

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.373

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц

Интегральные параметры мощного фемтосекундного лазерного излучения при филаментации в воздухе

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 29.03.2005 г.

Проведены теоретические исследования основных эффективных параметров мощного фемтосекундного лазерного излучения (коэффициента передачи энергии, эффективного радиуса, эффективной длительности, предельной угловой расходимости, эффективной интенсивности) при его распространении на атмосферной горизонтальной трассе в режиме филаментации. Показано, что процесс самовоздействия данного излучения характеризуется формированием слоя нелинейности, после которого распространение излучения происходит в линейном режиме с предельной расходимостью, меньшей, чем начальная дифракционная расходимость пучка. Эффективная длительность импульса, а также его эффективный радиус после прохождения слоя нелинейности возрастают, причем их значения в основном определяются начальной мощностью пучка и слабо зависят от его начальной пространственной фокусировки. Коэффициент пропускания энергии фемтосекундного импульса ниже, чем в линейной среде, и имеет тенденцию к понижению с увеличением мощности излучения.

Введение

Распространение мощного лазерного излучения фемтосекундной длительности через газовую и конденсированную среду происходит в нелинейном режиме и приводит к существенным изменениям временных, пространственных и спектральных характеристик светового пучка [1]. Известно, что для стационарного самовоздействия лазерного излучения трансформацию его энергетических характеристик удобно изучать на языке эффективных параметров, таких как коэффициент передачи мощности (энергии), радиус пучка, угловая расходимость, интенсивность, которые характеризуют глобальные изменения, происходящие со световым пучком. В ряде случаев, например при стационарной самофокусировке в кубичной среде [2], тепловом самовоздействии длинных лазерных импульсов [3], для некоторых из эффективных характеристик удается записать уравнения, которые поддаются качественному либо количественному анализу.

Самовоздействие сверхкоротких лазерных импульсов в атмосферном воздухе происходит с участием большого набора физических факторов, которые определяют процесс распространения излучения и могут находиться в динамическом балансе друг с другом. Сюда относятся эффекты дифракции, керровской нелинейной рефракции, а также эффекты, происходящие на их фоне. Эти эффекты связаны с образованием ионизированного канала внутри пучка при многофотонном поглощении в сильном световом поле (нелинейная рефракция излучения и поглощение в плазме), а также с частотной дисперсией воздуха.

В общем случае для корректного описания самофокусировки фемтосекундных импульсов необ-

ходимо численное решение четырехмерного волнового уравнения для вектора электрического поля, что даже при современном состоянии вычислительных мощностей компьютеров является непростой задачей. Описание явления самофокусировки на языке эффективных характеристик светового излучения является продуктивным, поскольку удается проследить основные трансформации, происходящие с пучком в нелинейной среде, и осуществить прогноз его распространения на дистанциях, значительно превышающих длину дифракции исходного пучка.

В настоящей статье на основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера для комплексной огибающей поля пространственно-ограниченного фемтосекундного светового импульса, распространяющегося в атмосферном воздухе, исследуется изменение его эффективных параметров: коэффициента передачи энергии, эффективного радиуса, эффективной длительности, предельной угловой расходимости и эффективной интенсивности импульса. Устанавливаются зависимости данных величин от начальной мощности излучения и параметра пространственной фокусировки.

Интегральные параметры светового импульса

Одним из основных интегральных параметров лазерного импульса является коэффициент передачи световой энергии после прохождения пучком дистанции z :

$$T_e(z) = E(z)/E_0, \quad (1)$$

где $E(z)$, E_0 — текущее и начальное значения полной энергии светового импульса.

Другим интегральным параметром является эффективный радиус светового пучка R_e , квадрат которого определяется как нормированный момент второго порядка от поперечного профиля плотности энергии излучения $w(\mathbf{r}_\perp, z)$:

$$R_e^2(z) = \frac{1}{E(z)} \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp [w(\mathbf{r}_\perp, z) |\mathbf{r}_\perp|^2] - R_g^2(z). \quad (2)$$

В (2)

$$R_g(z) = 1/E(z) \int_{\mathbf{R}_\perp} d\mathbf{r}_\perp [\mathbf{r}_\perp w(\mathbf{r}_\perp, z)]$$

— координата центра тяжести пучка. Очевидно, что для пучков с симметричным пространственным профилем интенсивности центр тяжести пучка всегда расположен на его оси, если среда первоначально оптически однородна. Поэтому в дальнейшем будем полагать $R_g = 0$.

Аналогичным образом для нестационарного самовоздействия можно ввести в рассмотрение и эффективную длительность импульса t_{pe} , определяемую по временному профилю полной мощности пучка $P(t; z)$:

$$t_{pe}^2(z) = \frac{1}{E(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dt [t^2 P(t; z)] - t_{pg}^2(z), \quad (3)$$

где

$$t_{pg} = 1/E(z) \int_{-\infty}^{\infty} dt [t P(t; z)]$$

— временное положение максимума мощности в каждой точке оптической трассы.

Также важен и параметр

$$\theta_e^2(z) = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 R_e^2}{dz^2} \right), \quad (4)$$

который при $z \rightarrow \infty$ определяет квадрат предельной угловой расходимости пучка θ_{∞}^2 .

Использование интегральных параметров при описании распространения светового пучка, по сути дела, равносильно замене реального пространственно-временного профиля интенсивности равномерным распределением в круге с радиусом $R_e(z)$, прямоугольным по времени с длительностью $t_{pe}(z)$ и эффективной интенсивностью

$$I_e(z) = E(z) / (\pi R_e^2(z) t_{pe}(z)). \quad (5)$$

С помощью введенных интегральных величин (1)–(5) проанализируем основные стадии нестационарной самофокусировки фемтосекундного лазерного импульса.

Математическая модель самофокусировки фемтосекундного светового импульса в воздухе

Основой для численных расчетов служило нелинейное уравнение Шредингера, описывающее рас-

пространение электромагнитной волны в среде в приближении медленно меняющейся амплитуды поля. Для комплексной огибающей электрического поля световой волны $U(\mathbf{r}_\perp, z; t)$ в системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса, данное уравнение имеет вид (см., например, [4]):

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0 k_0} \nabla_\perp^2 + i \frac{k_0''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) -$$

$$- i k_0 n_2 \left\{ (1 - f_R) |U|^2 + f_R \int_{-\infty}^{\infty} dt' \Lambda(t - t') |U(t')|^2 \right\} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) +$$

$$+ \frac{\eta_{cas}}{2} (1 + i \omega_0 \tau_c) \rho_e(t) U(\mathbf{r}_\perp, z; t) +$$

$$+ \frac{\eta_{MPA}^{(m)}}{2} |U|^{2m-1} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) = 0, \quad (6)$$

где ω_0 — центральная частота лазерного излучения; $k_0 = n_0 \omega_0 / c$ — волновое число; $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$ — дисперсия групповой скорости; n_2 — коэффициент при нелинейной добавке к показателю преломления газа n_0 ; f_R — удельная доля инерционного эффекта Керра с функцией отклика $\Lambda(t - t')$ [5] в суммарном изменении нелинейного показателя преломления (обычно принимают $f_R = 0,5$); τ_c — характерное время столкновения электронов; $\eta_{MPA}^{(m)}$, η_{cas} — скорость m -фотонной и каскадной ионизации газа соответственно. В уравнении (6) 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 ионизации газа.

Изменение концентрации свободных электронов ρ_e рассчитывалось согласно модели квазиравновесной плазмы без учета рекомбинационных потерь:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = \frac{\eta_{MPA}^{(m)}}{m \hbar \omega_0} |U|^{2m} + \frac{\eta_{cas}}{\Delta E_i} \rho_e |U|^2,$$

где ΔE_i — эффективный потенциал ионизации молекул воздуха.

Результаты и их обсуждение

В бездиссипативной среде с нелинейностью керровского типа в отсутствие частотной дисперсии и нелинейных аббераций пучка величины T_e , θ_e^2 , t_{pe} являются инвариантами по z вплоть до нелинейного фокуса, что отражает квадратичную зависимость эффективного радиуса по продольной координате и постоянство его временного профиля [6]. При самофокусировке сверхкороткого излучения в результате многофотонной ионизации среды в областях максимальной интенсивности возникает плазма, которая обуславливает нелинейное поглощение световой волны

и ее дефокусировку. Совместное проявление эффектов керровской самофокусировки и дефокусировки в плазме приводит к сильной фазовой самомодуляции излучения и нарушает инвариантность данных параметров.

На рис. 1–3 показаны зависимости вдоль трассы распространения нормированных параметров

$$\bar{R}_e^2(z) = R_e^2(z)/R_0^2; \quad \bar{\theta}_e^2 = (d^2 R_e^2/dz^2)(k_0^2 R_0^2/2);$$

$$\bar{t}_{pe}(z) = t_{pe}(z)/t_p \quad \text{и} \quad \bar{I}_e(z) = I_e(z)/I_0,$$

полученные при численном моделировании самовоздействия в атмосферном воздухе лазерного импульса с гауссовским пространственно-временным профилем и следующими параметрами: длина волны $\lambda_0 = 810$ нм, длительность $t_p = 80$ фс, радиус $R_0 = 1$ мм, начальный радиус кривизны фазового фронта $F = 1,2L_R$, пиковая мощность $P_0 = 15P_c$ (критическая мощность самофокусировки $P_c = 3,2$ ГВт). Здесь же приведено изменение с расстоянием квадрата

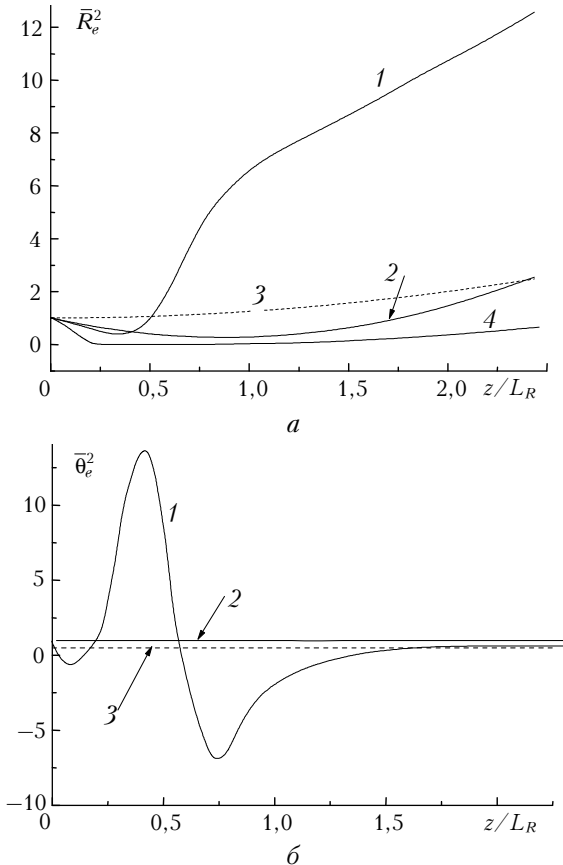


Рис. 1. Квадрат нормированного эффективного радиуса \bar{R}_e^2 фемтосекундного пучка при его распространении в воздухе: полная модель (1); линейная дифракция сфокусированного (2) и коллимированного (3) пучков; квадрат радиуса $(R_f/R_0)^2$ филаментированной части пучка (4) – а; зависимость параметра $\bar{\theta}_e^2$ от продольной координаты при распространении светового пучка в воздухе в режиме самовоздействия (1) и линейной дифракции (2, 3); кривая 3 показывает линейное распространение коллимированного пучка – б (параметры излучения те же)

геометрического размера пучка R_f , определяемого по полувысоте максимума плотности энергии пучка. Все зависимые величины нормированы на свое начальное значение при $z = 0$, а сама переменная z нормирована на рэлеевскую длину пучка $L_R = 1/2(k_0 R_0^2)$.

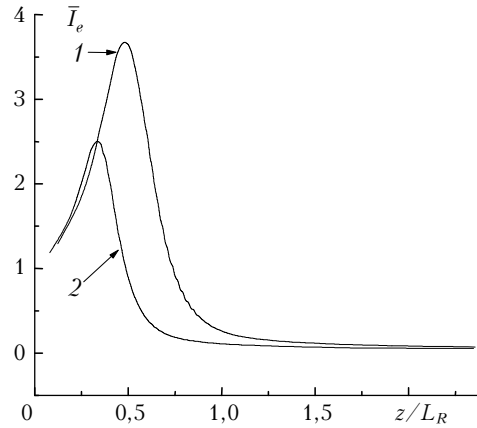


Рис. 2. Пространственное изменение эффективной интенсивности излучения \bar{I}_e вдоль трассы распространения для пучков с начальной пиковой мощностью $P_0 = 6P_c$ (1) и $15P_c$ (2)

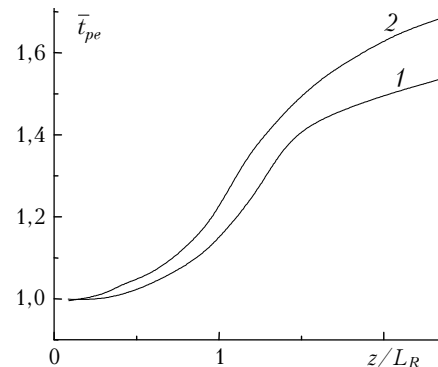


Рис. 3. Нормированная эффективная длительность лазерного импульса \bar{t}_{pe} в зависимости от эволюционной переменной. Параметры излучения соответствуют рис. 2

Из рис. 1 видно, что на первоначальной стадии самовоздействия происходит быстрое поперечное сжатие пучка за счет эффекта Керра. Рост пиковой интенсивности излучения (см. рис. 2) и связанное с этим сильное многофотонное поглощение приводят к ионизации среды и возникновению плазмы. Дефокусирующий эффект образующейся плазмы вместе с энергозатратами излучения на ее поддержание останавливают коллапс пучка, приводя к формированию на оси пучка устойчивого волноводного канала (филамента), имеющего квазибесселево пространственное распределение интенсивности (рис. 4) и слабую угловую расходимость. Поперечный размер филамента R_f в воздухе варьирует в диапазоне $\sim 75\div 150$ мкм при пиковой интенсивности в филаменте $\sim 10^{14}$ Вт/см². Координата начала филаментации z_f (локальный нелинейный фокус) зависит от начальной пиковой мощности импульса P_0 и с удов-

летворительной точностью для коллимированного излучения определяется по известной формуле [6]:

$$z_f = \frac{2L_R}{2,725\sqrt{(\eta^{1/2} - 0,852)^2 - 0,022}}, \quad \eta = P_0/P_c.$$

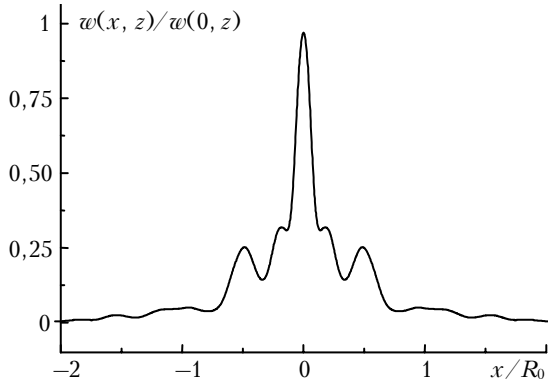


Рис. 4. Поперечный профиль (по координате x) нормированной плотности световой энергии лазерного пучка ($t_p = 80$ фс, $F = 1,2L_R$, $P_0 = 15P_c$) на удалении $z = 0,5L_R$ от начала трассы

Образование филамента не останавливает сжатия пучка как целого, в результате чего положение нелинейного фокуса z_{sf} , определяемое по минимуму эффективного радиуса R_e , оказывается справа (по координате z) от локального фокуса z_f . Само положение «глобального» фокуса z_{sf} соответствует величине, получаемой в рамках безаберрационной теории самофокусировки гауссовского пучка [6], при мощности пучка, равной пиковой мощности импульса, когда справедлива параболическая зависимость его эффективного радиуса от эволюционной переменной:

$$R_e^2(z) = R_e^2(0) \left[(1 - \eta) \left(\frac{z}{2L_R} \right)^2 + \left(1 - \frac{z}{F} \right)^2 \right].$$

Отсюда, полагая $R_e^2(z_{sf}) = 0$, при условии $\eta > 1$ получим положение точки самофокусировки пучка:

$$z_{sf} = \frac{\bar{F}L_R}{\sqrt{\eta - 1(\bar{F}/2) + 1}}, \quad \bar{F} = F/L_R.$$

Сразу после нелинейного фокуса происходит резкое увеличение эффективной площади пучка, причем его расходимость в окрестности точки z_{sf} (см. рис. 1, б) близка к расходимости сфокусированного гауссовского пучка в линейной среде с начальным радиусом кривизны фазового фронта $F = z_{sf}$. При этом, несмотря на сильное дифракционное уширение энергоемкой части пучка, радиус осевого филамента в целом не изменяется. Это указывает на пространственную стабильность филамента, достигаемую в результате динамического баланса между керровской фокусировкой, плазменной дефокусировкой и многофотонным поглощением вблизи оси пучка.

В этой же области становится заметным увеличение эффективной временной длительности лазерного импульса (см. рис. 3), происходящее за счет дисперсии групповой скорости света в воздухе. Если, исходя из рис. 3, оценить длину L_{ds} , на которой происходит увеличение эффективной длительности импульса в $\sqrt{2}$ раз, то окажется, что L_{ds} имеет порядок рэлеевской длины исходного пучка L_R . В то же время, будучи определенным по начальному профилю, $L_{ds}/L_R \sim 100$. Столь значительное сокращение дисперсионной длины связано с дроблением временного профиля исходного импульса на ряд существенно более коротких импульсов ($-0,1t_p$), происходящим на фоне сильной фазовой самомодуляции. Первоначально гауссовский по времени импульс трансформируется в последовательность разделенных во времени и пространстве отдельных импульсов, испытывающих значительно большее дисперсионное расплывание, чем исходный импульс.

Следующая пространственная область $z/L_R = 0,6 \div 1,6$ характеризуется снижением темпов роста эффективного радиуса пучка и уменьшением его угловой расходимости (см. рис. 1). Это является следствием последовательных рефокусировок периферийных зон пучка, имеющих меньшие значения интенсивности, на concentрических тороидальных нелинейных линзах, образовавшихся на предыдущей стадии вокруг филамента. Поперечное распределение плотности энергии светового пучка, как видно из рис. 4, подобно профилю пучка Гаусса-Бесселя, который имеет меньшую угловую расходимость, чем гауссовский.

За пределами данной «переходной» области зависимость $R_e^2(z)$ становится квадратичной и формируется предельная расходимость пучка θ_{∞} . Значение пространственной переменной $z \equiv L_N = 1,6L_R$, таким образом, можно считать некоторой условной границей слоя нелинейности среды, после которой эволюция эффективных параметров пучка подчиняется линейным законам дифракции. Как показывают расчеты, при увеличении начальной мощности светового пучка правая граница данного слоя нелинейности смещается в сторону меньших z , сама толщина слоя при этом сокращается.

Исходя из рис. 1 и 3, можно заключить, что изменения квадрата эффективного радиуса пучка $R_e^2(z)$ и эффективной длительности импульса $t_{pe}(z)$ после слоя нелинейности подчиняются следующим законам:

$$R_e^2(z) = R_{0N}^2 + \theta_{\infty}^2 (z - L_N)^2; \\ t_{pe}(z) = t_{pe}(L_N) \sqrt{1 + [(z - L_N)/L_{dsN}]^2}, \quad z \geq L_N,$$

т.е. совпадают с известными зависимостями для линейного режима распространения пучка в среде с дисперсией, характеризуемой новой эффективной длиной L_{dsN} . Для рассмотренных в расчетах параметров излучения $L_{dsN} \approx L_N$.

На рис. 5 приведено значение коэффициента передачи энергии светового пучка T_e , достигаемое на

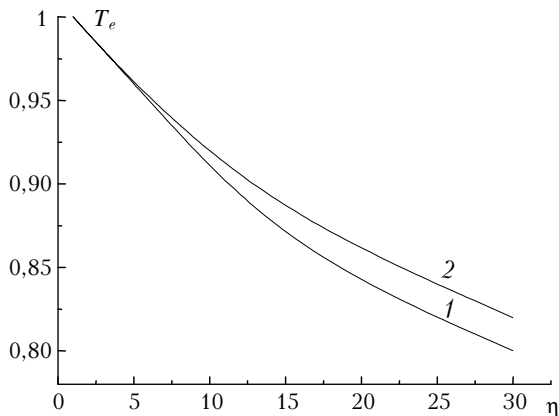


Рис. 5. Зависимость коэффициента передачи энергии T_e от относительной начальной мощности светового пучка с $F = 0,6L_R$ (1) и $1,2L_R$ (2) при $z = 2L_R$

дистанции $z = 2L_R$ при различной начальной мощности излучения. Видно, что более мощные пучки приводят к большим нелинейным потерям на трассе. Причем, как показывают расчеты, основным каналом диссипации световой энергии является многофотонное поглощение в газе, формирующее плазменный шнур на оси пучка. Вследствие этого пучки с более острой фокусировкой (и, следовательно, большей интенсивностью в зоне «глобального» фокуса) приводят к относительно большим нелинейным потерям по сравнению с длиннофокусными пучками и характеризуются более низким коэффициентом передачи энергии к концу трассы. Однако в целом влияние пространственной фокусировки пучка на величину T_e мало.

Зависимость нормированной предельной угловой расходимости $\bar{\theta}_{\infty} = \theta_{\infty}/\theta_D$, где $\theta_D = (k_0 R_0)^{-1}$ — дифракционная расходимость исходного пучка, от относительной мощности пучка η и различной начальной кривизны его фазового фронта F приведена на рис. 6. Параметр $\bar{\theta}_{\infty}$ оценивался нами по его величине в точке $z = 2L_R$. Видна общая тенденция к снижению предельной расходимости с увеличением мощности пучка, причем при $\eta > 20$ угловая расходимость становится даже ниже, чем у коллимированного пучка ($F \rightarrow \infty$) того же начального радиуса в линейной среде. Более того, на предельную расходимость мощных пучков практически не оказывает влияния их первоначальная пространственная фокусировка. Интерполяционный анализ уровня, к которому стремятся значения $\bar{\theta}_{\infty}$ при больших η , показал, что он примерно соответствует величине линейной дифракционной расходимости коллимированного гауссовского пучка с начальным радиусом $R_{0N} = R_e(L_N)$, в данном случае $R_{0N} = 3R_0$ (рис. 6, кривая 6).

Если отдельно рассмотреть пространственную динамику центральной части пучка, то можно увидеть области, в которых формируется световой филамент, и, как следует из рис. 6 (кривая 7), после распада филамента угловая расходимость центральной части остается приблизительно постоянной вне

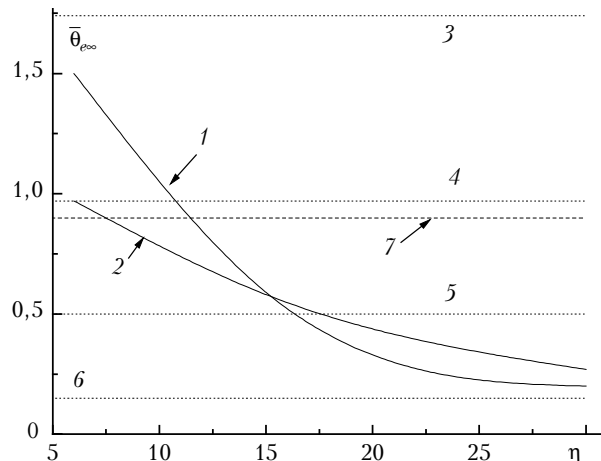


Рис. 6. Нормированная предельная эффективная угловая расходимость лазерного пучка $\bar{\theta}_{\infty}$ в зависимости от начальной пиковой мощности при нестационарном самовоздействии (1, 2) и при линейной дифракции в воздухе (3–6). Условия фокусировки пучка соответствуют: $F = 0,6L_R$ (1, 3); $1,2L_R$ (2, 4). Линии 5 и 6 показывают параметр $\bar{\theta}_e$ коллимированного излучения с $R_0/R_{0N} = 1$ и 3 соответственно. Линия 7 — угловая расходимость центральной части пучка после разрушения филамента

зависимости от вариации η . При этом значение производной (dR_f/dz) существенно ниже угла, под которым распространялся бы световой пучок радиусом R_f в линейной среде.

На рис. 7 в относительных величинах показана зависимость R_{0N} от параметра мощности η . Наряду с ростом «граничного» эффективного радиуса пучка и увеличением его мощности, наблюдается и насыщение в данной зависимости, причем кривые с разным значением параметра фокусировки F , как и в случае с $\bar{\theta}_{\infty}$, стремятся к одному уровню.

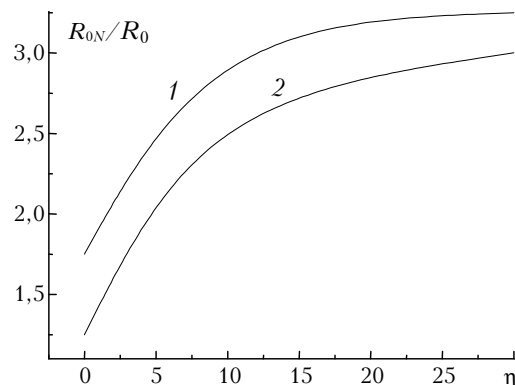


Рис. 7. Зависимость нормированного эффективного радиуса светового пучка R_{0N} на выходе из нелинейного слоя от начальной мощности излучения при $F = 0,6L_R$ (1) и $1,2L_R$ (2)

Следует заметить, что численные расчеты, результаты которых представлены в настоящей работе, проводились для идеального пространственного профиля светового пучка и при отсутствии турбулентности в среде. В этом случае при самовоздействии импульсов максимум интенсивности излучения на-

ходится на оси пучка и возникает только один осевой филамент. Возмущения амплитуды и фазы световой волны, возникающие из-за неидеальности формирующей пучок оптической системы и влияния турбулентности среды распространения, в ряде случаев приводят к множественной филаментации по всему сечению фемтосекундного пучка, которая тем более выражена, чем выше его мощность.

Данный режим самовоздействия изменит приведенные здесь конкретные значения эффективных характеристик излучения, увеличит слой нелинейности среды и предельную угловую расходимость пучка. Однако общие закономерности эволюции эффективных параметров лазерного импульса (существование трех пространственных зон: область фокусировки, переходная зона, линейный участок), по нашему мнению, останутся прежними.

Заключение

В статье на основе анализа интегральных характеристик светового пучка (коэффициент передачи энергии, эффективный радиус, эффективная длительность, предельная угловая расходимость, эффективная интенсивность) был исследован процесс нестационарной самофокусировки фемтосекундного лазерного излучения в атмосферном воздухе.

Расчет эффективных параметров пучка проводился, исходя из численного решения нелинейного уравнения Шредингера с учетом эффектов дифракции, дисперсии групповой скорости светового импульса, керровской самофокусировки, многофотонного поглощения и плазменной дефокусировки излучения.

Установлено, что, исходя из эволюции эффективных параметров вдоль оптической трассы, можно выделить три пространственные области, отражающие различные стадии нестационарной самофокусировки излучения: область поперечного сжатия пучка и формирования филамента, область резкого увеличения эффективной площади пучка после «глобаль-

ного» нелинейного фокуса, область линейной дифракции излучения.

Анализ показывает, что к концу второй области, являющейся границей слоя нелинейности среды L_N , световой пучок «забывает» о своих начальных масштабных параметрах и распространяется в линейном режиме.

Эффективные параметры излучения T_e , R_{0N} , $t_{pe}(L_N)$ и θ_{∞} определяются в основном мощностью пучка и слабо зависят от его начальной пространственной фокусировки. С увеличением начальной мощности светового пучка увеличиваются его эффективный размер и эффективная длительность на границе слоя нелинейности среды, а предельная расходимость уменьшается. В то же время сама толщина слоя нелинейности сокращается.

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

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
2. Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И. Усредненное описание волновых пучков в линейных и нелинейных средах // Изв. вузов. Радиофиз. 1971. Т. 14. № 9. С. 1453.
3. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.
4. Андрианов К.Ю., Кандидов В.П., Косарева О.Г., Чин С.Л., Талептур А., Петин С., Луи В., Ивасаки А., Надё М.-К. Влияние качества пучка на филаментацию мощного лазерного импульса в воздухе // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. № 8. С. 1091–1102.
5. Blow K.J., Wood D. Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers // IEEE J. Quantum Electron. V. 25. 1989. P. 2665–2673.
6. Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997. 200 с.

A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints. Integral parameters of high-power femtosecond laser radiation during filamentation in air.

The main effective parameters of high-power femtosecond laser radiation (energy transfer coefficient, effective radius, effective duration, limiting angular divergence, and effective intensity) during its propagation along an atmospheric horizontal path under the conditions of filamentation have been investigated theoretically. It is shown that the process of self-action of this radiation is characterized by formation of a nonlinearity layer, after which the radiation propagates linearly with the limiting divergence lower than the initial diffraction-limited divergence of the beam. The effective pulse duration and the effective beam radius increase after the passage through the nonlinearity layer, and their values are mostly determined by the initial beam power and weakly depending on the initial spatial focusing of the beam. The coefficient of energy transmission for the femtosecond pulse is lower than in the linear medium and has a tendency to decrease with the increase of the power.