асимптотиках – приосевого луча $R_d \ll R$ и всего пучка $R_d \rightarrow \infty$ – получим пороговые значения относительной мощности: $\eta^* = \sqrt{2}/4$ и $\eta^* = \sqrt{2}$ соответственно (при $n_0 = 1$). Другими словами, для самоканалирования излучения вблизи оси пучка его начальная мощность должна быть порядка половины критической мощности, а для подавления дифракции пучка в целом (в смысле эффективного радиуса) – примерно в 1,5 раза превышать критический уровень. Полученные пороговые значения относятся к процессу самоканалирования световых трубок (субпучков) и отличаются от пороговой мощности безабберационной самофокусировки гауссова пучка, приведенной, например, в [13]. Коэффициент $\sqrt{2}$ для самого крайнего ДЛ появляется в результате усреднения гауссовского профиля импульса в интегральном соотношении (3).

2.2. Филаментационный световой канал

Выберем другой важный тип поперечного профиля светового пучка в комбинированной форме бesselь-гауссовской (БГ) функции:

$$A(r, z) = A_0(z) J_0(r/R_B) \exp(-r^2/R^2), \quad (4)$$

где R_B – радиус центрального максимума, а $J_0(r)$ – цилиндрическая функция Бесселя нулевого порядка. Подобный профиль пучка характерен для поздних этапов филаментации излучения, когда реализуется так называемое бесплазменное распространение пучка и на его оси формируется высокоинтенсивный слаборасходящийся постфиламентационный канал (ПФК) [14].

На рис. 5, а показано распределение интенсивности БГ пучков с параметрами $R_B = R_0/2$, $R = 3R_0$ и $R = 9R_0$ ($R_0 = 1$ мм – радиус реперного гауссова пучка), а на рис. 5, б приведена пороговая мощность самоканалирования пучков гауссовского и БГ профилей в зависимости от радиуса лучевой трубки. Эти зависимости получены путем численного интегрирования выражения (3) после подстановки в него распределения (4).

Как следует из представленных зависимостей, порог самоканалирования для центральной части

БГ пучка существенно ниже, чем для гауссова пучка. При этом с увеличением контраста боковых максимумов интенсивности значения η^* падают. Для почти невозмущенного бesselовского профиля ($R = 9R_0$) центр пучка распространяется бездифракционно при $\eta^* > 0,3$. Это говорит о том, что в случае БГ пучка самоканалирование центральной части происходит при существенно субкритическом уровне мощности ($\eta < 1$).

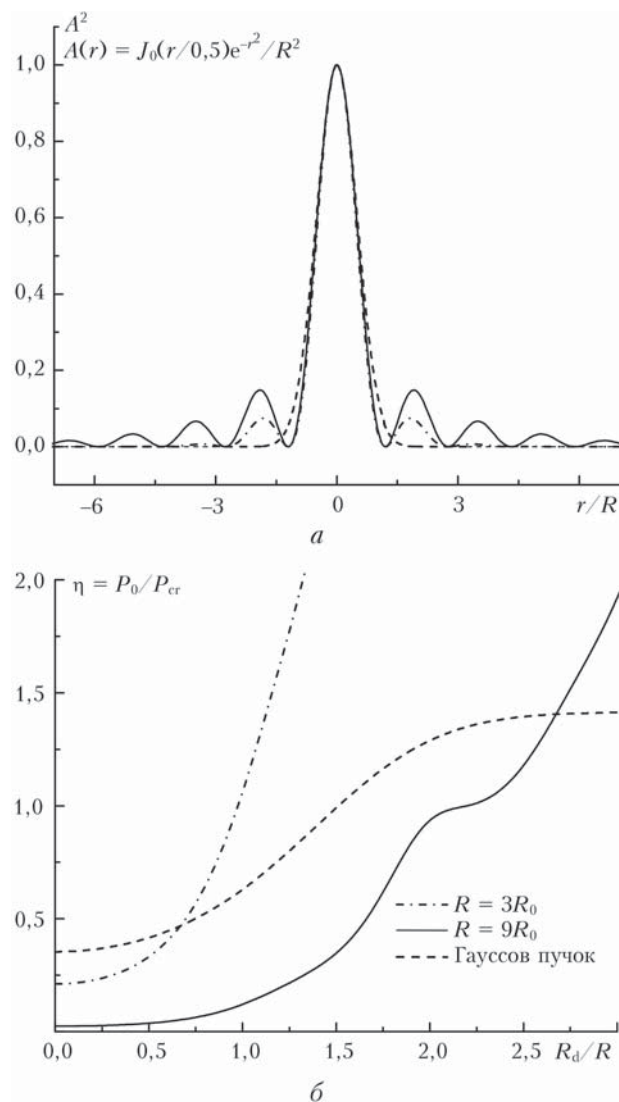


Рис. 5. Поперечный профиль интенсивности бessel-гауссова и гауссова пучков (а); порог самоканалирования излучения в зависимости от радиуса ДЛТ (б)

Причиной такого поведения БГ пучка является наличие системы колец, окружающих главный максимум. Каждое такое кольцо выступает в роли внешней границы специфической световой структуры — дифракционного волновода [7], формирующегося вокруг оси пучка при его распространении. Внутри дифракционного волновода излучение распространяется со сниженной (относительно дифракционной) угловой расходимостью, о чем сви-

детельствуют более низкие значения дифракционной компоненты эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_d , рассчитанные для БГ пучка (не показаны).

Представленный выше достаточно упрощенный анализ условий образования ПФК светового пучка подтверждается численными расчетами по нелинейному уравнению Шредингера. Обратимся к рис. 6, а, на котором изображена система световых трубок, соответствующая филаментации импульса излучения с параметрами $R_0 = 1$ мм и $\eta = 6$. В этих условиях участок филаментации начинался приблизительно на $z = 2$ м и простирался на 4,5 м.

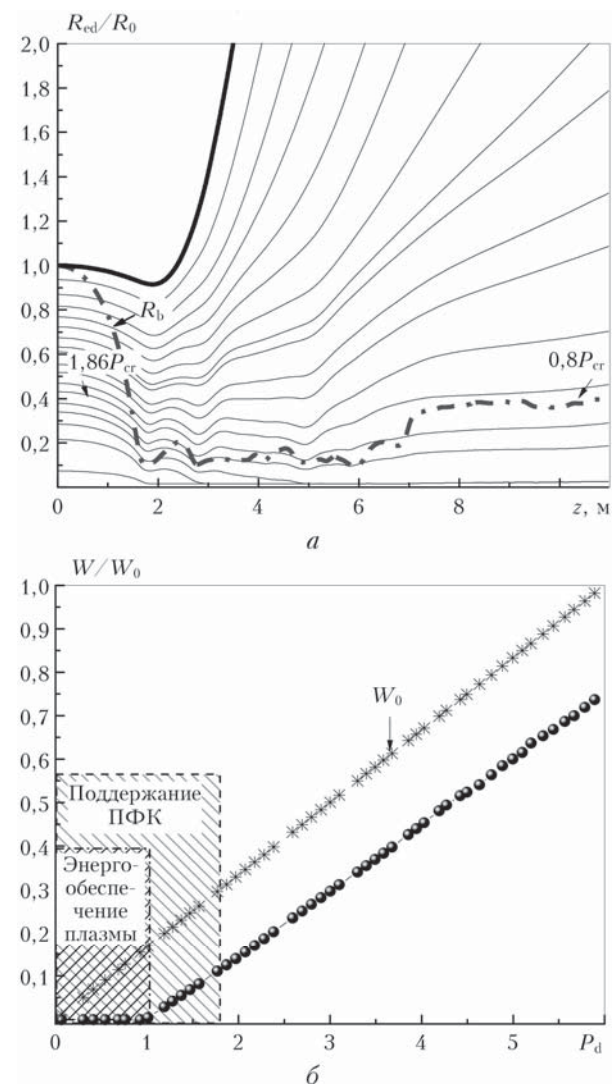


Рис. 6. Эффективные лучи для световых трубок при филаментации импульса с $\eta = 6$ (а); относительная энергия ДЛТ при $z = 11$ м (б)

Граница светового пучка R_b , определенная по уровню e^{-1} от максимума профиля плотности энергии $w(r)$, показана на рис. 6, а штрихпунктирной линией. Видно, что в зоне филаментации вблизи оптической оси происходит формирование интенсивного светового канала — филамента, внутри ко-

того содержится плазма. Средний размер этого образования колеблется в диапазоне 100–200 мкм. После прекращения филаментации при $z \approx 6,6$ м на стадии «бесплазменного» распространения световой пучок уширяется, а его наиболее интенсивная (центральная) часть образует ПФК со сниженной угловой расходимостью.

С точки зрения дифракционно-лучевой оптики, на постфиламентационной стадии эволюции излучения все дифракционные трубки, представленные на рис. 6, *a* эффективными лучами R_{ed} , показывают стабильное расширение светового пучка. Здесь из всей совокупности световых трубок можно выделить, по крайней мере, одну, которая охватывает ПФК и имеет близкие к нему линейные размеры и угловую расходимость. Эта световая трубка (показана полужирной линией) является энергетическим резервуаром для постфиламентационного канала, обеспечивая его существование как локализованной световой структуры.

Если проследить границы выделенной трубки в обратную сторону, т.е. в зону филаментации лазерного импульса, то видно, что она служит энергетическим резервуаром и для филамента. Эта энергетически пополняющая трубка охватывает интенсивную часть пучка, а ее поперечный размер на участке филаментации слабо варьирует около 200 мкм. Данное значение хорошо коррелирует со средним размером наблюдающихся в экспериментах ярких светящихся точек внутри филаментирующегося лазерного пучка [15, 16].

На рис. 6, *b* построена относительная доля энергии W/W_0 светового поля в лучевых трубках, оставшаяся к концу оптического пути. По оси абсцисс отложена начальная пиковая мощность P_d в соответствующих ДЛТ. Видно, что часть приосевых трубок с мощностью $P_d \leq P_{cr}$ практически полностью теряют свою энергию в результате филаментации излучения. Эта энергия расходуется на восполнение потерь импульса при многофотонном поглощении и плазмообразовании в канале филамента. Световые трубки с $P_d > P_{cr}$ демонстрируют линейный рост энергосодержания с увеличением своего размера, повторяя зависимость $W_0(P_d)$, что свидетельствует о резком снижении нелинейных потерь в остальной части пучка. Напомним, что в рассматриваемом случае радиальной симметрии световые трубки вложены друг в друга.

Постфиламентационный световой канал, так же как и филамент, образован специфической энергетической структурой — пополняющей световой трубкой. Согласно расчетам (см. рис. 6, *a*) пиковая мощность в начальном сечении этой пополняющей трубки составляет около двух критических мощностей самофокусировки. К концу дистанции распространения излучения мощность в ПФК падает до субкритического уровня.

Заключение

В работе на основе теоретических представлений нестационарной дифракционно-лучевой оптики

рассмотрены лучевые картины мощного лазерного импульса при его самофокусировке и филаментации в воздухе. В рамках представленной концепции мы приходим к новому взгляду на филаментацию лазерного импульса, когда филамент поддерживается световой энергией не всего пучка, а только его частью, находящейся в лучевой трубке с начальной пиковой мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки. Именно она и является энергетическим резервуаром филамента. Остальная — периферийная — часть светового пучка работает на удержание этой ДЛТ в границах филамента путем формирования «дифракционного» волновода. Такая концепция филаментации сочетает в себе черты обеих известных качественных моделей процесса, а именно: динамического восполнения энергии филамента из наружных областей пучка и самоиндуцированного волноводного канала.

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

1. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Минина О.В. Дифракционно-лучевая оптика филаментации: I. Формализм дифракционных лучей и световых трубок // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 5. С. 364–372.
2. Раутман С.Г. Квазилучевые трубки // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 87, № 3. С. 494–496.
3. Гершун А.А. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. М.: Физматгиз, 1958. 548 с.
4. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э., Минина О.В. Динамика световых структур при филаментации ультракоротких лазерных импульсов в воздухе // Оптика атмосфер. и океана. 2016. Т. 29, № 5. С. 359–368; Zemlyanov A.A., Bulygin A.D., Geints Yu.E., Minina O.V. Dynamics of light structures during filamentation of femtosecond laser pulses in air // Atmos. Ocean. Opt. 2016. V. 29, N 5. P. 395–404.
5. Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and prospects // Topics in Applied Physics / R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.R. Shen (eds.). Berlin: Springer, 2009. 605 p.
6. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 382–384.
7. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A. Ring-Gaussian laser pulse filamentation in a self-induced diffraction waveguide // J. Opt. 2017. V. 19. P. 105502-1–105502-10.
8. Микаэлян А.Л. Оптические волноводы с переменным показателем преломления // Оптика и спектроскопия. 1978. Т. 44, вып. 2. С. 370–378.
9. Таланов В.И. О самофокусировке волновых пучков в нелинейных средах // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. С. 218–222.
10. Liu W., Gravel J.-F., Theberge F., Becker A., Chin S.L. Background reservoir: Its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air // Appl. Phys. B. 2005. V. 80. P. 857–860.
11. Siegman A.E. Defining and Measuring Laser Beam Quality // Solid State Lasers: New Developments and Applications. New York: Plenum Press, 1994. P. 13–28.
12. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A. On the focusing limit of high-power femtosecond laser pulse propagation in air // Eur. Phys. J. D. 2009. V. 55. P. 745–754.

13. *Fibich G., Gaeta A.* Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides // *Opt. Lett.* 2000. V. 25. P. 335–337.
14. *Geints Yu.E., Ionin A.A., Mokrousova D.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Zemlyanov A.A.* High intensive light channels formation in post-filamentation region of ultrashort laser pulses in air // *J. Opt.* 2016. V. 18. P. 095503-1–095503-7.
15. *Mechain G., Couairon A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A.* Organizing multiple femtosecond filaments in air // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 035003-1–035003-4.
16. *Алексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошляков В.К., Степанов А.Н.* Эффективные характеристики тераваттного фемтосекундного лазерного излучения на горизонтальной атмосферной трассе // *Оптика атмосф. и океана.* 2010. Т. 23, № 11. С. 1006–1013; *Алексимов Д.В., Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Kabanov A.M., Matvienko G.G., Oshlakov V.K., Stepanov A.N.* Effective parameters of terawatt femtosecond laser radiation on a horizontal atmospheric path // *Atmos. Ocean. Opt.* 2016. V. 24, N 2. P. 165–172.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, O.V. Minina. **Diffraction-beam optics of filamentation. II. Diffraction-beam pattern of filamentation of a laser pulse.**

Based on the diffraction-ray representation of the nonlinear propagation of laser pulses the examples of the visualization of filamentation of high-power femtosecond laser pulses in air are considered by constructing evolutionary paths of diffraction beams and light tubes. It is ascertained that a filament is supported by the light energy of only the part of the beam that is in the beam tube with an initial peak power exceeding the critical power of self-focusing. This light tube is the energy reservoir of the filament. The peripheral part of the light beam holds this diffraction-beam tube containing the filament by forming a “diffractive” waveguide.