

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

# Филаментация негауссовских лазерных пучков с различной геометрической расходимостью на атмосферной трассе

Д.В. Апексимов<sup>1</sup>, Ю.Э. Гейнц<sup>1</sup>, А.А. Землянов<sup>1</sup>, А.М. Кабанов<sup>1</sup>,  
Г.Г. Матвиенко<sup>1</sup>, А.Н. Степанов<sup>2\*</sup>

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

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН  
603600, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 21.05.2012 г.

Представлены результаты атмосферных экспериментов по распространению в режиме самофокусировки и филаментации фемтосекундных ИК лазерных импульсов со сложным начальным поперечным профилем интенсивности. Изучено влияние начальной геометрической расходимости излучения на поперечную структуру световой энергии пучка в конце трассы. Проведено численное моделирование задачи, и установлены параметры образующихся филаментов и плазменного канала. Показано, что геометрическая фокусировка или дефокусировка излучения позволяют перемещать по трассе нелинейный фокус и связанный с ним участок филаментации силового излучения в достаточно широких пределах.

**Ключевые слова:** ультракороткое лазерное излучение, фокусировка, филаментация; ultrashort laser radiation, focused propagation, filamentation.

## Введение

Проблема транспортировки энергии лазерного пучка через атмосферу и доставки ее на приемник с наименьшими потерями является одной из приоритетных задач атмосферной оптики. Это подразумевает, прежде всего, комплекс мер по удержанию геометрических размеров светового пучка в пределах заданной апертуры в конце трассы. Данный результат достигается не только дальнейшим повышением начальной мощности лазерных источников [1], но и начальной геометрической фокусировкой пучка на приемник. В то же время для ряда прикладных задач, описанных в [2–7], помимо сохранения заданной площади пучка требуется еще и организация в зоне мишени пространственно локализованных областей повышенной интенсивности (плотности энергии), т.е. экстремальная концентрация лазерной энергии внутри пучка. К настоящему моменту данная проблема в условиях реальной атмосферы решается пока только одним способом, а именно с использованием явления самофокусировки светового излучения. Данное явление было предсказано в 1962 г.

Г.А. Аскарьяном [8] и является следствием проявления оптической нелинейности среды. Оно заключается в прогрессирующем сжатии светового пучка по мере его распространения в среде.

Физической причиной самофокусировки является оптический эффект Керра, приводящий к локальному изменению коэффициента преломления среды при воздействии на нее интенсивного электромагнитного поля. Самофокусировка пучка — это пороговый эффект. Для атмосферного воздуха в среднем ИК-диапазоне длин волн излучения пороговая (критическая) мощность самофокусировки  $P_c$  составляет несколько гигаватт. Очевидно, чтобы преодолеть порог самофокусировки, необходимо излучение с начальной мощностью  $P_0 > P_c$ . Этому условию удовлетворяют, например, импульсы излучения титан-сапфирового лазера с несущей длиной волны  $\lambda_0$  в районе 800 нм, с длительностью импульса порядка сотни фемтосекунд и энергией в десятки миллджоулей.

Распространение в воздухе такого излучения происходит в условиях сильной пространственно-временной самомодуляции излучения и сопровождается фрагментацией самого пучка на локализованные в пространстве и устойчивые к возмущениям на достаточно протяженном участке трассы области с высокой интенсивностью ( $\sim 50$  ТВт/см<sup>2</sup>), так называемые филаменты [9]. Формально говоря, керровская нелинейность среды формирует своего рода абберационную линзу, которая совместно с геометрической

\* Дмитрий Владимирович Апексимов (apeximov@iao.ru); 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).

фокусировкой формирует новый нелинейный фокус пучка, который всегда располагается ближе по трассе, чем фокус задающей оптической системы. Следовательно, чтобы решить проблему передачи энергии мощного фемтосекундного излучения через атмосферную трассу, необходимо научиться управлять положением этого нелинейного фокуса и уже вблизи него размещать приемник излучения. Или же при заданной геометрии трассы нужно добиваться того, чтобы нелинейный фокус приходился в область приема, а для этого нужно иметь возможность тем или иным способом управлять пространственным положением зоны филаментации.

В настоящей работе мы рассмотрим закономерности самофокусировки и филаментации в воздухе мощного фемтосекундного лазерного излучения, имеющего начальную геометрическую фокусировку и, в общем случае, негауссовский пространственный профиль интенсивности. Основанием для подобных исследований послужили результаты натурных атмосферных экспериментов, проведенных авторским коллективом на фемтосекундной лазерной системе ИПФ РАН (г. Нижний Новгород). Эти результаты показали реальную возможность манипулирования в широких пределах пространственной формой лазерного пучка в зоне приема, что связано с контролируемым изменением положения области филаментации на оптической трассе при помощи фокусировки или дефокусировки исходного лазерного излучения.

Принцип управления пространственным положением зоны филаментации излучения следует из соотношения для координаты поперечного коллапса светового пучка  $z_{cf}$ , полученной в рамках стационарной теории безабберационной самофокусировки гауссовского пучка с начальной кривизной фазового фронта  $f$  [11]:

$$z_{cf} = \left( \frac{1}{f} + \frac{1}{z_c} \right)^{-1} = \frac{f}{1 + (f/L_D)\sqrt{\eta - 1}}; \quad |f| \geq z_c, \quad \eta > 1, \quad (1)$$

где  $z_c = L_D/\sqrt{\eta - 1}$  — координата коллапса (в целом) коллимированного пучка с начальной мощностью  $P_0$ ;  $\eta = P_0/P_c$  — приведенная мощность излучения;  $L_D = 2\pi R_0^2/\lambda_0$  — дифракционная длина пучка;  $R_0$  — начальный радиус пучка. Отсюда видно, что для сфокусированного излучения ( $f > 0$ ) поперечный коллапс пучка всегда достигается перед его геометрическим фокусом, в то время как при дефокусировке пучка ( $f < 0$ ) теоретически точку коллапса можно отнести в бесконечность, когда  $|f| = z_c$ .

Однако в реальных условиях поперечный коллапс всего пучка не наблюдается. Нелинейное (многофотонное) поглощение среды, а также дефокусировка излучения в наведенной плазме снимают коллапс пучка и приводят к формированию волноводного канала вблизи оптической оси — светового филамента. Тем не менее установлено, что выражение (1) справедливо и для оценки старта филамента при нестационарной самофокусировке импульсного излучения. В этом случае вместо координаты

коллапса  $z_c$  необходимо использовать дистанцию самофокусировки  $z_s$  коллимированного излучения, даваемую так называемой формулой Марбюржера (Marburger) [12]:

$$z_s = 0,367L_D/\sqrt{(\sqrt{\eta} - 0,852)^2 - 0,0219}. \quad (2)$$

Тогда дистанция самофокусировки пучка с начальной кривизной фазового фронта  $f$  вычисляется как  $z_N = z_s f/(z_s + f)$ . Следовательно, при фиксированной мощности излучения варьированием параметра  $f$  возможно в определенных пределах приближать или удалять положение светового филамента по трассе.

В качестве примера на рис. 1 для различных значений относительного фокусного расстояния формирующей оптической системы  $\bar{f} = f/L_D$  представлены результаты численных расчетов эволюции вдоль оптической трассы геометрического  $R_w(z)$  (определяемого по уровню  $e^{-1}$  от максимума поперечного

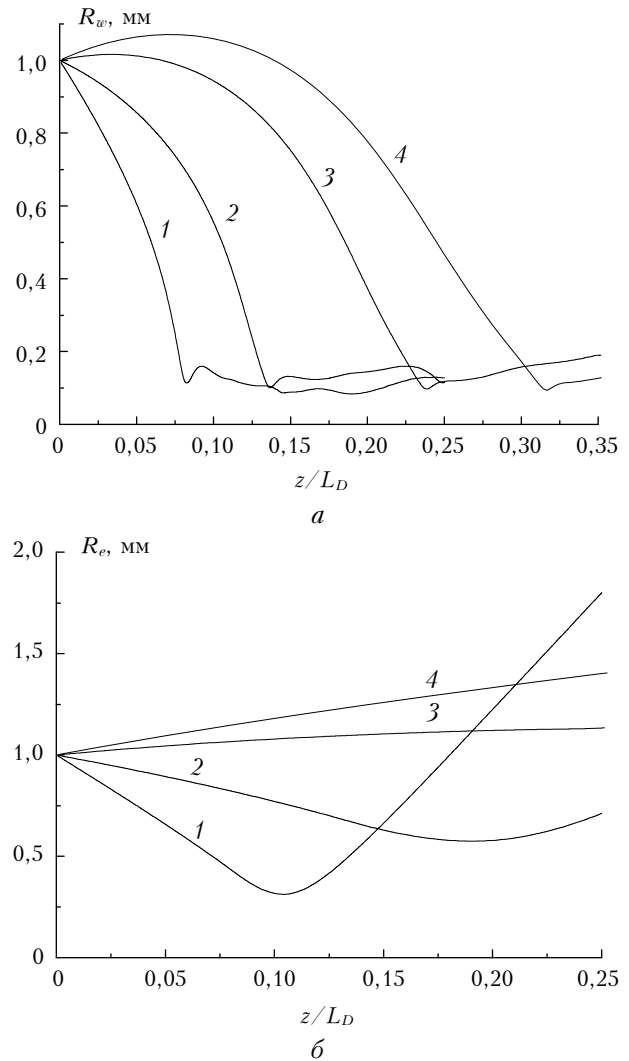


Рис. 1. Геометрический (а) и среднеквадратический (б) радиусы гауссовского пучка ( $P_0 = 32$  ГВт,  $R_0 = 1$  мм) при филаментации в воздухе и различной начальной фокусировке:  $\bar{f} = +0,15$  (1),  $+0,5$  (2),  $-1$  (3),  $-0,5$  (4)

распределения плотности энергии пучка  $w(\mathbf{r}_\perp, z)$  и среднеквадратического (эффективного) радиуса  $R_e(z)$  лазерного пучка фемтосекундного излучения, распространяющегося в воздухе.

Модельное излучение изначально имело гауссовский пространственно-временной профиль интенсивности со следующими параметрами: длина волны  $\lambda_0 = 800$  нм, длительность  $t_p = 100$  фс, начальный радиус  $R_0 = 1$  мм, начальная мощность  $P_0 = 32$  ГВт. Основой для численных расчетов служило нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), описывающее распространение электромагнитной волны в среде в приближении медленно меняющейся амплитуды поля, дополненное скоростным уравнением для концентрации свободных электронов плазмы (параметры оптической модели воздуха даны в [13]). В НУШ учтены дифракция световой волны в присутствии частотной дисперсии воздуха, а также основные физические механизмы нелинейности среды для сверхкороткого излучения: мгновенный и инерционный эффекты Керра, поглощение излучения плазмой и его рефракция на плазме, образующейся в результате многофотонной ионизации газа.

Эффективный радиус пучка  $R_e(z)$  определялся как функционал от интенсивности оптического поля  $I(\mathbf{r}_\perp, z, t)$  в каждой точке пространства и в каждый момент времени  $t$  [10]:

$$R_e(z) = \left[ \frac{1}{E(z)} \int_{-T}^T dt' \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2 \mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t') |\mathbf{r}_\perp - \mathbf{R}_c|^2 \right]^{1/2},$$

где

$$E(z) = \int_{-T}^T dt' \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2 \mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t')$$

— полная энергия светового импульса;

$$\mathbf{R}_c(z) = 1/E(z) \int_{-T}^T dt' \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2 \mathbf{r}_\perp [\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t')]$$

— радиус-вектор центра тяжести пучка;  $\mathbf{R}_\perp, T$  — размеры счетных сеток в поперечном и продольном (по времени) направлениях. Согласно своему определению эффективный радиус дает поперечный размер пространственной области, внутри которой преимущественно сосредоточена энергия пучка.

Из рис. 1, а видно, что в процессе распространения в среде фемтосекундный импульс со сверхкритической мощностью  $P_0 > P_c$  (в данном случае параметр  $P_c = 3,2$  ГВт) испытывает самофокусировку и, начиная с некоторой дистанции, вблизи оси пучка формируется узкий филамент. При внешней фокусировке излучения уменьшение параметра  $\tilde{f}$  сдвигает филамент к началу трассы, при этом происходит и глобальная фокусировка всего пучка с формированием фокальной перетяжки в смысле эффективного радиуса (рис. 1, б). Чем острее фокусировка пучка, тем выше концентрация энергии в нелинейном фокусе.

Филаментация пучков с начальной расходимостью (отрицательные значения параметра  $\tilde{f}$ ) происходит на больших дистанциях, чем филаментация для сфокусированного излучения, и сопровождается первоначальным увеличением радиуса пучка, которое затем сменяется его уменьшением вследствие действия керровской самофокусировки. Эволюция эффективного радиуса расфокусированного пучка проходит без формирования нелинейного фокуса. Это означает, что в среднем, несмотря на филаментацию своей осевой части, световой пучок всегда расходится, а его средняя плотность энергии  $w_e = E/\pi R_e^2$  падает.

Как показывают расчеты (не включены в данную статью), общим свойством филаментации сфокусированного и расфокусированного излучения является сокращенная длина филамента по сравнению с филаментом, формирующимся при самофокусировке параллельного пучка. Причина заключается в увеличенной угловой расходимости излучения с неплоским фазовым фронтом, проявляющейся либо с самого начала трассы, как при дефокусировке, либо после нелинейного фокуса, как в случае с фокусированным пучком. Более сильная расходимость снижает эффективность энергетической «подпитки» филамента периферийными зонами пучка, что приводит к его неустойчивости и более раннему разрушению.

Рассмотрим, как геометрическая расходимость (и «сходимость») излучения влияет на самофокусировку и филаментацию пучков с неунимодальным поперечным профилем интенсивности. Необходимо выяснить, выполняются ли установленные выше для одиночной филаментации закономерности. Эта ситуация представляет практический интерес, поскольку реальные пучки фемтосекундного излучения, как правило, далеки от гауссовских. Пространственное распределение интенсивности после усилительного каскада в таких пучках может представлять собой достаточно сложную поверхность с максимумами, смещенными относительно оптической оси фокусирующей системы.

Именно такой тип излучения выдавала тераваттная фемтосекундная лазерная установка, использовавшаяся в наших атмосферных экспериментах. Принципиальная схема экспериментов на стенде фемтосекундной лазерной системы показана на рис. 2.

Задающий генератор представлял собой лазер на кристалле сапфира, допированного титаном (Ti:Sapphire), с пассивной синхронизацией мод за счет керровского механизма. Так же как в [14], диаметр кристалла Ti:Sa в конечном усилителе составлял 15 мм, однако использовалась дифракционная решетка с большей оптической стойкостью. Измерение энергетики лазерного излучения на выходе фемтосекундного лазерного комплекса показало, что максимальная энергия в отдельном импульсе превосходила  $\sim 100$  мДж на несущей длине волны излучения  $\lambda_0 = 800$  нм. В экспериментах с телескопированным пучком энергия импульса не превышала 40 мДж, что связано с лучевой стойкостью дефокусирующего зеркала 11 в телескопе 16, на которое направлялось излучение