

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 004.41, 621.378.33, 535.016

# Многофокусная структура светового филамента

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов\*

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

Поступила в редакцию 16.03.2011 г.

Теоретически рассмотрена динамика образования светового филамента при нестационарной самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса сверхкритической мощности в воздухе. В терминологии эффективного радиуса пучка проведена качественная интерпретация данного процесса в рамках модели филамента как множества нелинейных фокусов, образованных при послышной фокусировке светового импульса. При этом наименьший размер фокальной перетяжки имеют временные слои, расположенные в центре и на заднем фронте импульса, а наибольший – на переднем. Совокупность фокальных пятен отдельных временных слоев импульса формирует протяженную перетяжку переменного диаметра, представляющую собой световой филамент.

*Ключевые слова:* ультракороткое лазерное излучение, самофокусировка, филаментация, фотоионизация, движущиеся фокусы; ultrashort laser radiation, Kerr self-focusing, laser filamentation, photoionization, moving focuses.

Филаментация мощного лазерного излучения фемтосекундной длительности, происходящая вследствие нестационарной керровской самофокусировки импульса в среде, уже несколько десятилетий является объектом пристального изучения специалистов различных стран (наиболее полное состояние проблемы представлено в обзорах [1–3] и монографиях [4, 5]). Такой интерес обусловлен, прежде всего, перспективами использования данного явления в ряде практических атмосферных приложений, таких как создание протяженного ионизированного канала в атмосфере [6], многокомпонентное детектирование загрязняющих веществ [7], передача световой энергии [8], генерация в терагерцовом диапазоне электромагнитных импульсов [9] и др.

Физическая причина филаментации заключается в сильной пространственно-временной самомодуляции фемтосекундного импульса при его распространении в среде, проявляющейся во временной компрессии импульса и последующем распаде пучка в поперечном направлении на области с высокой интенсивностью. При этом средний диаметр филамента в атмосферном воздухе для ИК-излучения составляет порядка сотни микрометров, пиковая интенсивность достигает сотен тераватт на квадратный сантиметр, а средняя протяженность филамента на горизонтальной атмосферной трассе, как правило, десятков метров [2].

В теоретическом плане для описания филаментации светового импульса широко используется формализм нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) [4], которое представляет собой дифференциальное

уравнение в частных производных параболического типа и позволяет рассчитать медленно меняющуюся амплитуду световой волны в рамках параксиального, однонаправленного распространения в нелинейной среде. Модель оптической нелинейности газовой среды включает в себя, как правило, электронный и молекулярный эффекты Керра, нелинейную рефракцию и поглощение в формирующейся в канале пучка плазме, а также нелинейности высших порядков по полю [1].

В общем случае для корректного описания самофокусировки фемтосекундных импульсов необходимо численное решение четырехмерного НУШ для вектора электрического поля, что даже при современном состоянии вычислительных мощностей компьютеров является непростой задачей и поэтому существенно ограничивает диапазон параметров лазерного излучения, которые могут быть численно исследованы. Эта проблема стимулировала появление качественных моделей самофокусировки и филаментации фемтосекундного импульса, которые трактуют данный процесс с точки зрения известных физических ситуаций, например модель самонаведенного диэлектрического волновода [10], модель динамически восполняющегося «фотонного резервуара» [11], модель нелинейных конических волн (X-волн) [12] и, наконец, модель движущихся нелинейных фокусов [13, 14]. Ни одна из этих моделей не может считаться универсальной, каждая из них описывает только одну или несколько сторон наблюдаемого явления, однако все они хотя и являются качественными, но способны дать и количественные оценки некоторых параметров процесса.

Модель движущихся фокусов (ДФ) исторически была первой физической моделью филамента. Она трактует световой филамент как множество локальных

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

нелинейных фокусов, производимых различными пространственными зонами пучка, которые (фокусы) разнесены по трассе и в целом образуют единый световой канал высокой интенсивности. Модель ДФ отличается физической наглядностью, и ее главным достоинством является то, что она позволяет рассчитать координату начала филаментации пучка.

В настоящей статье будет обсуждаться именно данное модельное представление филамента, которое было нами модифицировано с использованием эффективного радиуса пучка. Описание явления самофокусировки на языке усредненных характеристик светового излучения является продуктивным [15], поскольку удается проследить основные трансформации, происходящие с пучком в нелинейной среде и осуществить прогноз его распространения на дистанциях, значительно превышающих длину дифракции исходного пучка. На основе численных расчетов будет рассмотрен типовой физический сценарий самофокусировки и филаментации ультракороткого лазерного излучения гигаваттной мощности в воздухе. Основной задачей работы являлась качественная интерпретация данного процесса в рамках представления филамента как множественных послойных фокусировок светового импульса в терминологии усредненных параметров излучения, что позволяет продемонстрировать динамический характер формирования филамента на оси пучка и записать оценочные соотношения для координаты начала и конца участка филаментации.

Динамику образования светового филамента при нестационарной самофокусировке лазерного импульса сверхкритической мощности рассмотрим на языке усредненных (эффективных) параметров излучения, одним из которых является эффективный радиус пучка. Напомним, что эффективный радиус светового пучка  $R_{et}$  (в дальнейшем будем называть его *мгновенным* эффективным радиусом) есть нормированный центрированный момент второго порядка по интенсивности излучения, и его квадрат имеет следующее выражение:

$$R_{et}^2(z) = 1/P(z) \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z) \left( |\mathbf{r}_\perp|^2 - |\mathbf{r}_{gr}|^2 \right), \quad (1)$$

где  $\mathbf{r}_\perp = \mathbf{e}_x x + \mathbf{e}_y y$  — поперечная координата;  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$  — направляющие орты;  $I = |U|^2 c n_0 / 8\pi$  — интенсивность излучения;  $U$  — напряженность электрического поля волны;  $P = \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z)$  — мощность излучения;  $n_0$  —

(линейный) показатель преломления среды;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\mathbf{R}_\perp$  — область измерения поперечного профиля интенсивности пучка с радиусом-вектором центра тяжести:

$$\mathbf{r}_{gr}(z) = \langle \mathbf{R}(z) \rangle = 1/P(z) \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z) \mathbf{r}_\perp.$$

В отличие от геометрического радиуса пучка, измеренного по заданному уровню интенсивности (или плотности энергии) и отражающего истинный

поперечный масштаб пучка только для унимодального типа распределения, эффективный радиус определяет характерный поперечный размер зоны, в которой сосредоточена основная часть ( $> 50\%$ ) мощности излучения при произвольном профиле его интенсивности.

Введем в рассмотрение также *интегральный* (энергетический) эффективный радиус пучка  $R_e$ , который характеризует пространственный размер зоны сосредоточения энергии излучения и определяется как среднее по профилю мощности импульса от массива значений квадратов локальных эффективных радиусов  $R_{et}$ :

$$R_e^2(z) = \langle R_{et}^2(z, t) \rangle_{P(t)} = \frac{1}{E(z)} \int_{-\infty}^{\infty} P(z, t) R_{et}^2(z; t) dt = \\ = \frac{1}{E(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dt \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t) \left( |\mathbf{r}_\perp|^2 - |\mathbf{r}_{gr}(t)|^2 \right), \quad (2)$$

где  $E(z) = \int_{-\infty}^{\infty} P(z, t) dt$  — полная энергия импульса

излучения. В дальнейшем ограничимся случаем одиночной филаментации излучения, характерной для пучков унимодального, например, гауссовского пространственного профиля интенсивности и околокритической начальной мощности.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования самофокусировки в воздухе импульса длительностью  $t_p = 100$  фс, начальным радиусом  $R_0 = 1$  мм и исходной пиковой мощностью  $P_0 = 5P_c$ , где  $P_c = 3,2$  ГВт — критическая мощность самофокусировки.

Показано изменение по трассе плотности световой энергии  $w(0, z) = \int_{-\infty}^{\infty} I(0, z, t) dt$  на оси пучка, нор-

мированной на начальное значение  $w_0 \equiv w(z=0)$ , а также эволюция истинного  $R_w$  (определенного по профилю  $w(\mathbf{r}_\perp)$ ) и интегрального эффективного  $R_e$  радиусов пучка. Численно решалось нелинейное уравнение Шредингера для медленно меняющейся комплексной амплитуды световой волны совместно с эволюционным уравнением для плотности свободных электронов плазмы при типичных значениях параметров оптической нелинейности воздуха (см., например, [16]).

Из рис. 1 следует, что при нелинейном распространении световой пучок сжимается и на его оси формируется интенсивный протяженный световой канал (филамент) достаточно стабильного, хотя и несколько переменного размера со средним диаметром порядка 200 мкм. Плотность энергии излучения на оси филамента непостоянна и имеет три главных максимума уменьшающейся амплитуды, положение которых отмечено на рис. 1, б точками. Первый максимум плотности световой энергии импульса  $w(z)$  наблюдается в месте старта филамента (рис. 1, а). Второй и последующий соответствуют минимумам поперечного размера филамента, и их

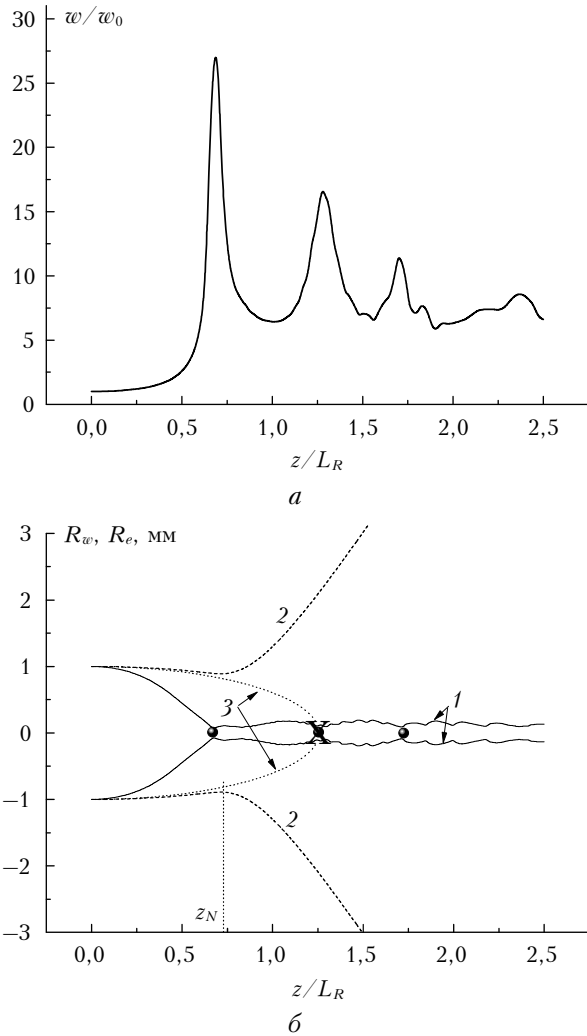


Рис. 1. Зависимость вдоль траектории распространения: *a* – нормированной плотности энергии на оси пучка  $w/w_0$ ; *b* – истинного  $R_w$  (1) и интегрального эффективного радиусов  $R_e$  (2). Показаны также: положение прогнозируемого коллапса пучка (крест), координаты максимумов плотности энергии (точки) и расчет эволюции эффективного радиуса (3)

формально можно рассматривать как границы зон последовательных циклов *фокусировки-дефокусировки* излучения в результате конкурирующего действия керровской и плазменной нелинейностей [11].

В отличие от этого, пространственная эволюция эффективного радиуса  $R_e$  демонстрирует всего лишь один минимум, расположенный в некоторой точке  $z_N$  на траектории распространения (в данном случае  $z_N = 0,74L_R$ , где  $L_R$  – длина Рэлея пучка). Эту точку называют *глобальным* нелинейным фокусом пучка в смысле нелинейной самофокусировки пучка *в целом*. Действительно, в [15] показано, что в точке минимума  $R_e$  усредненный (по времени) фазовый фронт импульса излучения становится плоским, а эффективная интенсивность  $I_e(z) = P(z)/\pi R_e^2(z)$  принимает свое максимальное значение [17]. Другими словами, как и при обычной линейной фокусировке, до точки фокуса  $z_N$  суммарный световой энергопо-

ток направлен к оси пучка и пучок в целом сжимается, а после фокуса – наоборот, глобальный ток энергии идет от центра к периферии, что приводит к увеличению эффективного радиуса.

Заметим, что в теории стационарной керровской самофокусировки, когда излучение считается непрерывным и временная размерность в задаче не учитывается, существует понятие поперечного коллапса пучка, в результате которого световой пучок может сжаться *в целом* (в смысле эффективного радиуса) в точку [18]. Для ограниченного во времени лазерного импульса также возможно применить усредненное описание самофокусировки [19], в результате чего для квадрата эффективного радиуса следует эволюционная зависимость:

$$R_e^2(z) = (1 - \eta^*)(\theta_D z)^2 + R_{e0}^2(1 - z/f)^2, \quad (3)$$

где  $\eta^* = bP_0/P_c$  – приведенный параметр самофокусировки, причем для гауссовского временного профиля импульса  $b = 1/\sqrt{2}$ ;  $\theta_D$  – дифракционная расходимость пучка;  $f$  – радиус кривизны волнового фронта, если есть внешняя фокусировка;  $R_{e0} = R_e(z = 0)$ .

Выражение (3) имеет смысл только до точки коллапса пучка  $z < z_C = 1/\sqrt{\eta^* - 1}$ , где эффективный радиус стремится к нулю,  $R_e \rightarrow 0$ . На рис. 1, *б* координата такого коллапса отмечена крестом, а сам ход рассчитанного по (3) эффективного радиуса пучка – кривой 3. Понятно, что в реальной ситуации поперечный коллапс не наблюдается, поскольку в среде существуют прогрессирующие сжатие пучка. В воздухе, например, наиболее значимыми из них являются плазмообразование [10] и оптическая нелинейность высших порядков [20]. Поэтому, как видно из рис. 1, *б*, положение прогнозируемого коллапса  $z_C$  не совпадает с глобальным нелинейным фокусом пучка  $z_N$ .

Интересным оказалось то, что значение  $z_C$  с достаточной высокой точностью дает координату второго осевого максимума плотности энергии светового импульса. Для того чтобы убедиться в неслучайности совпадения, мы проверили данный факт в рамках используемой модели филаментации для различных ситуаций фокусировки пучка и при варьировании его начальной мощности. Во всех рассмотренных случаях расхождение между данными координатами не превышало десятой доли рэлеевской длины пучка. Каких-либо очевидных причин такого соответствия координат мы к настоящему моменту не видим, однако полученный результат может оказаться полезным при решении практических задач передачи лазерной энергии в атмосфере.

Таким образом, проводя параллель между стационарным и нестационарным описанием самофокусировки излучения, можно сказать, что аналогом коллапса пучка в стационарной теории служит нелинейный фокус для энергетического радиуса светового импульса при его нестационарном самовоздействии. Значит, интегрально, в терминах эффективного радиуса, индикацией филаментации светового пучка является появление нелинейного фокуса.

Теперь от интегрального эффективного радиуса пучка перейдем к его мгновенному значению  $R_{et}$  и исследуем временную структуру глобального нелинейного фокуса. Для этого проведем условное разбиение временного профиля мощности импульса на  $N$  последовательных слоев, каждый из которых будет характеризоваться своим значением мощности  $P_n = P(t_n)$ , где  $t_n$  — временная координата слоя, а  $n = 1 \dots N$  — его целочисленный индекс (рис. 2, а).

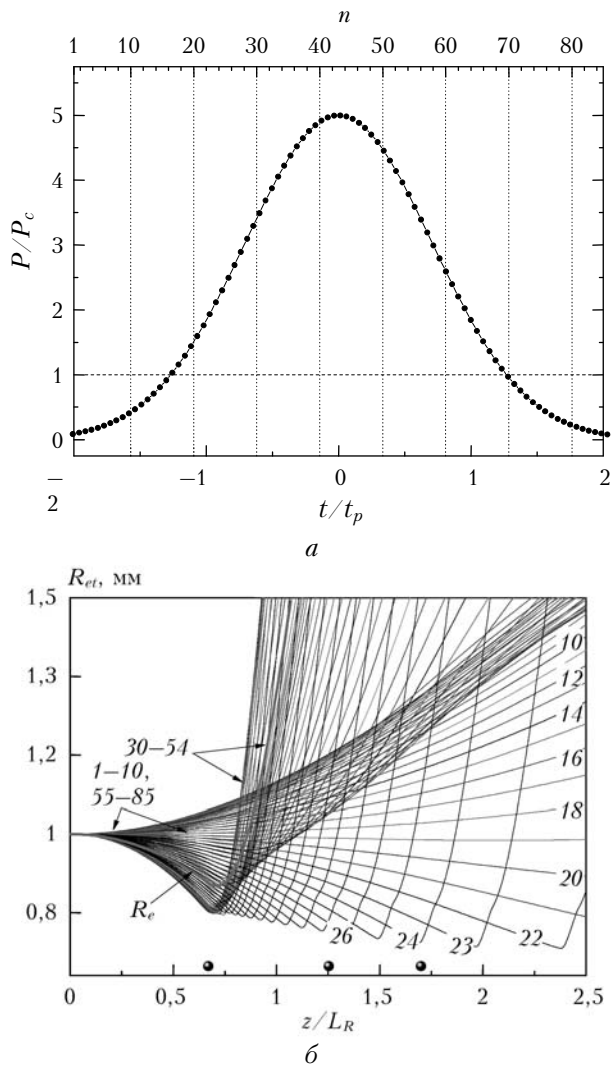


Рис. 2. Послойное представление временного профиля мощности импульса излучения (а) и эволюция мгновенного эффективного радиуса (б) при нестационарной керровской самофокусировке в воздухе. Параметры лазерного излучения соответствуют рис. 1. Показаны также ход интегрального эффективного радиуса  $R_e$  пучка и координаты максимумов плотности энергии

Зависимость  $R_{et}$  вдоль трассы приведена на рис. 2, б. Нумерованные группы кривых соответствуют различным временным слоям светового импульса ( $N = 85$ ), положение которых указано на рис. 2, а. Так, группу кривых с номерами 1–19 условно будем считать соответствующей временным сечениям на переднем фронте импульса, группу

55–85 — на заднем фронте, а кривые с номерами 20–54 дают среднеквадратический радиус сечений пучка в центральной части лазерного импульса.

Анализ рис. 2, б показывает, что самофокусировка короткого лазерного импульса, представляющего собой волновой пакет, ограниченный как в пространстве, так и во времени, носит динамический характер. Это означает, что каждый временной слой имеет свой закон эволюции эффективного радиуса  $R_{etn} = R_{et}(t_n, z)$ . В то же время видно, что в целом изменение по трассе эффективного радиуса большинства «временных срезов» импульса оказывается подобным и напоминает ход интегрального эффективного радиуса  $R_e$ . Действительно, как и интегральный параметр  $R_e$ , мгновенный эффективный размер каждого из слоев уменьшается и в определенной точке трассы демонстрирует фокальную перетяжку (локальный нелинейный фокус), расположение  $z_n$  и поперечный размер  $R_n \equiv R_{etn}(z_n)$  которой зависят от положения данного сечения внутри импульса. После точки фокуса, как правило, происходит расширение пространственного размера временного слоя.

Обратимся к рис. 3, где величины  $z_n$  и  $R_e$  построены в виде функций порядкового номера временного слоя импульса.

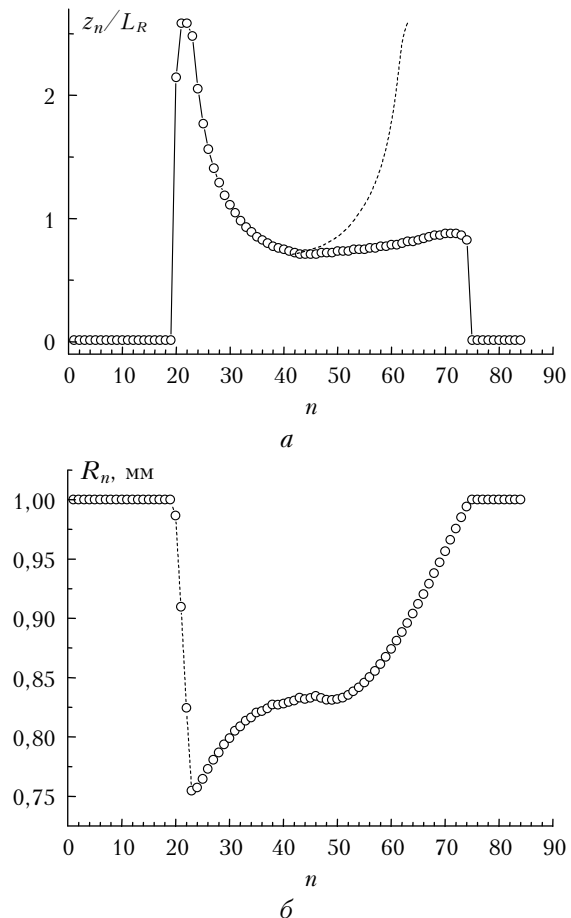


Рис. 3. Координата локального нелинейного фокуса  $z_n$  (а) и радиус фокальной перетяжки  $R_n$  (б) для различных временных сечений лазерного импульса, показанных на рис. 2, б

Видно, что минимум эффективного радиуса  $R_n$  сечений на переднем фронте импульса расположен в начале трассы, т.е. эти слои, имея докритическую мощность (см. рис. 2, *a*), при распространении не сжимаются и не формируют перетяжку (точнее, перетяжка расположена при  $z = 0$ ). По мере смещения по шкале времени к центру импульса происходит повышение мощности временных слоев и эффект керровской фокусировки сказывается на каждом следующем слое сильнее, чем на предыдущем, приближая координату локального нелинейного фокуса  $z_n$  к началу трассы. Вполне понятно, что ее наименьшее значение реализуется в центральных слоях импульса,  $n = 40 \div 45$ .

В результате, для наблюдателя, находящегося в лабораторной системе координат, филаментация ультракороткого лазерного импульса будет представляться как последовательность локальных фокусов от каждого временного слоя, которые образуются на различном расстоянии от начала трассы. Эта физическая модель светового филамента, как уже отмечалось выше, известна в литературе под названием модели движущихся фокусов.

На заднем фронте импульса, согласно модели ДФ, координата локальных фокусов временных слоев должна выписывать такую же траекторию (в зависимости от индекса слоя  $n$ ), как и на переднем фронте, если профиль мощности симметричен по времени. Этот факт отражен на рис. 3, *a* штриховой кривой. Однако временная нелокальность нелинейного отклика среды, связанная, в частности, с плазмообразованием (можно также упомянуть частотную дисперсию среды и инерционную составляющую эффекта Керра), нарушает эту симметрию. В результате временные слои на заднем фронте лазерного импульса испытывают влияние предыдущих слоев, и их распространение уже не может рассматриваться изолированно. Модификация модели ДФ для данного случая была впервые проведена в [21, 22], что привело к появлению так называемой модели филамента как некоторой последовательности *динамических* движущихся фокусов (ДФД).

В рамках модели ДДФ учитывается то, что в каждой точке трассы происходит фотоионизация газа импульсом излучения. При этом плотность свободных электронов увеличивается с течением времени, накапливаясь от переднего фронта к заднему. Следовательно, последующие временные слои импульса будут испытывать все большее и большее компенсирующее действие плазменной нелинейности в противовес снижающейся (мощность в слое падает) керровской фокусировке. Локальный нелинейный фокус соответствует моменту установления динамического равновесия между конвергентно (Керр) и дивергентно (плазма) действующими нелинейными процессами в выбранном временном слое импульса. Очевидно, чем выше плотность образовавшихся свободных электронов и слабее эффект Керра (ниже мощность в слое), тем раньше сформируется нелинейный фокус слоя и тем больше будет радиус фокальной перетяжки. Такая ситуация характерна для временных слоев в хвосте импульса, что и видно на рис. 2, *b* и 3.

Из рис. 3, *a* также следует, что как центральные слои импульса, так и его задний фронт образуют фокальную перетяжку в очень узком диапазоне значений  $z$ . Именно таким «сгущением» локальных фокусов слоев объясняется появление главного (первого) максимума плотности энергии на оси пучка (см. рис. 1, *a*). В местах локализации остальных максимумов профиля  $w(z)$  подобного «сгущения» не наблюдается, поэтому и амплитуда их ниже.

Представление светового филамента как множества точек фокусировки позволяет определить местоположение старта филамента  $z_s$  по координате нелинейного фокуса центрального временного слоя импульса, который, как видно на рис. 3, *a*, характеризуется наименьшим значением  $z_n$ . Для расчета самой величины  $z_n$  можно воспользоваться полуэмпирической формулой Марбюржера [23], в которой вместо мощности всего импульса подставлена мощность наиболее интенсивного центрального временного слоя ( $n = N/2$ ):

$$z_s = 0,734L_R / \sqrt{(\sqrt{\eta_{N/2}} - 0,852)^2 - 0,0219}, \quad (4)$$

где  $\eta_{N/2} = P_{N/2}/P_c$ .

Рассмотрим теперь, как в рамках данной модели получить оценку координаты глобального нелинейного фокуса пучка  $z_N$ , что также может быть важно, поскольку в данной точке реализуется максимальное по трассе значение среднеквадратической интенсивности излучения  $I_e$ . Заметим, что положение центра глобальной фокальной перетяжки пучка  $z_N$  находится правее по оси абсцисс, чем координата локального нелинейного фокуса центрального временного среза импульса, т.е. слоя с наибольшей мощностью, но левее, чем фокусы сечений на переднем и заднем фронтах импульса. Закономерно тогда глобальный фокус всего импульса определить, согласно (2), усреднением координат  $z_n$  по распределению мощности излучения во временных слоях импульса:

$$z_N = \langle z_n(t) \rangle_{P(t)} \approx \left[ \sum_{n=1}^N P_n \right]^{-1} \sum_{n=1}^N P_n z_n. \quad (5)$$

Знак приближенного равенства в (5) поставлен вследствие выбора при усреднении именно начального профиля мощности импульса  $P(0, t)$ , что не учитывает накапливающегося вдоль трассы взаимовлияния излучения в последовательных временных сечениях. Это приведет к искажению первоначального распределения мощности во времени на дистанции  $z_N$  и возможному изменению относительного веса нелинейных фокусов временных слоев  $z_n$  в сумме (5).

В заключение рассмотрим вопрос об определении конца участка филаментации пучка. Несмотря на всю свою важность, проблема количественной оценки дистанции существования филамента без прямого численного решения уравнения НУШ по-прежнему актуальна в оптике фемтосекундных импульсов. Ни одна из существующих физических моделей процесса,

интерпретирующая световой филамент либо с точки зрения самонаведенного волновода, либо нелинейной X-волны, или же динамического баланса нелинейных эффектов, не способна дать такое предсказание. К сожалению, не является исключением и рассматриваемая здесь модель множественных фокусировок импульса.

Действительно, как следует из вышеизложенного, ближайший по трассе нелинейный фокус реализуется для наиболее мощного временного слоя импульса, в данном случае это слой с номером  $n = 43$  и  $P_n = P_0$ . Эта точка и есть начало филамента  $z_s$ , она рассчитывается по формуле (4). Очевидно, что конец филамента должен соответствовать самому дальнему локальному фокусу, который, как видно, наблюдается для одного из слоев, расположенных на переднем фронте импульса. Проблема в том, какой порядковый номер у этого слоя? Если провести более детальную временную дискретизацию импульса и выбрать некоторый слой с парциальной мощностью  $\eta_n \approx 1$  (на рис. 3,  $a$  он будет расположен между слоями с  $n = 20$  и  $n = 21$ ), а затем использовать выражение (4), то получим, что в этом случае нелинейный фокус слоя стремится к бесконечности. Следовательно, любое сколь угодно малое приращение мощности слоя даст сколь угодно большое, хотя и конечное, удаление фокуса от начала трассы и, соответственно, сколь угодно большую длину филамента. Поэтому такой путь определения конца участка филаментации непригоден.

Тем не менее в рамках многофокусной модели филаментации пучка оценка длины филамента, пусть и достаточно грубая, но все же возможна. Идея состоит в том, чтобы и начало и конец филамента вычислять только по одному центральному слою импульса, но при учете потерь его мощности за счет нелинейного поглощения при распространении в среде [14]. При этом за длину филаментации пучка  $L_{fil}$  принимается минимальная дистанция (начиная с точки нелинейного фокуса  $z_s$ ), на которой мощность слоя  $P_0$  еще превышает критическую  $P_c$ , т.е. ставится следующее условие:

$$P(z = L_{fil}) = P_0 \exp(-\bar{\alpha}_N L_{fil}) = P_c. \quad (6)$$

Здесь через  $\bar{\alpha}_N = R_{fil}^{-2} \int_{R_1} \alpha_N(\mathbf{r}_\perp) d^2\mathbf{r}_\perp$  обозначено ин-

тегральное по поперечному профилю интенсивности (с характерным радиусом  $R_{fil}$ ) максимально возможное значение нелинейного коэффициента поглощения  $\alpha_N(\mathbf{r}_\perp)$ , обусловленного плазмообразованием в среде:

$$\alpha_N(\mathbf{r}_\perp) = \sigma_c \rho_e^{\max}(\mathbf{r}_\perp) + \frac{\Psi_I}{I(\mathbf{r}_\perp)} \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e^{\max}(\mathbf{r}_\perp)), \quad (7)$$

где  $\rho_e$  — концентрация свободных электронов в канале пучка (плотность плазмы);  $\rho_{nt}$  — плотность нейтральных атомов (молекул);  $\sigma_c$ ,  $\Delta E_i$  — сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы соответственно;  $\Psi_I$  — скорость (вероятность) фото-

ионизации среды. Очевидно, что, во-первых, (6) записано в предположении постоянства профиля интенсивности  $I(\mathbf{r}_\perp)$  вдоль филамента и, во-вторых, чтобы получить максимум поглощения  $\alpha_N^{\max}$ , необходимо пиковую интенсивность слоя считать равной характерной интенсивности в филаменте  $I = I_{fil}$ , а плотность свободных электронов рассчитывать к концу лазерного импульса:  $\rho_e^{\max} = \rho_e(t_p; I_{fil})$ . Тогда, учитывая, что, как правило, для не очень остро сфокусированных пучков  $\rho_e^{\max} \ll \rho_{nt}$ , выбирая гауссовский профиль интенсивности и модель многофотонной ионизации (МФИ) газа, из (6) и (7) получим ( $\eta = P_0/P_c$ ):

$$L_{fil} = \left[ \frac{\sigma_c \rho_e^{\max}}{K+1} + \frac{\beta^{(K)}}{K} I_{fil}^{K-1} \right]^{-1} \ln \eta, \quad (8)$$

где  $\beta^{(K)}$  — скоростной коэффициент МФИ.

Проведем оценку для параметров излучения, показанных на рис. 1. Выберем следующие типовые значения параметров нелинейности:  $\sigma_c = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$ ,  $\beta^{(K)} = 10^{-97} \text{ см}^{13}/\text{Вт}^7$ ,  $K = 8$  и, кроме того, из численного расчета имеем:  $I_{fil} \approx 50 \text{ ТВт}/\text{см}^2$ ,  $\rho_e^{\max} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Подстановка в (8) при  $\eta = 5$  дает длину  $L_{fil} \approx 1 \text{ м}$ , т.е. филамент порядка четверти длины Рэлея исходного пучка. Из рис. 1 видно, что хотя полученная оценка в несколько раз занижает длину реально формирующегося филамента, она вполне может считаться оценкой по порядку величины.

Таким образом, выше был рассмотрен типовой физический сценарий одиночной филаментации гигаваттного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе. Продемонстрировано, что в терминах эффективного радиуса пучка нелинейное распространение светового импульса в среде и формирование филамента могут рассматриваться как послышная во времени самофокусировка отдельных временных слоев импульса. Это означает, что эволюция эффективного радиуса каждого временного слоя лазерного импульса характеризуется формированием своего локального нелинейного фокуса, расположенного в определенной точке оптической трассы. Наименьший размер фокальной перетяжки имеют временные слои, расположенные в центре и на заднем фронте импульса, а наибольший — на переднем. Совокупность фокальных пятен отдельных временных слоев импульса формирует протяженную перетяжку переменного диаметра, представляющую собой световой филамент.

Несомненным положительным моментом модели филамента как множества локальных нелинейных фокусов, помимо наглядной физической интерпретации сложного динамического процесса нестационарной самовоздействия светового импульса, является то, что она предоставляет простые соотношения для численной оценки старта и протяженности участка филаментации пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-05-00738-а), Интеграционного проекта СО РАН № 81 (СО РАН и ДВО РАН).

1. *Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P.* Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media // arXiv: Physics 0612063v1. 2007.
2. *Couairon A., Myzyrowicz A.* Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Reports. 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
3. *Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г.* Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
4. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г.* Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы / Под общей ред. проф. А.А. Землянова. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010. 212 с.
5. *Self-focusing: Past and Present* / Eds. R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.R. Shen. Berlin: Springer, 2009. 605 p.
6. *Khan N., Mariun N., Aris I., Yeak J.* Laser-triggered lightning discharge // New Journal of Phys. 2002. V. 4, N 4. P. 61.1–61.20.
7. *Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S., Rodriguez M., Ronneberger F., Sauerbrey R., Stein B., Waite D., Wedekind C., Wille H., Wöste L.* Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses // Appl. Phys. B. 2000. V. 71, N 4. P. 573–580.
8. *Béjot P., Bonacina L., Extermann J., Moret M., Wolf J.-P., Ackermann R., Lascoux N., Salamé R., Salmon E., Kasparian J., Bergé L., Champeaux S., Guet C., Blanchot N., Bonville O., Boscheron A., Canal P., Castaldi M., Hartmann O., Lepage C., Marmande L., Mazataud E., Menerat G., Patissou L., Prevot V., Raffestin D., Ribolzi J.* 32 TW atmospheric white laser // Appl. Phys. Lett. B. 2007. V. 90, N 15. P. 151106.
9. *Cheng C.C., Wright E.M., Moloney J.V.* Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87, N 21. P. 213001.
10. *Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G.* Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20, N 1. P. 73–75.
11. *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.
12. *Conti C., Trillo S., Di Trapani P., Valiulis G., Piskarskas A., Jedrkiewicz O., Trull J.* Nonlinear electromagnetic X-waves // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90, N 17. P. 170406.
13. *Lugovoi V.N., Prokhorov A.M.* A possible explanation of the smallscale self-focusing filaments // JETP Lett. 1968. V. 7, N 5. P. 117–119.
14. *Couaron A.* Filamentation length of powerful laser pulses // App. Phys. B. 2003. V. 76, N 7. P. 789–792.
15. *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.
16. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Влияние пространственной фокусировки на характеристики филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 4. С. 274–280.
17. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Особенности пространственной фокусировки мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // Квант. электрон. 2008. Т. 38, № 12. С. 1127–1134.
18. *Власов В.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И.* Усредненное описание волновых пучков в линейных и нелинейных средах (метод моментов) // Изв. вузов. Радиофиз. 1971. Т. 14, № 9. С. 1353–1363.
19. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Закономерности нестационарной самофокусировки профилированных лазерных пучков. Усредненное описание // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107, № 3. С. 461–467.
20. *Loriot V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B.* Measurement of high-order Kerr refractive index of major air components : erratum // Opt. Express. 2010. V. 18, N 3. P. 3011–3012.
21. *Brodeur A., Kosareva O.G., Chien C.Y., Ilkov F.A., Kandidov V.P., Chin S.L.* Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air // Opt. Lett. 1997. V. 22, N 5. P. 304–306.
22. *Lange H.R., Grillon G., Ripoché J.-F., Franco M.A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A., Nibbering E.T.J., Chiron A.* Anomalous long-range propagation of femtosecond laser pulses through air: moving focus or pulse self-guiding? // Opt. Lett. 1998. V. 23, N 2. P. 120–122.
23. *Marburger J.H.* Self-focusing: Theory // Progr. Quant. Electr. 1975. V. 4. P. 35–110.

*Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov.* **Multi-focus structure of light filament.**

Dynamics of a light filament formation is theoretically considered upon non-stationary self-focusing of a femtosecond laser pulse with supercritical power in air. The qualitative interpretation of this process within the framework of filamentation model in terms of beam effective radius as a chain of nonlinear foci formed by slice-by-slice focusing of a light pulse is carried out. Thus, the smaller focal waist form of the temporary slices, located in the centre and on back front of a pulse, and the bigger sizes are characteristic to the pulse forward edge. The focal waist series of particular temporary slices of a pulse form an elongated waist of variable diameter, which represents a light filament.