

## Самовоздействие острофокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе в режиме филаментации. Лабораторные и численные эксперименты

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 СО РАН им. В.Е. Зуева  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

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

Поступила в редакцию 21.05.2008 г.

Представлены результаты исследований влияния самофокусировки мощного лазерного излучения фемтосекундной длительности на пространственную энергетическую структуру пучка. Приведены экспериментальные данные по поперечному распределению плотности энергии острофокусированного излучения Ti:Sa-лазера после его филаментации в атмосферном воздухе, и проведена их интерпретация на основе модели нелинейного уравнения Шредингера. Показано, что наилучшее согласие теории и эксперимента наблюдается при учете в теоретической модели изменения характера нелинейного отклика среды, реализующегося при высоких значениях интенсивности излучения в нелинейном фокусе пучка. Это выражается в смене физического механизма ионизации молекулы излучением с многофотонного на туннельный, в полной безынерционности керровской нелинейности и включении механизма ее насыщения за счет нелинейности среды более высокого порядка по полю.

*Ключевые слова:* лазерное излучение, самофокусировка, филаментация, плазма, расходимость.

### Введение

Распространение мощного лазерного фемтосекундного импульса в средах носит характер самовоздействия [1]. Керровская нелинейность среды приводит к эффектам локальной и глобальной пространственной фокусировки лазерного пучка. При локальной фокусировке вдоль трассы распространения возникает последовательность фокусов. Интенсивность вблизи каждого такого фокуса составляет  $\sim 10^{13} \div 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (на длине волны лазерного излучения 800 нм). Эта последовательность фокусов формирует либо одиночный световой филамент, либо множество филаментов, распределенных по сечению пучка [2]. Характерный поперечный размер филамента, как правило, не превышает 100 мкм.

В интегральном плане лазерный пучок испытывает глобальную самофокусировку [3]. После нее, вследствие действия дифракции, происходит дефокусировка пучка как целого. Положение глобального фокуса по трассе и величина угла расходимости

светового пучка связаны с начальными характеристиками излучения и параметрами области филаментации, например эффективной длиной филамента. С эффективной длиной связана ширина спектра свечения суперконтинуума, формирующегося в результате фазовой самомодуляции, и его спектральная энергия [4]. Таким образом, по измерению в эксперименте углов расходимости излучения после области филаментации становится возможным прогноз эффективных параметров самих филаментов.

В работе [2] в лабораторном эксперименте было установлено, что параметр угловой расходимости фемтосекундного пучка, определяемый как  $M^2 = \theta_g / \theta_d$  ( $\theta_g$  – расходимость пучка после глобальной самофокусировки;  $\theta_d$  – начальная расходимость пучка), зависит от отношения  $\eta = P_0 / P_c$  ( $P_0$  – пиковая мощность пучка;  $P_c$  – критическая мощность самофокусировки). Такая зависимость была установлена в результате обработки всего массива экспериментальной информации, полученной в режимах образования одиночного и множества филаментов.

Для осуществления прогнозных оценок необходимо выбрать такую физическую модель исследуемого процесса, которая наиболее адекватно описывает экспериментальные данные. Наиболее хорошо развитой к настоящему времени является модель одиночной филаментации, поэтому важно обеспечить

\* 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).

проведение лабораторных экспериментов и их интерпретацию, находясь в рамках данного сценария филаментации. Здесь удастся установить однозначные соответствия между значениями параметров физической модели и результатами эксперимента.

Целью настоящей статьи является выбор параметров физической модели одиночной филаментации мощного фемтосекундного излучения в атмосферном воздухе путем сравнения данных лабораторных и численных экспериментов, описывающих угловое поведение среднеквадратического радиуса светового пучка после его глобальной самофокусировки.

## Лабораторный эксперимент

Экспериментальные исследования трансформации пространственных характеристик фемтосекундного излучения проводились в режимах одиночной и множественной филаментации. Целью экспериментов являлось изучение особенностей формирования пространственной структуры лазерного пучка в процессе его филаментации при острой фокусировке, исходя из предположения, что эти особенности связаны с процессами взаимодействия поля лазерного

излучения со средой в зоне филаментации. Эксперименты проводились при следующих параметрах лазерных импульсов: длительность импульса  $t_p = 60$  фс, длина волны  $\lambda = 800$  нм, энергия  $E_0 \sim 2,5-12$  мДж. Лазерное излучение фокусировалось сферическим зеркалом с фокусным расстоянием  $F = 86$  см. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

Регистрация пространственного распределения энергии по сечению пучка за областью фокусировки проводилась на расстоянии 543 см от фокусирующего зеркала с помощью CCD-камеры (PixelFly VGA, PCO Imaging, Kelheim, Germany,  $320 \times 240$  пикселей размером  $20 \times 20$  мкм, 12 бит). Контроль энергии лазерного импульса проводился пирокалориметром Molectron J25LP, который использовался также для калибровки измерительных фотодиодов. Длительность лазерного импульса на выходе лазерного комплекса и его временной контраст восстанавливались с помощью стандартной методики определения автокорреляционной функции импульса. Максимальная пиковая мощность лазерного излучения на выходе лазерного комплекса составляла  $\sim 0,2$  ТВт. Изображение автокорреляционной функции представлено на рис. 2, а.

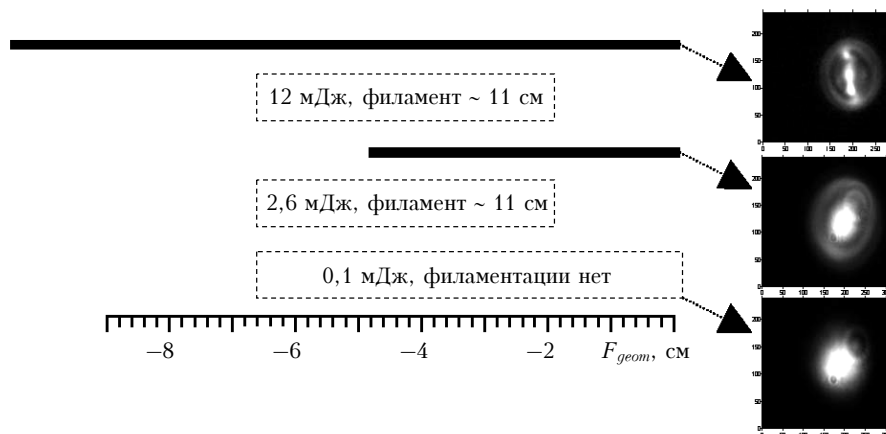
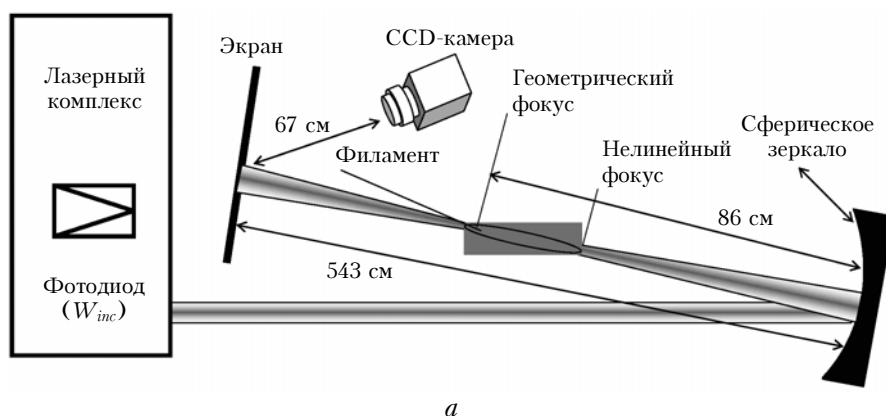


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента по измерению пространственной структуры лазерного пучка и положению филамента (а). Положение относительно геометрического фокуса и длина филамента при разной энергии лазерного импульса (б): энергия лазерного импульса и длина филамента указаны около соответствующих отрезков; справа приведены снимки поперечного профиля лазерного импульса на экране при соответствующих энергиях

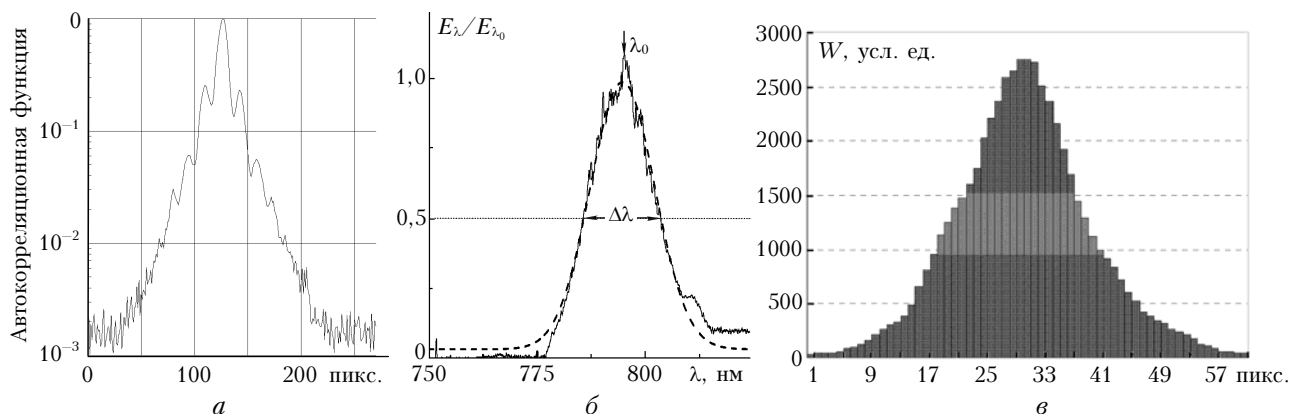


Рис. 2. Автокорреляционная функция (а) и спектр излучения лазерного импульса (б), распределение плотности энергии исходного пучка (в)

На рис. 2, б, в представлены спектр лазерного импульса и поперечное распределение интенсивности в пучке. Подробное описание лазерной фемтосекундной системы приведено в [2].

В эксперименте исследовалось поперечное распределение плотности энергии в лазерном пучке, измененное вдоль трассы распространения. Представленные на рис. 3 результаты получены на расстоянии  $z = 543$  см от фокусирующего зеркала.

Данные получены при различной начальной энергии в фемтосекундном импульсе, что для параметров излучения, использованных в эксперименте, соответствовало режимам самовоздействия при докритической (см. рис. 1, б, нижний снимок) и надкритической мощности (см. рис. 1, б, верхний и средний снимки) соответственно.

Из рис. 1 и 3 видно, что поперечное распределение плотности энергии пучка с увеличением мощности в импульсе эволюционирует от квазигaussianского типа (рис. 3, а), характерного для линейного распространения излучения в среде, до сложной пространственной структуры, состоящей из локализованной интенсивно светящейся центральной области, окруженной системой колец. Яркие пятна в центре пучка на снимках рис. 1, б (верхний, средний) представляют собой изображение каналированного излучения, сформировавшегося при филаментации пучка в зоне нелинейного фокуса и имеющего меньшую угловую расходимость, чем остальные области пучка. Число этих филаментов изменяется с повышением начальной мощности излучения от одного

при  $P_0 \approx 7P_c$  до трех при  $P_0 \approx 32P_c$ . Критическая мощность самофокусировки лазерного излучения в воздухе  $P_c = 3,2$  ТВт.

На рис. 4 более детально представлены вертикальный и горизонтальный разрезы поперечного профиля плотности энергии излучения, полученные при обработке распределений на рис. 3. Рис. 4 подтверждает факт, что распространение фемтосекундного излучения с докритической для самофокусировки мощностью происходит в линейном режиме, как и для пучка наносекундной длительности. Превышение начальной мощности над критической мощностью  $P_c$  в несколько раз приводит к прогрессирующему поперечному сжатию центральной части лазерного пучка, его пространственной модуляции и образованию кольцевых структур вокруг каждого локального максимума и вокруг всего пучка в целом.

На рис. 5 показан ход среднеквадратического радиуса лазерного пучка (эффективного радиуса, см. ниже)  $R_e$  вдоль оптической трассы для диапазона начальных энергий излучения, когда реализуется одиночная филаментация пучка ( $E_0 \leq 5$  мДж).

Представлены также соответствующие данные для линейного режима распространения маломощного наносекундного излучения на той же трассе. Для построения кривых использовались экспериментальные данные по измерению поперечного профиля плотности энергии фемтосекундного пучка, которые обрабатывались следующим образом. На первом этапе из экспериментальных данных с помощью цифровой

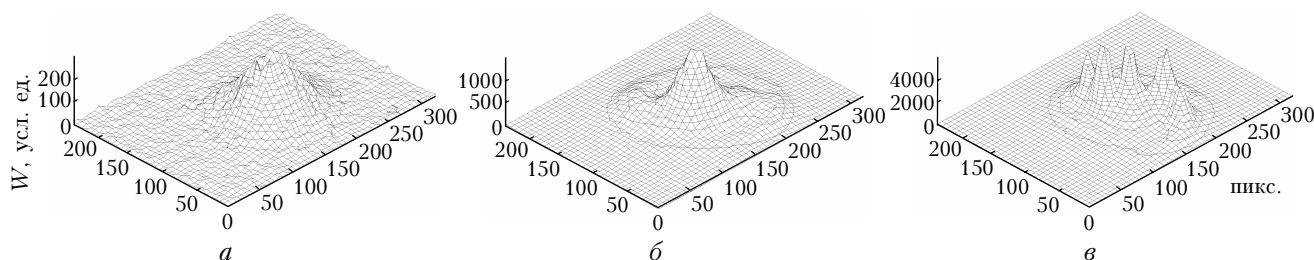
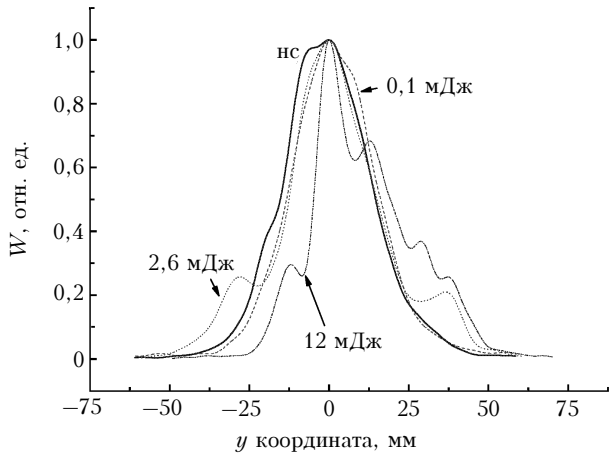
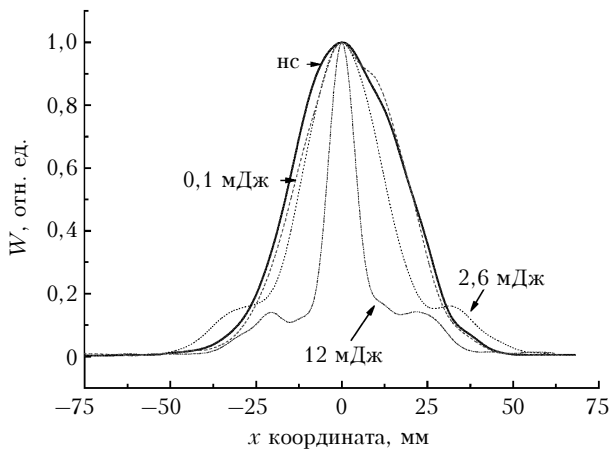


Рис. 3. Восстановленные по фотографиям (см. рис. 1, б) поперечные распределения плотности энергии в лазерном пучке за область фокусировки при его распространении в воздухе ( $z = 543$  см) с начальной энергией  $E_0 = 0,1$  (а); 2,6 (б); 12 мДж (в)



а



б

Рис. 4. Вертикальный (а) и горизонтальный (б) разрезы поперечного профиля плотности энергии лазерного пучка, соответствующие распределениям на рис. 3. Сплошная кривая – профиль пучка наносекундной длительности при линейном распространении

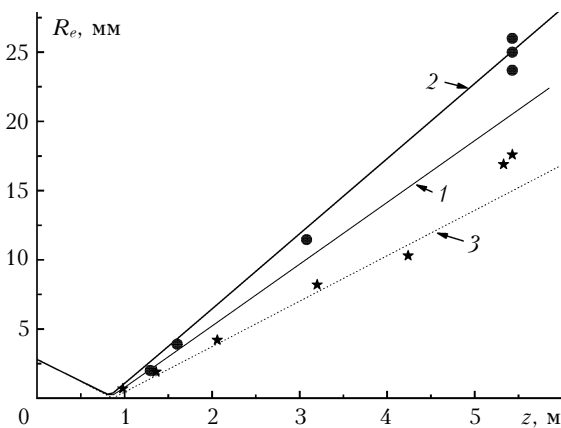


Рис. 5. Эволюция эффективного радиуса лазерного пучка вдоль трассы при фокусировке его в воздухе. Точками показаны результаты обработки экспериментальных данных: кружки – фемтосекундные импульсы с  $E_0 = 2\div 5$  мДж; звездочки – наносекундное излучение. Линии – численный расчет самовоздействия фемтосекундного импульса по модели МФИ (1), ППТ (2). Кривая 3 – линейный режим распространения излучения

спектральной фильтрации вычитались фоновая и шумовая составляющие сигнала. Затем отфильтрованные данные анализировались специализированным пакетом программ, вычисляющим пиковые и усредненные характеристики измеренных профилей.

Эффективный радиус пучка  $R_e$  определяется по формуле

$$R_e(z) = \left[ \frac{1}{E(z)} \iint_{R_{\perp}} d^2 r_{\perp} W(r_{\perp}, z) (r_{\perp} - r_{gr})^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $W$  – плотность энергии излучения;  $E = \iint_{R_{\perp}} d^2 r_{\perp} W(r_{\perp}, z)$  – полная энергия импульса;

$R_{\perp}$  – пространственная область, в пределах которой осуществлялись измерения величин (площадь поверхности матрицы CCD-камеры);  $r_{gr} = \frac{1}{E(z)} \iint_{R_{\perp}} W(r_{\perp}, z) r_{\perp} d^2 r_{\perp}$  – радиус-вектор центра тяжести

поперечного распределения плотности энергии пучка. Среднеквадратический радиус, таким образом, характеризует эффективный размер области, в которой сосредоточено не менее 50% всей энергии пучка. Заметим, что его величина может значительно отличаться от значения, рассчитанного по какому-либо фиксированному уровню интенсивности.

В первую очередь обращает на себя внимание резкое увеличение расходимости фемтосекундного излучения после прохождения им области геометрического фокуса по сравнению с режимом маломощного излучения. Оценка прироста нелинейной угловой расходимости пучка  $\theta_g$  дает примерно  $10^\circ$ . Очевидно, что данный рост расходимости связан с фазовой самомодуляцией и филаментацией мощного фемтосекундного импульса, происходящей в среде вследствие эффектов Керра и плазменной нелинейности. В результате совместного проявления этих эффектов происходят значительные искажения пространственной структуры излучения. На поперечном профиле плотности энергии пучка это выражается в появлении достаточно ярко выраженных колец (см. рис. 3, б, в), которые формируются в результате интерференции светового поля, прошедшего локальный нелинейный фокус, и поля на периферии пучка.

## Численный эксперимент

Интерпретация полученной экспериментальной информации проводилась на основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), моделирующего самовоздействие ультракороткого лазерного импульса в воздухе. В используемой модели учитывались эффекты угловой расходимости световой волны в присутствии частотной дисперсии воздуха, а также основные физические механизмы нелинейности среды для сверхкороткого излучения: мгновенный и инерционный эффекты Керра, поглощение при многофотонной ионизации среды (МФИ) в образовавшейся плазме, а также рефракция излучения плазмой.

Соответствующее уравнение, записанное для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля световой волны  $A(\mathbf{r}_\perp, z, t)$ , имеет следующий вид [3]:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0} \nabla_\perp^2 + i \frac{k''_\omega}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} A(\mathbf{r}_\perp, z; t) - ik_0 n_2(t) A(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \frac{\sigma_{cas}}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho_e(\mathbf{r}_\perp, z; t) A(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \frac{W_I(I)}{2I} \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e) A(\mathbf{r}_\perp, z; t) = 0; \quad (2)$$

$$n_2(t) = n_2 \left\{ (1 - \mu) I + \mu \int_{-\infty}^{\infty} dt' \Lambda(t - t') I(t') \right\},$$

где  $I(\mathbf{r}_\perp, z, t) = (cn_0/8\pi) |A(\mathbf{r}_\perp, z, t)|^2$  – интенсивность излучения;  $W_I(I)$  – вероятность фотоионизации среды;  $k_0 = n_0\omega_0/c$  – волновое число;  $\omega_0$  – центральная частота лазерного излучения;  $k''_\omega = \partial^2 k / \partial \omega^2$  – дисперсия групповой скорости светового импульса в воздухе;  $n_2$  – коэффициент нелинейности в выражении для показателя преломления газа  $n_0$  (на длине волны  $\lambda_0 = 800$  нм в атмосферном воздухе обычно принимают  $k''_\omega = 0,21$  фс<sup>2</sup>/см,  $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт);  $\mu$  – удельная доля инерционного эффекта Керра с функцией временного отклика  $\Lambda(t - t')$  в суммарном изменении нелинейного показателя преломления (обычно  $\mu = 0,5$ );  $\tau_c = 350$  фс – характерное время столкновения электронов с ионами;  $\rho_e$  – плотность свободных электронов;  $\sigma_{cas}$  – сечение каскадной ионизации атомов газа;  $\Delta E_i$  – энергия ионизации атома.

Инерционная составляющая в Керр-эффекте связана с конечным временем ориентации анизотропных молекул вещества вдоль вектора электрического поля. Данная инерционность отклика учитывалась в рамках модели затухающего осциллятора [12]:  $\Lambda(t) = \theta(t) \Omega_R \exp(-t/\tau_d) \sin \Omega_R t$ , где  $\Omega_R$  – частота колебаний молекулы;  $\tau_d$  – характерное затухание (для атмосферного азота обычно используют значения  $\Omega_R \approx 20$  ТГц;  $\tau_d \approx 70$  нс);  $\theta(t)$  – функция Хэвисайда.

Процедура численного интегрирования НУШ проводилась с использованием методики разбиения на каждом шаге по эволюционной переменной  $z$  исходной задачи на две подзадачи: нелинейную, где рассчитывается формирование нелинейной фазы поля, и линейную, где в результате дифракции и дисперсии волнового пакета с определенным на предыдущем шаге фазовым фронтом происходит преобразование амплитуды поля. Для повышения устойчивости счета использовалась комбинация спектрального метода Фурье (по времени), неявной трехслойной разностной схемы типа схемы Кранка – Николсона (по поперечным координатам) и адаптивной коррекции сеточного шага по эволюционной переменной.

Мгновенная плотность свободных электронов в среде рассчитывалась согласно модели квазиравновесной плазмы Друде без учета рекомбинационных потерь:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_I(I) (\rho_{nt} - \rho_e), \quad (3)$$

где  $\rho_{nt}$  – плотность нейтральных атомов (молекул).

В качестве модели фотоионизации газа нами была первоначально выбрана модель многофотонной ионизации, согласно которой вероятность ионизации выражается степенной зависимостью от интенсивности световой волны (рис. 6):

$$W_I(I) = \frac{\eta_{MFA}^{(m)}}{\rho_{nt} m \hbar \omega_0} I^m, \quad (4)$$

где  $\eta_{MFA}^{(m)}$  – коэффициент  $m$ -фотонного поглощения.

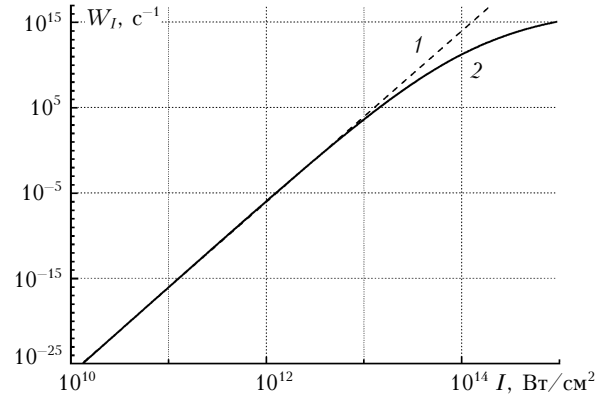


Рис. 6. Вероятность фотоионизации молекулы азота в зависимости от интенсивности излучения по модели МФИ (1) и ППТ (2). Расчет выполнен по формулам (4), (5)

Результаты расчетов эффективного радиуса светового пучка для этого случая показаны кривой 1 на рис. 5. Оказалось, что при выборе стандартных значений параметров оптической нелинейности в НУШ (будет пояснено ниже) и модели МФИ расчет дает занижение расходимости пучка после нелинейного фокуса в сравнении с фактической почти в 2 раза.

Об этом свидетельствует и сравнение поперечных профилей плотности световой энергии излучения в конце оптической трассы ( $z = 543$  см) (рис. 7).

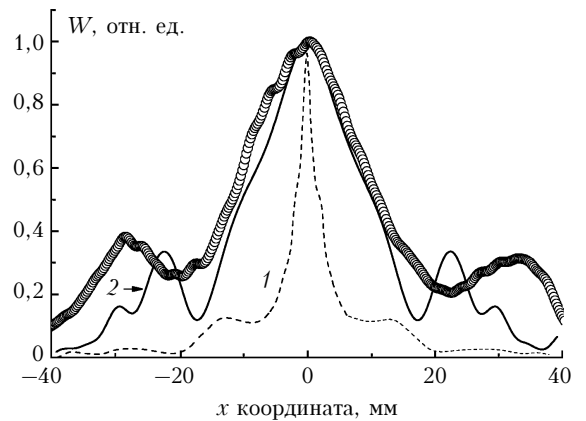


Рис. 7. Поперечный профиль (горизонтальное сечение) плотности лазерной энергии фокусированного пучка в точке  $z = 543$  см при начальной относительной мощности импульса  $\eta = 7$ . Экспериментальные данные показаны кружками; численный расчет дан при учете ионизации воздуха по моделям МФИ (1) и ППТ (2)

Экспериментально измеренный профиль имеет значительно более широкий пространственный масштаб, чем это следует из численного моделирования.

Причину этого мы видим в существовании особенностей самовоздействия светового пучка с остросфокусированной геометрией, а именно – в изменении самого характера нелинейного отклика среды при высоких значениях интенсивности излучения.

Действительно, согласно нашим расчетам, максимальная интенсивность, реализующаяся в зоне геометрического фокуса пучка для условий моделируемого эксперимента, может достигать  $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. При таких значениях интенсивности оптического поля, по свидетельству ряда экспериментальных и теоретических исследований [5–7], возможна смена механизма ионизации молекулы излучением: он перестает быть чисто многофотонным и приобретает характер туннелирования атомных электронов под потенциальным барьером ионизации. Это выражается в снижении скорости роста  $W_I$  при увеличении интенсивности излучения, как показано на рис. 6 (кривая 2). Для учета данного эффекта в литературе широко используется модель ионизации Переломова – Попова – Терентьева (ППТ) [8]. Согласно модели ППТ вероятность ионизации  $W_I(I)$  уровня с энергией связи  $\Delta E_i$ , орбитальным моментом  $l$  и его проекцией  $j$  на направление поля имеет вид

$$W_I(I) = \frac{\Delta E_i}{\hbar} |C_{nl}|^2 f_{lj} \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left( \frac{2A_a}{A} \right)^{2n^* - \frac{3}{2}} \times \\ \times (1 + \gamma^2)^{\frac{3}{4}} A_j(\gamma) \exp\left(-\frac{2A_a}{3A} g(\gamma)\right), \quad (5)$$

где  $\gamma = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 m_e \Delta E_i}{I}}$  – параметр Келдыша;  $A_a = = 3 \cdot 10^5$  В/м – напряженность внутриатомного поля;  $n^* = Z \sqrt{\Delta E_H / \Delta E_i}$  – эффективное главное квантовое число;  $Z$  – заряд атомного остатка;  $\Delta E_H$  – энергия ионизации атома водорода;  $\epsilon_0$  – универсальная электрическая постоянная. Выражения для остальных коэффициентов можно найти в [8].

Другой особенностью взаимодействия высокоинтенсивного излучения с газовой средой является изменение характера нелинейной поляризуемости среды, связанной с эффектом Керра. Это касается как сокращения времени реакции дипольных моментов молекул на изменение напряженности электрического поля световой волны [9], так и необходимости учета гиперполяризуемости среды, связанной с нелинейной восприимчивостью более высокого порядка по полю [10]. Первый процесс приводит к снижению доли инерционной составляющей  $n_2(t)$ , второй – к включению физического механизма насыщения керровского отклика среды. При этом нелинейный коэффициент преломления получает зависимость от интенсивности излучения  $I$  и представляется в виде  $n_2(I) = n_2 / (1 + I/I_{sat})$ , где  $I_{sat}$  – характерная интенсивность насыщения. Для атмосферного воздуха на длине волны излучения  $\lambda_0 = 800$  нм  $I_{sat} = 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> [11].

С учетом изложенных выше аргументов мы внесли соответствующие коррективы в численную модель распространения остросфокусированного фемтосекундного пучка. В результате оказалось, что наилучшее согласие теории и эксперимента наблюдается при переходе на ППТ-модель фотоионизации среды, полной безынерционности керровской нелинейности ( $\mu = 0$ ) и включения механизма ее насыщения.

Результаты расчетов эффективного радиуса и поперечного профиля плотности энергии пучка представлены на рис. 5, 7. Как видно, поведение эффективного радиуса пучка при использовании скорректированной теоретической модели наиболее точно соответствует его экспериментально определенным значениям. В то же время поперечный профиль плотности энергии пучка в конце оптической трассы (см. рис. 7) также обнаруживает хорошее согласие с экспериментом в центральной части пучка, однако определенное расхождение теории и эксперимента по-прежнему наблюдается в пространственном положении и интенсивности наиболее широкого кольца. Причем модельный профиль, показанный на рис. 7, является наилучшим приближением к имеющимся эмпирическим данным, которое удалось достичь варьированием параметров численной модели при выполнении условия равенства измеренного и рассчитанного эффективных радиусов пучка.

Модифицированная версия теоретической модели фокусированного распространения фемтосекундного излучения усиливает керровскую самофокусировку пучка за счет того, что эффективная величина коэффициента нелинейности  $n_2^* = E_0^{-1} \int n_2(t) P(t) dt$  выбирается на максимальном уровне:  $n_2^* = n_2$ . Одновременно происходит снижение блокирующего действия формирующейся в канале пучка плазмы за счет уменьшения скорости ионизации среды по модели ППТ при высоких интенсивностях излучения. Все эти факторы приводят в итоге к более сильному поперечному сжатию пучка в нелинейном фокусе. Более узкая фокальная перетяжка пучка способствует формированию более высокой нелинейной угловой расходимости излучения после прохождения им нелинейного фокуса, чем предполагается в модели со стандартными значениями параметров нелинейности, хорошо описывающей самовоздействие слабофокусированного или коллимированного излучения в воздухе [4, 12]. Наконец, механизм насыщения  $n_2$  служит своеобразным демпфирующим фактором, уменьшающим число последовательных рефокусировок излучения по трассе и, следовательно, число колец в поперечном распределении плотности энергии, что и наблюдается в эксперименте.

Итак, в данной статье представлены результаты лабораторных экспериментов по распространению в воздухе мощных лазерных импульсов фемтосекундной длительности при острой начальной пространственной фокусировке излучения. На основе эмпирических данных по поперечному распределению плотности энергии в лазерном пучке рассчитывалась эволюция вдоль трассы его среднеквадратического радиуса. Полученные данные затем сравнивались

с результатами численных расчетов, проведенных в рамках теоретической модели нелинейного уравнения Шредингера. Оказалось, что при острогофокусированной геометрии распространения излучения для получения наилучшего согласия теории и эксперимента необходим специальный подбор ряда параметров численной модели НУШ. Это касается соотношения инерционной и мгновенной составляющих керровской нелинейности среды, учета ее насыщения при высокой интенсивности излучения, а также использования ППТ-модели фотоионизации атомов газа вместо механизма МФИ. Указанные особенности, по нашему мнению, напрямую связаны с достижением высоких значений интенсивности световой волны ( $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) при совместном действии ее острой начальной фокусировки и керровской нелинейности.

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
2. Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Пестряков Е.В., Степанов А.Н., Трунов В.И. Лабораторные и численные эксперименты по прохождению мощного лазерного фемтосекундного излучения через воздушную и капельную среды // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. № 5. С. 413–419.
3. Zemlyanov A.A., Geints Yu.E. Zonal model of nonstationary self-focusing of femtosecond laser radiation in air: effective beam characteristics evolution // Europ. Phys. J. D. 2007. V. 42. N 1. P. 349–357.

4. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Спектральные, энергетические и угловые характеристики суперконтинуума, формируемого фемтосекундным лазерным излучением в воздухе // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. № 1. С. 40–47.
5. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можжев Е.И., Тамаров М.П. Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 429–436.
6. Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // Ж. эксперим. и теор. физ. 1964. Т. 47. Вып. 5. С. 1945–1956.
7. Talebpour A., Yang J., Chin S.L. Semi-empirical model for the rate of tunnel ionization of N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub> molecule in an intense Ti:sapphire laser pulse // Opt. Commun. 1999. V. 163. N 1–3. P. 29–32.
8. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // Ж. эксперим. и теор. физ. 1966. Т. 50. Вып. 5. С. 1393–1397.
9. Волкова Е.А., Попов А.М., Тихонова О.В. Нелинейный отклик молекулярной газовой среды, обусловленный ориентационными эффектами в поле интенсивного фемтосекундного лазерного импульса // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 3. С. 216–222.
10. Гольдберг В.Н., Таланов В.И., Эрм Р.Е. Самофокусировка аксиально-симметричных электромагнитных пучков // Изв. вузов. Радиофиз. 1967. Т. 10. № 5. С. 674–685.
11. Akozbek N., Bowden C.M., Talebpour A., Chin S.L. Femtosecond pulse propagation in air: variational analysis // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. N 4. P. 4540–4549.
12. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. Dynamics spatial replenishment of femtosecond pulses propagation in air // Opt. Lett. 1998. V. 23. N 5. P. 382–384.

*Yu.A. Geints, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, G.G. Matvienko, A.N. Stepanov.* **Self-action of sharply focused femtosecond laser radiation in air in filamentation regime. Laboratory and numerical experiments.**

The results of self-focusing influence of high-power femtosecond laser radiation on spatial energetic beam structure are presented. Experimental data on transversal distribution of energy density of sharply focused Ti:Sapphire laser after its filamentation in the atmosphere are given in this paper. Their interpretation was carried out based on the model of nonlinear Schrödinger equation. It is shown that the best agreement between theory and experiment when it is taking into account in the theoretic model of the character, changing nonlinear medium response, realized at high radiation intensity in nonlinear beam focus. It is seen in a change of multiphoton physical mechanism of molecule ionization on the tunnel with Kerr nonlinearity and in appearance of ionization saturation owing to medium nonlinearity of higher order.