

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц

## Самофокусировка мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере в условиях управления его параметрами

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 25.04.2006 г.

Рассмотрены различные способы управления пространственным положением зоны филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения при его самофокусировке в атмосфере: пространственная фокусировка пучка, частотная модуляция излучения и профилирование пучка. На основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера определен диапазон изменения параметров излучения, по которым ведется управление нелинейным фокусом пучка, с точки зрения наиболее эффективной доставки световой энергии на приемник.

### Введение

Среди широкого круга задач, решаемых атмосферной оптикой, важное место занимают задачи транспортировки лазерной энергии через атмосферу и доставки ее на приемник с наименьшими потерями. Это подразумевает, прежде всего, оптимизацию геометрических размеров светового пучка в зоне приемной аппаратуры с сохранением по возможности временных и спектральных характеристик излучения. В отличие от обычного линейного режима распространения лазерного импульса в воздухе, когда требуется скомпенсировать лишь дифракцию пучка и его расплывание за счет атмосферной турбулентности на трассе «источник—приемник», что выполняется соответствующим подбором фокусного расстояния оптического тракта передающей системы, мощное лазерное излучение проходит атмосферу в режиме самовоздействия, т.е. испытывает искажения амплитуды и фазы вследствие нелинейного изменения оптических характеристик самой среды [1]. Здесь эффекты тепловой дефокусировки, ВКР на колебательно-вращательных переходах молекул азота и кислорода, а также ветровая рефракция пучка являются серьезным препятствием для сохранения энергии и размеров лазерного пучка вдоль оптической трассы.

Одним из путей решения данной проблемы является укорочение длительности передаваемого лазерного излучения при сохранении его энергии. Созданные за последние годы фемтосекундные лазерные источники способны генерировать световые импульсы длительностью порядка десятков и сотен фемтосекунд с пиковой мощностью до нескольких Петаватт. Столь мощное излучение распространяется в атмосфере в режиме филаментации и проходит оптическую трассу в условиях «замороженной» среды, т.е. эффекты теплового самовоздействия и вет-

ровой рефракции не успевают сказаться на параметрах излучения [2].

Однако здесь возникает ряд других факторов, негативно влияющих на характеристики передаваемого лазерного импульса. Филаментация мощного излучения сопровождается формированием вдоль направления распространения плазменного канала, образующегося в результате многофотонной ионизации газа, что может, во-первых, существенно снизить коэффициент передачи энергии излучения по трассе и, во-вторых, кардинально преобразовать его временной и спектральный состав [3]. Кроме того, после нелинейного фокуса на выходе из зоны филаментации световой пучок приобретает высокую угловую расходимость, значительно превышающую начальную дифракционную, и резко увеличивает свои размеры с расстоянием [4].

Таким образом, чтобы добиться оптимальной передачи энергии мощного фемтосекундного излучения через атмосферную трассу, необходимо, прежде всего, размещать приемник вблизи нелинейного фокуса пучка, т.е. в самом начале филамента. Или, наоборот, 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.

Ниже мы рассмотрим три таких способа: пространственная фокусировка пучка, частотная модуляция излучения и вариация поперечного профиля интенсивности.

### 1. Пространственная фокусировка пучка

Пожалуй, самым традиционным приемом, позволяющим концентрировать световую энергию в пространстве, является изменение кривизны фазового

фронта излучения на выходе из источника, или, другими словами, фокусировка лазерного пучка. Для пучка с гауссовским пространственным профилем амплитуды светового поля, характеризуемым радиусом  $R_0$  по уровню  $e^{-1}$  от максимума распределения интенсивности и радиусом кривизны фазового фронта  $F'$  (фокусное расстояние оптической системы), при его распространении в вакууме закон изменения по  $z$  квадрата радиуса пучка дается известным выражением

$$\frac{R^2(z)}{R_0^2} = \left(\frac{z}{2}\right)^2 + \left(1 - \frac{z}{F}\right)^2, \quad (1)$$

а его интенсивность максимальна в точке дифракционного фокуса  $z_F = z'_F / L_R = F / (1 + F^2/4)$ . Здесь использована нормировка величин:

$$z = z'/L_R, \quad F = F'/L_R,$$

где  $L_R = kR_0^2/2$  — рэлеевская длина пучка,  $k = 2\pi/\lambda$ .

Эффект Керра приводит к тому, что под воздействием электрического поля световой волны изменяется коэффициент преломления среды  $n$ , в результате чего фаза волны  $\varphi$  в точке  $(\mathbf{r}_\perp, z)$  получает приращение  $\delta\varphi_K$ , пропорциональное локальной интенсивности поля  $I(\mathbf{r}_\perp, z)$ :  $\delta\varphi_K(\mathbf{r}_\perp, z) = kz n_2 I(\mathbf{r}_\perp, z)$ , где  $n_2$  — коэффициент, характеризующий нелинейный отклик среды. Очевидно, что для гауссовского пучка действие эффекта Керра эквивалентно его фокусировке безабберационной сферической линзой с переменным фокусным расстоянием. При этом в рамках теории стационарной самофокусировки [5] формула (1) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{R^2(z)}{R_0^2} = (1 - \eta) \left(\frac{z}{2}\right)^2 + \left(1 - \frac{z}{F}\right)^2, \quad (2)$$

где  $\eta = P_0/P_c$ ,  $P_0$  — начальная мощность излучения,  $P_c = 2\pi/(k^2 n_0 n_2)$  — критическая мощность самофокусировки. Таким образом, при  $\eta = 1$  нелинейная керровская линза компенсирует дифракционное расплывание пучка, а при  $\eta > 1$  приводит к его коллапсу ( $R \rightarrow 0$ ) в точке нелинейного фокуса:

$$z_{NF} = \left(\frac{1}{z_F} + \frac{1}{z_K}\right)^{-1} = \frac{F}{\sqrt{\eta - 1}(F/2) + 1}, \quad (3)$$

где  $z_K = 2/\sqrt{\eta - 1}$ .

Необходимо сказать, что учет в теории самофокусировки нелинейного (многофотонного) поглощения среды, а также плазменной нелинейности предотвращает коллапс пучка, в результате чего вместо коллапса пучок формирует волноводный канал вблизи оптической оси — филамент.

Из (3) видно, что нелинейный фокус пучка всегда расположен перед его дифракционным фокусом и, следовательно, при фиксированной мощности излучения варьированием параметра  $F$  возможно в определенных пределах приближать или удалять положение светового филамента по трассе.

На рис. 1 для различных значений фокусного расстояния  $F$  представлены результаты расчетов

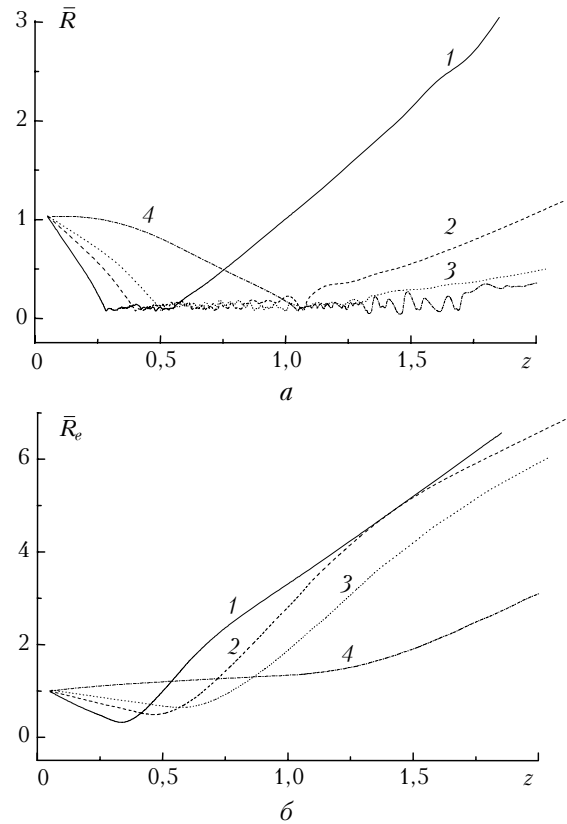


Рис. 1. Зависимость нормированных геометрического  $\bar{R} = R(z)/R_0$  (а) и эффективного радиусов  $\bar{R}_e = R_e(z)/R_0$  (б) фемтосекундного импульса с  $\eta = 5$  и  $F = 0,5$  (1); 1 (2); 2 (3) и  $-2$  (4)

эволюции вдоль оптической трассы геометрического (определяемого по уровню  $e^{-1}$  от максимума поперечного распределения плотности энергии пучка)  $R(z)$  и эффективного (энергетического) радиусов  $R_e(z)$  фемтосекундного импульса с гауссовским пространственно-временным профилем интенсивности и следующими параметрами: длина волны  $\lambda_0 = 810$  нм, длительность  $t_p = 80$  фс, начальный радиус  $R_0 = 1$  мм. 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 (см., например, [4, 6]). В НУШ учтены дифракция световой волны в присутствии частотной дисперсии воздуха, а также основные физические механизмы нелинейности среды для сверхкороткого излучения: мгновенный и инерционный эффект Керра, поглощение и рефракция излучения плазмой, образующейся в результате многофотонной ионизации газа. Эффективный радиус пучка  $R_e(z)$  определялся обычным образом как функционал от интенсивности оптического поля в каждой точке пространства  $(\mathbf{r}_\perp, z)$  в каждый момент времени  $t$  [1]:

$$R_e(z) = \left[ \frac{1}{E(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \iint_{\mathbf{R}_{\perp}} d^2\mathbf{r}_{\perp} I(\mathbf{r}_{\perp}, z; t') |\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_{gr}|^2 \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где

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

— полная энергия светового импульса;

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

— радиус-вектор центра тяжести пучка. Согласно своему определению эффективный радиус дает поперечный размер области, в которой сосредоточено ~ 60% всей энергии пучка.

Из рис. 1 видно, что уменьшение параметра  $F$  сдвигает филамент к началу трассы, при этом в области нелинейного фокуса растет и степень концентрации энергии пучка (уменьшается эффективный радиус, рис. 1, б).

Наиболее интересна с практической точки зрения здесь ситуация, когда пучок предварительно расфокусирован ( $F < 0$ ), так, что  $z_F < 0$  и  $z_{NF} > z_K$ , т.е. начало филаментации, предсказываемое теорией керровской самофокусировки для коллимированного излучения при данной мощности излучения, сдвигается за точку коллапса. Отметим, что аналогичный эффект (рассматривался в [7]) также может быть достигнут путем специальным образом подобранной мелкокомасштабной модуляции начального фазового фронта пучка.

Теоретически предельное значение радиуса кривизны фазового фронта, когда еще может образоваться филамент, определяется неравенством

$$|F| \geq |F_c| = 2/\sqrt{\eta - 1} \equiv z_K. \quad (5)$$

С приближением фокусного расстояния к данной критической величине  $z_{NF} \rightarrow \infty$ , а эффективный радиус пучка неограниченно растет.

Таким образом, с помощью пространственной фокусировки/дефокусировки пучка возможно достаточно гибко управлять положением фокальной перетяжки мощного фемтосекундного излучения в среде.

## 2. Частотная модуляция излучения

Другой способ управления филаментацией фемтосекундного импульса основан на использовании дисперсионных свойств самой среды распространения. Идея состоит в использовании изначально длинных (субпикосекундных) лазерных импульсов с начальной пиковой мощностью ниже критической мощности самофокусировки ( $P_0 < P_c$ ) и одновременно с наложенной линейной частотной модуляцией (чирпированием). Наличие модуляции излучения в среде с частотной дисперсией приводит к временной компрессии импульса по мере его распростра-

нения [2]. Таким образом, длинный исходный импульс проходит начальный участок трассы в линейном режиме, не испытывая самофокусировки, а затем, сжимаясь во времени, переходит в режим керровской фокусировки с образованием филаментарной структуры. Данная методика уже достаточно хорошо опробована и позволила на атмосферной горизонтальной трассе получать филаменты на дистанциях до 200 м [8], а на вертикальной трассе — на высотах до 20 км [9].

Рассмотрим чирпированный импульс с гауссовским временным профилем:

$$U(\mathbf{r}_{\perp}, z = 0; t) = \tilde{U}(\mathbf{r}_{\perp}, 0) \exp\left\{-\frac{t^2}{2t_p^2}(1 + ib)\right\}, \quad (6)$$

где  $\tilde{U}(\mathbf{r}_{\perp}, 0)$  — поперечный профиль огибающей электрического поля пучка, гауссовский по пространственной координате  $\mathbf{r}_{\perp}$  с начальной кривизной фазового фронта  $F$ ;  $b$  — параметр чирпинга (изменение частоты в пределах импульса  $\delta\omega_0 = 4b/t_p$ );  $t_p$  — начальная длительность импульса. Найдем условия, накладываемые на величину параметра  $b$ , при которых первоначально «докритический» импульс ( $\eta = P_0/P_c(z=0) \leq 1$ ) перейдет в режим самофокусировки ( $\eta(z) > 1$ ) на наклонной атмосферной трассе в области фокальной перетяжки пучка  $z = 1$  ( $F = 2$ ).

Решение НУШ для пучка с временным профилем (6) на линейном участке распространения ( $P_0 < P_c$ ) в пренебрежении генерацией плазмы и эффектом Керра для среды с нормальной дисперсией после интегрирования по поперечному профилю пучка дает следующее неравенство [10]:

$$\eta^2(z) = \left[ \frac{P_0(z)}{P_c(z)} \right]^2 = G^{-2}(z) \left[ D_0^2 \bar{G}^2 + (1 - D_0 b \bar{G})^2 \right] \geq 1, \quad (7)$$

где

$$D_0 = L_R \left. \frac{k''_0}{t_p^2} \right|_{z=0}; \quad \bar{G} = 1/L_R \int_0^{L_R} G(z') dz'; \quad k''_0 = \partial^2 k / \partial \omega^2$$

— дисперсия групповой скорости импульса;  $G(z)$  — высотная модель  $k''_0$ . Разрешая данное неравенство относительно параметра  $b$ , получим достаточное условие «временной самофокусировки» на наклонной трассе:

$$|b| \geq |b_c| = \frac{1}{D_0 \bar{G}} \left( 1 - \sqrt{\eta_0^2 G^2(z) - D_0^2 \bar{G}^2} \right); \quad \text{sign}(b) < 0. \quad (8)$$

Сама возможность осуществления перехода в режим закритических мощностей ( $\eta > 1$ ) за счет временной компрессии импульса в зоне  $z \approx L_R$  следует из неотрицательности корня в (8) и дается необходимым условием «временной самофокусировки»:

$$P_0(0)t_p^2 / R_0^2 \geq P_c(0)k_0 k''_0(0)\bar{G}. \quad (9)$$

Выражение (9) связывает начальные параметры лазерного импульса и физические характеристики

среды распространения. Так, например, 800-фс импульс Ti:Sapphire-лазера с пучком радиуса  $R_0 = 4$  см ( $L_R \approx 6$  км) и докритической начальной мощностью  $P_0 = 0,94P_c$  перейдет в режим самофокусировки на вертикальной трассе вблизи геометрического фокуса  $z' \approx L_R$  при начальном отрицательном chirповании  $|b| \geq 3$  ( $\delta\omega_0 \approx 15$  ТГц). При этом высотная модель поведения коэффициента дисперсии  $k''_0$  выбиралась в экспоненциальной форме [10]:

$$k''_0(h) = k''_0(0)G(h) = k''_0(0)\exp(-h/h^*),$$

где  $k''_0(0) = 0,21$  фс<sup>2</sup>/см, а  $h^* = 6,8$  км — высота слоя неоднородности атмосферы.

На рис. 2 представлены результаты численных расчетов процесса самофокусировки в воздухе chirпованного фемтосекундного импульса с начальной мощностью почти вдвое ниже критической ( $\eta_0 = 0,6$ ).

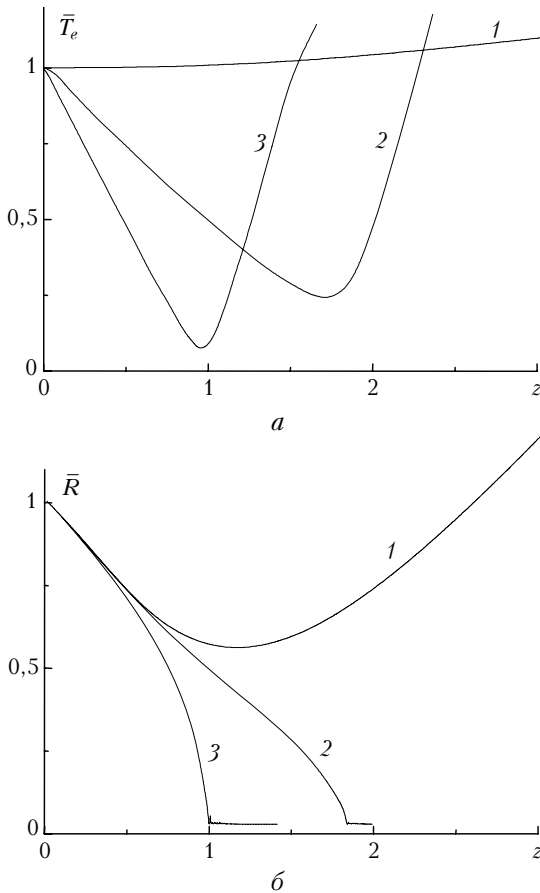


Рис. 2. Эволюция вдоль горизонтальной трассы нормированной средней длительности лазерного импульса  $\bar{T}_e = T_e(z)/t_p$  (а) и геометрического радиуса  $\bar{R} = R(z)/R_0$  (б) пучка с «докритической» начальной мощностью  $\eta_0 = 0,6$ , начальной длительностью  $t_p = 200$  фс и радиусом  $R_0 = 5$  мм ( $F = 2$ ) при различной степени линейной частотной модуляции  $b = 0$  (1);  $-10$  (2);  $-20$  (3)

Показано изменение вдоль  $z$  геометрического размера пучка и средней (эффективной) длительности лазерного импульса  $T_e$ , которая определяется аналогично эффективному радиусу (4):

$$T_e^2(z) = \frac{1}{E(z)} \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp \int_{-\infty}^{\infty} dt' I(\mathbf{r}_\perp, z; t') (t' - t_0)^2,$$

где

$$t_0(z) = 1/E(z) \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp \int_{-\infty}^{\infty} dt' I(\mathbf{r}_\perp, z; t') t'$$

— положение временного центра «тяжести» импульса.

Из рис. 2 следует, что поскольку излучение имеет «докритическую» начальную мощность, то его распространение в отсутствие частотной модуляции близко к линейному режиму (кривая 1). Однако chirпованный импульс, увеличивая по мере распространения свою мощность, уже испытывает самофокусировку (кривые 2, 3). Для указанных на рис. 2 параметров излучения пороговая величина степени частотной модуляции  $|b_c|$ , согласно (8), равна  $\sim 8$ .

Можно рассмотреть и другую ситуацию, когда начальная мощность светового импульса выше критической ( $\eta_0 > 1$ ) и требуется сдвинуть нелинейный фокус пучка вправо по оси  $z$ . В этом случае по условию задачи частотная дисперсия среды должна действовать на модулированное излучение обратным образом: не сокращая его длительность, а, наоборот, увеличивая ее, т.е. снижая мощность по мере распространения. Это достигается изменением знака chirпования (параметра  $b$ ) с отрицательного на положительный. Численный расчет эволюции радиуса пучка и его средней длительности для данного случая приведен на рис. 3.

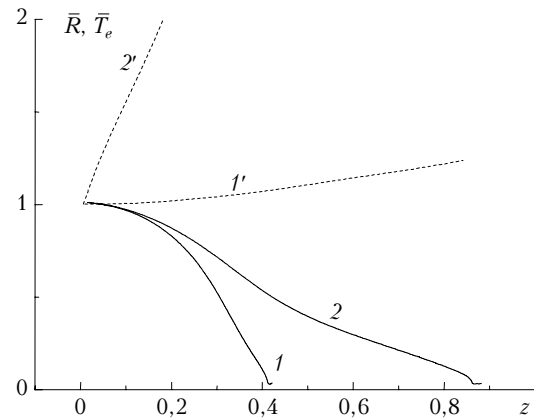


Рис. 3. Геометрический радиус пучка  $\bar{R}$  (1, 2) и средняя длительность импульса  $\bar{T}_e$  (1', 2') с  $\eta_0 = 10$ , начальной длительностью  $t_p = 80$  фс и  $R_0 = 5$  мм ( $F = \infty$ ) при различной степени линейной частотной модуляции  $b = 0$  (1);  $+17$  (2)

Таким образом, подобно пространственной фокусировке пучка частотная модуляция импульса способна привести к его самофокусировке и формированию филаментов, положением которых по трассе можно управлять, меняя глубину и знак chirпования.

### 3. Самофокусировка профилированных световых пучков

Предпосылкой управления нелинейной фокусировкой фемтосекундного излучения с помощью изменения его пространственного профиля интенсивности является, прежде всего, различие в динамике линейной дифракции таких пучков. Свободная дифракция излучения, как известно, подчиняется следующему уравнению:

$$\frac{\partial \tilde{U}(\mathbf{r}_\perp, z)}{\partial z} = -\frac{1}{2ik_0} \nabla_\perp^2 \tilde{U}(\mathbf{r}_\perp, z), \quad (10)$$

где  $\tilde{U}(\mathbf{r}_\perp, z)$  — медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля световой волны.

В качестве начальных условий к (10) будем рассматривать осесимметричные пучки с пространственным профилем, который задается следующей обобщенной зависимостью:

$$\tilde{U}(r, z=0) = \tilde{U}_0(q, p) e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{r^2}{R_0^2} \right]^q} \left[ 1 - e^{-\left[ \frac{r^2}{R_0^2} \right]^q} (p^{-2q} - 1) \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где  $q$  — параметр, определяющий форму пучка;  $p = R_{sh}/R_0$  — параметр затенения;  $R_{sh}$  — радиус затененной части пучка по уровню интенсивности  $e^{-1}$ ;  $\tilde{U}_0$  — начальная амплитуда излучения, выбираемая из условия равенства полной энергии излучения различного профиля на входе в среду. Выражение (11) позволяет задавать пучки гауссовского ( $q = 1, p = 0$ ), трубчатого (кольцевого) ( $q \geq 1, p > 0$ ) и супергауссовского профилей ( $q > 1, p = 0$ ).

На рис. 4 представлены результаты сравнения свободной дифракции для перечисленных типов пучков. Показано изменение эффективного радиуса пучка  $R_e(z)$  и его средней интенсивности  $I_e(z) = P_0 / [\pi R_e^2(z)]$  на длине дифракции  $L_D = 2L_R$ . Данные на рис. 4 в целях наглядности нормированы на соответствующие значения параметров гауссовского пучка в начале трассы:

$$\bar{R}_e(z) = R_e(z)/R_0; \quad \bar{I}_e(z) = (8\pi/c) I_e(z) / |\tilde{U}(1,0)|^2.$$

Видно, что наименьшим начальным эффективным радиусом и соответственно наибольшей средней интенсивностью обладает пучок с квазиравномерным распределением интенсивности. Поэтому и дифракция такого пучка проходит более активно. Трубчатые пучки, наоборот, характеризуются более плавным изменением интенсивности вдоль трассы по сравнению с пучком гауссовского профиля. Это предопределяет и различия в самофокусировке таких пучков.

На рис. 5 показана эволюция размерных параметров пучков гауссовского, кольцевого и супергауссовского поперечных профилей при их распространении в воздухе. Начальная мощность излучения

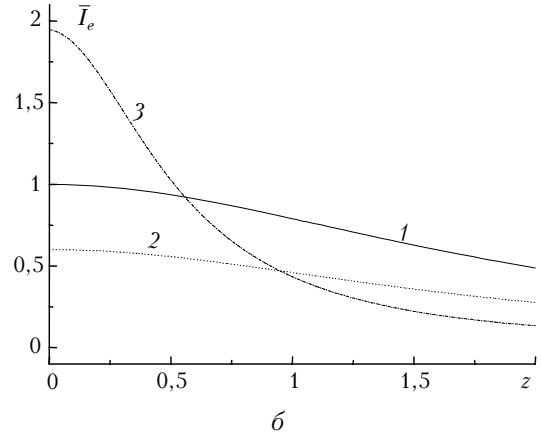
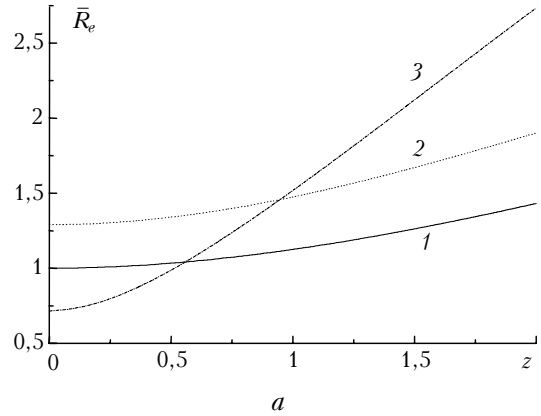


Рис. 4. Зависимость эффективного радиуса (а) и средней интенсивности (б) коллимированных пучков гауссовского (1), кольцевого (2) с  $p = 0,5$  и супергауссовского ( $q = 8$ ) поперечного профилей (3) от пространственной переменной

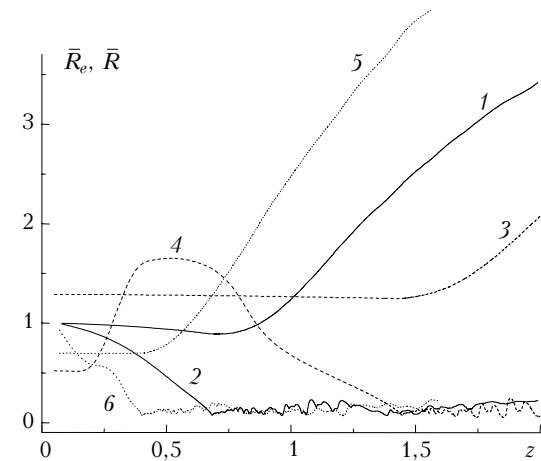


Рис. 5. Эффективный (1, 3, 5) и геометрический радиусы (2, 4, 6) коллимированных пучков гауссовского (1, 2), кольцевого (3, 4) с  $p = 0,5$  и супергауссовского ( $q = 8$ ) поперечных профилей (5, 6) вдоль трассы при  $\eta = 5$

составляла пять критических. Из рис. 5 следует, что наименьшим фокусным расстоянием обладает нелинейная линза, образованная пучком супергауссовского профиля ( $z_{NF} \approx 0,5$ ), затем следует гауссовский пучок ( $z_{NF} \approx 0,75$ ) и, наконец, самую длинную дистанцию самофокусировки имеют трубчатые пучки ( $z_{NF} \approx 1,5$ ).

Если ввести понятие средней мощности лазерного пучка  $P_e = I_e \pi R_0^2$ , то при постоянной начальной энергии излучения значения  $P_e$  в начале трассы пучков кольцевого и супергауссовского профилей, как следует из рис. 4, будут отличаться от гауссовского пучка примерно в 2 раза в сторону уменьшения мощности и ее увеличения соответственно. Воспользовавшись формулой (3) при замене реальной начальной мощности  $P_0$  пучка ее средней величиной  $P_e$ , получим расчетные значения координаты нелинейного фокуса пучка произвольного типа:

$$z_{NF} = \frac{F}{(F/2)\sqrt{\eta \bar{R}_e^2(z=0) - 1} + 1}. \quad (12)$$

Так, для трубчатого пучка из (12) имеем  $\bar{R}_e = 1,29$  и  $z_{NF} = 1,43$ , а для супергауссовского  $\bar{R}_e = 0,69$  и  $z_{NF} = 0,61$ , что коррелирует с данными численных расчетов, показанных на рис. 5.

Заметим, что несколько необычное поведение геометрического радиуса кольцевого пучка вдоль трассы (кривая 4 на рис. 5) объясняется трансформацией по мере дифракции исходного бимодального распределения интенсивности ( $\bar{R}$  определяется радиусом кольца, рис. 6) сначала в короноподобный профиль ( $\bar{R}$  определяется наибольшим поперечным масштабом), а затем в квазилоренцевский унимодальный профиль.

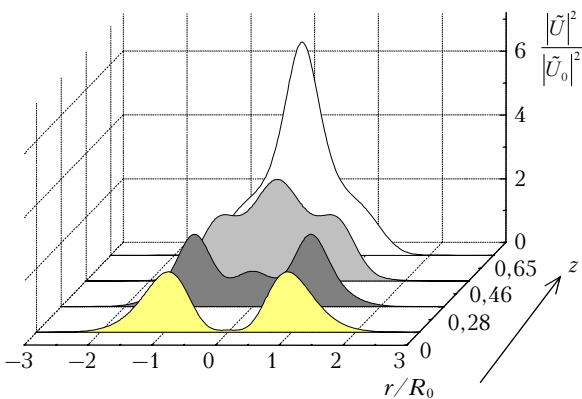


Рис. 6. Поперечный профиль относительной интенсивности коллимированного кольцевого пучка ( $p = 0,5$ ) вдоль трассы при  $\eta = 5$

### Заключение

Таким образом, для целей повышения концентрации световой энергии в плоскости приемной аппаратуры рассмотрены три основных способа управления пространственным положением нелинейного фокуса фемтосекундного лазерного излучения, распространяющегося в атмосфере в режиме филаментации: пространственная фокусировка пучка, частотная модуляция излучения и профилирование пучка (вариация поперечного профиля распределения интенсивности). Для каждого из рассмотренных вариантов получены соотношения, позволяющие

провести оценки координаты нелинейного фокуса в зависимости от параметров излучения.

Установлены следующие закономерности.

1. Для формирования нелинейного фокуса пучка на максимально удаленном от начала оптической трассы расстоянии необходимо либо применять предварительно расфокусированное излучение ( $F < 0$ ), либо использовать частотно-модулированное излучение с параметром chirpирования  $b < 0$ . В первом случае начальная мощность излучения должна существенно превышать ее критическое значение для керровской самофокусировки в среде ( $\eta \gg 1$ ), в то время как во втором случае данное соотношение имеет обратный знак:  $\eta < 1$ .

2. Другой способ достижения указанной цели заключается в изменении начального поперечного профиля интенсивности лазерного пучка. При прочих равных условиях наибольшей дистанцией самофокусировки обладают пучки с кольцевым распределением интенсивности, а самый короткий нелинейный фокус имеют супергауссовские пучки.

3. Для первых двух рассмотренных выше вариантов оптимизации передачи световой энергии существуют предельные значения, ограничивающие диапазон изменения параметров излучения, по которым ведется управление нелинейным фокусом пучка. Для пространственной фокусировки таким пределом является величина фокусного расстояния  $F_c$ , даваемая формулой (5), для модуляции излучения — параметр chirpирования  $b_c$ , определяемый по (6).

Все рассмотренные варианты управления положением  $z_{NF}$ , в принципе, могут быть сведены к одной универсальной зависимости

$$z_{NF} = 2 \left[ \sqrt{\frac{\eta(z)}{\bar{R}_e^2(z=0)} - 1} + \frac{2}{F} \right]^{-1}.$$

Здесь присутствует начальная кривизна фазового фронта  $F$ , профиль интенсивности пучка учтен начальным эффективным радиусом  $R_e$ , а частотная модуляция излучения входит через параметр  $\eta(z)$ , который дается выражением (7).

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексного интеграционного проекта 3.13 Президиума СО РАН, гранта РФФИ № 06-05-64799.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.
2. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
3. Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.-P., Andre J.-B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodriguez M., Wille H., Woste L. Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere // Opt. Lett. 2000. V. 25. N 18. P. 1397–1399.
4. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Интегральные параметры мощного фемтосекундного лазерного излучения при филаментации в воздухе // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18. № 7. С. 574–579.
5. Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997. 200 с.

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. *Коробкин В.В., Сазонов В.Н.* О точном решении нелинейного интегродифференциального уравнения, описывающего распространение волновых пучков в нелинейной среде // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 1981. Т. 81. Вып. 4. С. 1195–1204.
8. *Fontaine B.La., Vidal F., Jiang Z., Chien C.Y., Comtois D., Desparois A., Johnston T.W., Kieffer J.-C., Pépin H., Mercure H.P.* Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air // *Phys. Plasm.* 1999. V. 6. N 5. P. 1615–1621.
9. *Rodriguez M., Bourayou R., Méjean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Scholz A., Stecklum B., Eisloffel J., Laux U., Hatzes A.P., Sauerbrey R., Woste L., Wolf J.P.* Kilometer-range nonlinear propagation of femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. 036607.
10. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Филаментация мощного частотно-модулированного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере на вертикальной трассе // *Оптика атмосф. и океана.* 2005. Т. 18. № 10. С. 868–872.

*A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints.* **Self-focusing of high-power femtosecond laser radiation in atmosphere under conditions of parameter control.**

Different methods of control of spatial location of high-power femtosecond laser radiation filamentation zone at its self-focusing in the atmosphere are considered. They are: spatial beam focusing, frequency beam modulation, and beam profiling. The range of modification of radiation parameters (the nonlinear beam focus control is realized upon) is determined using numerical solution of the nonlinear Schrödinger equation from the point of view of the most effective light energy arrival to the receiver.