

# Характеристики филаментов при распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и в воде:

## II. Численное моделирование

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов\*

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

Поступила в редакцию 22.01.2010 г.

Представлены результаты численного решения нелинейного уравнения Шредингера, моделирующего нестационарную самофокусировку и филаментацию мощного ультракороткого лазерного излучения, в атмосферном воздухе и воде. Проведено сравнение важнейших характеристик световых и плазменных филаментов, формирующихся в данных средах.

*Ключевые слова:* фемтосекундное лазерное излучение, атмосфера, вода, фотоионизация, оптический пробой, филаментация; femtosecond laser radiation; atmosphere, water, photoionisation, optical breakdown, filamentation.

Распространение мощного лазерного излучения ультракороткой длительности (УКИ) в газовой и конденсированной средах сопровождается его самофокусировкой и филаментацией. При этом происходят значительные изменения энергетических, пространственных, спектральных и угловых характеристик лазерного излучения. Современное состояние данной проблемы представлено в обзорах [1, 2].

К настоящему времени установлено, что сценарий нелинейного распространения УКИ в физически различных средах, к которым относятся, например, атмосферный воздух и вода, может считаться в целом универсальным. Специфика каждой среды распространения проявляется в величинах характерных масштабов нелинейного преобразования излучения и конкретных значениях параметров филаментов в пучке. В связи с этим существует потребность в более детальном рассмотрении подобия и различий филаментации лазерного пучка в физически различных средах.

В работе [3] в рамках общепринятой модели нестационарной самофокусировки ультракороткого лазерного излучения на основе формализма нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для комплексной огибающей напряженности электрического поля световой волны был представлен качественный анализ данной задачи, для чего были введены характерные масштабы самовоздействия и проведены их количественные оценки. Эти оценки показали, что важнейшие характеристики (радиус, интенсивность,

плотность свободных электронов) формирующихся в канале ультракороткого лазерного пучка световых и плазменных филаментов находятся в сильной зависимости от оптических параметров среды распространения, и прежде всего от величины коэффициента керровской нелинейности и скорости фотоионизации молекул среды.

В настоящей статье мы проиллюстрируем сделанные в [3] выводы с помощью численного моделирования рассматриваемой задачи для случая распространения фемтосекундного лазерного импульса в воздухе и воде в режиме одиночной филаментации.

Расчеты были проведены по системе уравнений, включающей в себя НУШ

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0\hat{T}_\delta} \nabla_\perp^2 + i \frac{k_0''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) - ik_0\hat{T}_\delta(\hat{n}_2 - \hat{T}_\delta^{-2}n_p)U(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \frac{\alpha_N}{2}U(\mathbf{r}_\perp, z; t) = 0 \quad (1)$$

и скоростное уравнение для концентрации свободных электронов  $\rho_e(\mathbf{r}_\perp, z; t)$  в среде

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_I(I)(\rho_{nt} - \rho_e) + \frac{\sigma_c}{n_0\Delta E_i} \rho_e I - \nu_r \rho_e^2 - \nu_{att} \rho_e, \quad (2)$$

где  $U(\mathbf{r}_\perp, z; t)$  – медленно меняющаяся амплитуда электрического поля, а остальные обозначения можно найти в [3]. Электрофизические характеристики воздуха и воды задавались в соответствии с данными из [3, табл. 1].

Исходный лазерный пучок был задан в форме слабо сфокусированного гауссовского по пространственным и временным координатам излучения:

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

$$U(\mathbf{r}_\perp, z=0, t) = U_0 \exp\left\{-|\mathbf{r}_\perp|^2 / (2R_0)^2 - t^2 / (2t_p)^2\right\} \times \exp\left\{-ik_0 n_0 |\mathbf{r}_\perp|^2 / F\right\}.$$

Начальный радиус кривизны фазового фронта  $F$  для определенности выбирался равным  $0,1L_R$  ( $L_R$  — длина Рэлея светового пучка). Начальная пиковая мощность в импульсе излучения  $P_0$  соответствовала 10-кратному превышению критической мощности самофокусировки:  $P_0 = 10P_c$ , т.е.  $P_0 = 32$  ГВт и 38 МВт для воздуха и воды соответственно.

На рис. 1 показана эволюция вдоль трассы распространения поперечного размера лазерного пучка,

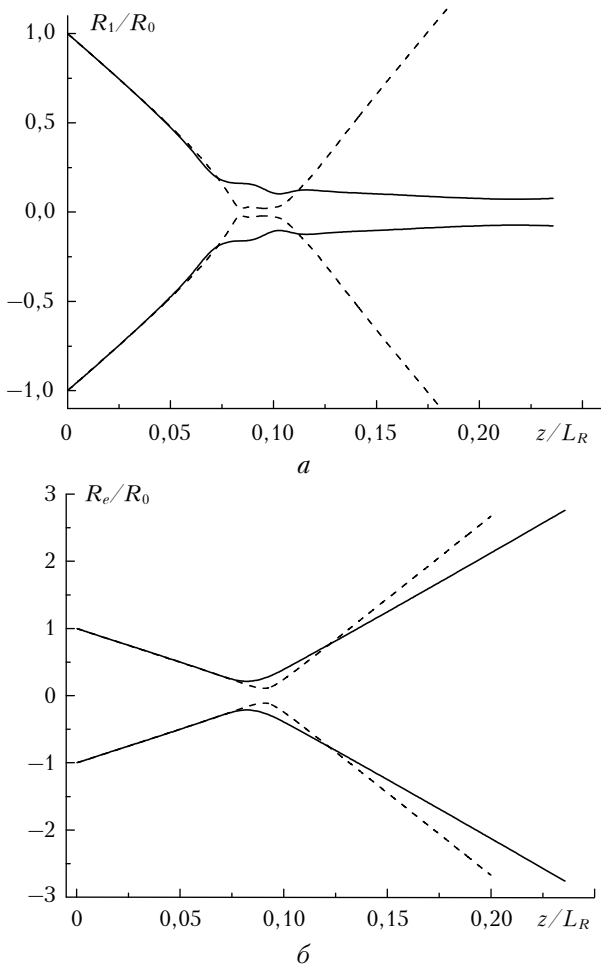


Рис. 1. Относительный геометрический (а) и эффективный (б) радиусы лазерного пучка при филаментации в воздухе (сплошные линии) и в воде (штриховые) как функция приведенной дистанции

характеризуемого двумя величинами: геометрическим радиусом  $R_1$ , определяемым по профилю плотности энергии пучка

$$w(\mathbf{r}_\perp, z) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{r}_\perp, z; t') dt'$$

на уровне  $1/e$  относительно максимума, и эффективным радиусом  $R_e$ , который вычисляется как нор-

мированный момент второго порядка от интенсивности световой волны:

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

где  $\mathbf{r}_{gr}$  — радиус-вектор центра тяжести пучка;  $W$  — полная энергия в импульсе излучения;  $\mathbf{R}_\perp$  — пространственная область интегрирования. Параметр  $R_e$  оказывается полезным при анализе сложных профилей интенсивности пучка, поскольку, согласно своему определению, эффективный радиус указывает на размер пространственной области, в которой сосредоточено не менее 50% всей энергии светового пучка. Для гауссовского поперечного профиля интенсивности геометрический  $R_1$  и эффективный радиусы  $R_e$  имеют одно и то же значение.

Из рис. 1 следует, что начальная стадия эволюции поперечного размера пучка в воде и воздухе протекает подобным образом, демонстрируя самонаведенное сжатие пучка и уменьшение его геометрического радиуса  $R_1$  в области филамента до величин  $\sim 10$  и  $70$  мкм соответственно. При этом, однако, в воздухе филамент образуется несколько ближе к началу трассы и имеет существенно большую протяженность по  $z$ , чем в воде.

Дополнительные расчеты динамики филаментации, проведенные нами на более длинную дистанцию (здесь не приводятся), показывают, что филамент в воздухе при выбранных параметрах излучения имеет длину, сопоставимую с рэлеевской длиной пучка, т.е. порядка нескольких метров. В воде же, как видно из рис. 1, а, протяженность области экстремально высокой локализации излучения составляет всего 15 см.

Эволюционная зависимость эффективного радиуса  $R_e$  при самофокусировке пучка имеет выраженную фокальную перетяжку, расположенную в зоне филаментации и соответствующую положению глобального нелинейного фокуса (ГНФ) излучения [4]. В отличие от воздуха в воде эта зона расположена правее по эволюционной переменной и практически совпадает с геометрическим фокусом пучка. После прохождения ГНФ пучок в среднем начинает стабильно расширяться, приобретая нелинейную угловую расходимость

$$\theta_{eN} = \lim_{z \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{d^2 R_e^2}{dz^2}},$$

которая как в воздухе, так и в воде превышает начальную расходимость пучка  $\theta_0$ . К тому же в воде значение  $\theta_{eN}$  оказывается в 1,5 раза выше, чем в воздухе ( $\theta_{eN}/\theta_0 = 2,27$  против 1,5).

Отметим, что само появление дополнительной нелинейной расходимости пучка в результате его филаментации связано с накоплением амплитудно-фазовых искажений первоначального профиля световой волны за счет ее самомодуляции в керровской среде, а также действия многофотонного поглощения и плазменной нелинейности.

Рис. 2 показывает максимальные значения плотности свободных электронов  $\rho_{em}$  и интенсивности излучения  $I_m$ , реализующиеся в канале пучка за время действия лазерного импульса в различных точках оптической трассы.

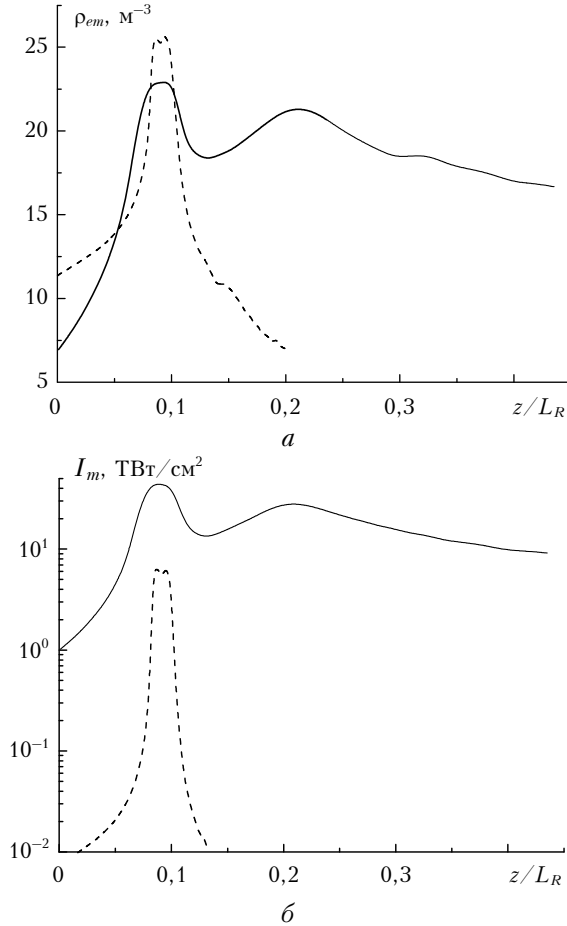


Рис. 2. Максимальная плотность свободных электронов в канале пучка (а) и максимальная интенсивность излучения в импульсе (б) в зависимости от продольной координаты для воздуха (сплошная линия) и воды (штриховая)

Обращаясь к работе [3, табл. 3], мы можем констатировать, что представленные в ней оценки параметров филамента (интенсивности  $I_f$  и плотности плазмы  $\rho_f$ ), которые были получены из качественного анализа уравнения (1), достаточно хорошо коррелируют с данными численного расчета.

Как следует из рис. 1 и 2, в области существования филамента данные параметры характеризуются слабым изменением своих значений. При этом характерная интенсивность в филаменте, например в воздухе, почти на порядок выше, чем в воде, и составляет  $I_f \sim 30 \div 40$   $TW/cm^2$ . Однако несмотря на эту разницу, максимальная плотность плазмы в филаменте, образовавшемся в воздухе, наоборот, ниже, чем плотность свободных электронов при филаментации в воде (рис. 2, а).

Здесь проявляется важная роль каскадного механизма ионизации среды в развитии плазменного густка. В конденсированной среде каскадная иони-

зация имеет сечение процесса на 2 порядка выше, чем в газе (см. [3, табл. 1]). Благодаря этому в воде в отличие от воздуха уже при плотностях электронов  $\sim 10^{20} m^{-3}$  данный механизм активно «включается» в работу, т.е. ионизация атомов в результате их столкновения со свободными зарядами начинает превалировать над прямой фотоионизацией, способствуя экспоненциальному росту плотности электронов даже при незначительном повышении интенсивности световой волны в зоне филамента.

Кратко рассмотрим еще одну характеристику лазерного излучения, которая имеет принципиальную важность для фемтосекундной оптики, а именно: спектральный состав излучения, испытавшего филаментацию на трассе. Пример таких спектральных контуров лазерного импульса, после прохождения им некоторой дистанции в воздухе или в воде, приведен на рис. 3.

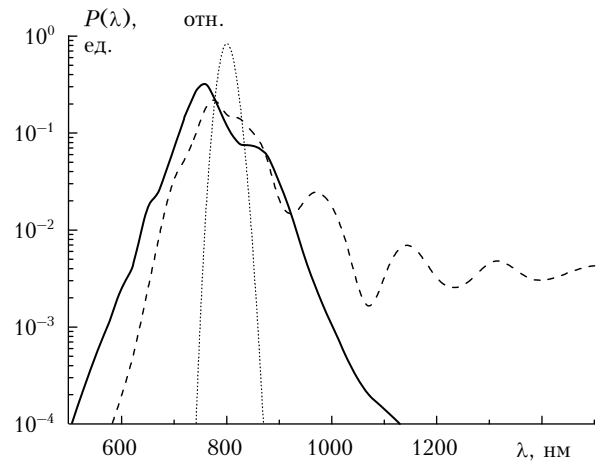


Рис. 3. Нормированный спектральный контур лазерного импульса в точке  $z = 0,4L_R$  при филаментации в воздухе (сплошная линия) и в воде (штриховая). Пунктиром показан начальный контур лазерного излучения

По оси ординат на рис. 3 в относительных единицах отложена величина полной спектральной мощности излучения

$$P(z, \lambda) = \iint_{R_{\perp}} d^2 r_{\perp} |\tilde{S}(r_{\perp}, z; \lambda)|^2,$$

где  $\tilde{S}$  — Фурье-образ временной огибающей поля.

Представленные спектры несут на себе все признаки фазовой самомодуляции ультракороткого излучения, происходящей в присутствии сильной керровской и плазменной нелинейностей. Видны уширение контура, сдвиг его максимума в область коротких длин волн, формирование суперконтинуальных крыльев в «синей» и «красной» частях спектра [1, 2].

В отличие от воздуха, где спектральное уширение проходит более или менее симметрично в обе стороны спектра, в воде филаментация приводит к образованию протяженного крыла в длинноволновой части. Это крыло обусловлено действием инерционной части керровской нелинейности (вынужденное

рамановское саморассеяние), которая в воде проявляется более ярко, чем в газовой среде. В целом же, если рассматривать спектральные контуры на рис. 3 в смысле их эффективной среднеквадратической ширины, то различие между водой и воздухом большое и составляет порядка 15% в пользу воды.

Данный факт находит свое объяснение в рамках классической модели одномерного распространения световой волны в среде с оптической нелинейностью [5]. Изменение частоты такой волны  $\delta\omega = \omega - \omega_0$  на расстоянии  $z$  в результате самомодуляции определяется через нелинейную составляющую фазы волны  $\varphi_N$  известным образом:

$$\delta\omega(z, t) = -\partial\varphi_N(z, t)/\partial t.$$

Используя (1) и (2), получим

$$\begin{aligned} \delta\omega(\mathbf{r}_\perp, z; t) &= -k_0 z \frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = \\ &\approx k_0 z \left[ -\frac{n_2}{n_0} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{v^{(K)}}{2n_0 \rho_c \Delta E_i} I^K \exp\left( v_{cas} \int_{-\infty}^{\infty} I dt \right) \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

Из структуры данного выражения следует, что фазовая самомодуляция импульса приводит к уширению его спектра, которое пропорционально, в первую очередь, интенсивности световой волны. Поскольку наибольшим уровнем интенсивности обладает зона филаментации пучка, то и основные трансформации спектра импульса происходят в этой зоне. Следовательно, для приращения средней по сечению светового пучка спектральной ширины излучения  $\Delta_\omega$  на участке филаментации можно приближенно записать

$$\Delta_\omega(z) = \frac{\iint_{\mathbf{R}_\perp} \delta\omega(\mathbf{r}_\perp, z; t) d\mathbf{r}_\perp}{\iint_{\mathbf{R}_\perp} d\mathbf{r}_\perp} \approx k_0 l_f \frac{R_f^2}{R_0^2} G(I_f),$$

где  $l_f$  – характерная длина филамента;  $G(I_f)$  – коэффициент, задаваемый выражением в квадратных скобках в правой части (3), а его величина определяется параметрами оптической нелинейности среды. При одинаковой начальной относительной мощности лазерного импульса в воде филамент примерно на порядок короче, чем в воздухе, и, кроме того, почти на 2 порядка тоньше в поперечном сечении (см. в [3, табл. 3]). При этом, однако, как нетрудно убедиться, в воде коэффициент  $G$  практически на 3 порядка выше за счет более высоких значений констант нелинейных взаимодействий. В результате суммарное спектральное уширение импульса в обеих рассматриваемых средах оказывается одного порядка. Численный расчет дает следующие значения для данного параметра:  $\Delta_\omega(L)/\Delta_\omega(0) = 6,2$  (воздух);  $7,3$  (вода).

**Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. Characteristics of filaments at propagation of high-power femtosecond laser radiation in air and water: II. Numerical simulation.**

The results of the numerical solution of the nonlinear Schrödinger equation modeling non-stationary self-focusing and filamentation of high-power ultrashort laser radiation in atmospheric air and water are presented. The comparison of the major characteristics of the light and plasma filaments, formed in these media, is carried out.

Рассмотрены закономерности филаментации ультракоротких лазерных импульсов с несущей длиной волны  $\lambda_0 = 800$  нм в двух природных средах – воде и воздухе. На основе численного моделирования задачи проведен сравнительный анализ основных параметров области филаментации пучка и степени трансформации его характеристик. Расчеты показывают, что при выборе начальной мощности лазерного импульса с одинаковым превышением критической мощности самофокусировки в каждой из рассматриваемых сред возникающие в воде филаменты оказываются в среднем в 4–6 раз тоньше, чем в воздухе. Средний радиус светового филамента в водной среде не превышает 10 мкм, а его протяженность почти на порядок меньше, чем в воздухе.

Характерная интенсивность излучения в филаменте, формирующемся в воздухе, составляет ~50 ТВт/см<sup>2</sup>, что на порядок величины выше, чем интенсивность филамента, возникающего в воде. При этом, однако, пиковая плотность свободных электронов в плазменном канале филамента в воздухе, наоборот, на два порядка ниже, чем в воде, и находится в диапазоне  $10^{21}$ – $10^{23}$  м<sup>-3</sup>.

Средняя угловая расходимость лазерного излучения, прошедшего область филаментации и определенная по эволюционной зависимости эффективного радиуса светового импульса, в воде оказывается почти в 2 раза выше, чем в воздухе, приводя к более быстрому увеличению эффективной поперечной площади пучка после «глобального» нелинейного фокуса. При этом средняя ширина спектра формирующегося в результате филаментации пучка суперконтинуального излучения в силу комплексной ее зависимости от длины филамента и «силы» оптической нелинейности среды имеет близкие значения как в воздухе, так и в воде.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 09-05-00738-а и Интеграционного проекта СО РАН.

1. Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media // arXiv: Physics 0612063v1. 2007.
2. Couairon A., Myzyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Reports. 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
3. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Характеристики филаментов при распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и в воде: I. Качественный анализ // Оптика атмосф. и океана. 2010. Т. 23, № 9. С. 749–756.
4. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Режим нестационарного самовоздействия острофокусированного мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21, № 9. С. 793–802.
5. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.