

# Характеристики филаментов при распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и в воде: I. Качественный анализ

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.

Рассмотрена проблема распространения мощных фемтосекундных лазерных импульсов в режиме самофокусировки и образования филаментов. Проведен сравнительный анализ основных параметров филаментов, формирующихся в лазерном пучке в двух физически различных средах: атмосферном воздухе и воде. Установлено, что кардинальные различия в оптических параметрах воды и воздуха, и прежде всего в величинах коэффициентов керровской нелинейности, хроматической дисперсии и фотоионизации молекул среды, приводят к изменению ключевых характеристик образующихся в канале пучка световых и плазменных филаментов.

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

## Введение

Среди нелинейных явлений, сопровождающих распространение мощного лазерного излучения ультракороткой длительности (УКИ) в газовой и жидкой средах, пожалуй, наиболее масштабным является филаментация лазерного пучка, выражающаяся в кардинальной трансформации его энергетических, пространственных, спектральных и угловых характеристик (современное состояние проблемы представлено в обзорах [1–4]). Физической причиной эффекта филаментации является кубичная оптическая нелинейность среды (нелинейность керровского типа), вызывающая самонаведенное увеличение показателя преломления в областях повышенной интенсивности излучения, что, в свою очередь, приводит к прогрессирующему по трассе сжатия светового импульса, как в пространстве (самофокусировка), так и во времени (временная компрессия).

Развивающейся компрессии импульса противодействуют дифракция излучения и ряд физических механизмов, среди которых в газах и конденсированных средах главенствует плазмообразование. Фотоионизация среды приводит к нелинейным энергетическим потерям в канале излучения и останавливает дальнейший рост его интенсивности, а образующаяся на переднем фронте лазерного импульса плазма дефокусирует его оставшуюся часть. Внутри светового импульса формируются локализованные в пространстве (и во времени) области с высокой интенсивностью («гранулы»), сохраняющие свой размер квази-

постоянным на дистанции, сравнимой с длиной дифракции исходного пучка.

Пространственно-гранулированный световой пучок оставляет на трассе след в виде протяженных узких плазменных каналов, положение которых соответствует положению максимумов интенсивности в поперечном сечении пучка. Процессы рекомбинации свободных электронов плазмы с атомами и ионами вещества приводят к генерации электромагнитного излучения как в сантиметровом (терагерцовое излучение) [5], так и нанометровом диапазоне длин волн, что выражается в бело-синем свечении этих каналов в видимом диапазоне [6]. Характерное время жизни плазменных каналов составляет десятки пикосекунд, и визуально их свечение воспринимается как пучок световых нитей – филаментов. Число, взаимное расположение и длина плазменных филаментов сильно варьируют в зависимости от начальных характеристик лазерного излучения (мощности, профиля интенсивности, частотной модуляции) и среды распространения.

Филаментация ультракороткого импульса сопровождается широкомасштабным изменением его частотного спектра. Фазовая самомодуляция световой волны в результате ее нелинейного взаимодействия со средой приводит к обогащению спектрального состава излучения с образованием суперконтинуума (СК) – излучения с аномально широким спектром [7–10]. Частотная ширина этого излучения значительно превышает исходную и, как правило, захватывает УФ- и ближнюю ИК-области. Основными факторами такого спектрального уширения является керровская и плазменная нелинейность среды, приводящая к нелинейному характеру дисперсии ее показателя преломления вдоль трассы.

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

Угловой спектр ультракороткого излучения также претерпевает кардинальные изменения в процессе нелинейного распространения импульса в среде. Первоначальный пространственный профиль лазерного пучка в результате самофокусировки уширяется, приобретая целый ряд новых интенсивных угловых компонент. В поперечном сечении пучка этим новым пространственным модам соответствуют кольца, окружающие области повышенной интенсивности (филаменты) [7, 11]. Вследствие угловой дисперсии компонент сформировавшегося спектра СК данные кольца приобретают характерную хроматическую окраску, при которой наибольший угол отклонения от направления распространения имеет самая коротковолновая часть спектра импульса [12].

Важно подчеркнуть, что, несмотря на существенные различия в физических и оптических свойствах сред, в которых экспериментально наблюдалось явление филаментации ультракороткого лазерного излучения (твердые, конденсированные, газообразные), описанный выше сценарий процесса является в целом универсальным, т.е. общим для всех типов вещества. Специфика каждой среды распространения проявляется в характерных масштабах нелинейного преобразования излучения и конкретных значениях параметров филаментов в пучке. Очевидно, что при проведении практических исследований в области фемтосекундной атмосферной оптики чрезвычайно важно иметь ясное представление о том, как повлияет на количественные характеристики филаментации лазерного пучка кардинальное изменение среды его распространения. Несмотря на внушительное число доступных к настоящему времени научных публикаций по фемтосекундной тематике, такого целенаправленного анализа подобия и различий филаментации лазерного пучка в физически разнородных средах авторам обнаружить не удалось.

В настоящей статье в рамках модели нестационарной самофокусировки ультракороткого лазерного излучения проводится сравнительный анализ закономерности филаментации интенсивных лазерных импульсов фемтосекундной длительности в двух наиболее распространенных природных средах: атмосферном воздухе и воде. Вводятся характерные масштабы самовоздействия, и проводятся их количественные оценки. Основная задача выполненных исследований заключалась в выявлении отличия и схожести филаментации ультракороткого лазерного излучения в воде и воздухе.

## Теоретическая модель самофокусировки ультракороткого лазерного излучения

В качестве математической основы для моделирования распространения ультракороткого лазерного излучения в прозрачной среде будем использовать общепринятый формализм нелинейного уравнения Шредингера (НУШ). Данное уравнение, как известно, следует непосредственно из векторного волнового уравнения для напряженности электрического

поля в рамках параксиального, однонаправленного распространения световой волны и медленного по сравнению с гармоническим наполнением изменения ее амплитуды. НУШ кроме линейных эффектов дифракции пучка и частотной дисперсии воздуха учитывает также и нелинейную поляризуемость среды в интенсивном оптическом поле, что приводит к амплитудно-фазовой самомодуляции световой волны. К наиболее существенным нелинейно-оптическим эффектам относятся электронный и молекулярный эффекты Керра, нелинейные рефракция и поглощение в формирующейся в канале пучка плазме, а также нелинейность высших порядков по полю.

В системе координат, связанной с движущимся с групповой скоростью  $v_g$  импульсом ( $\mathbf{r}_\perp, z; t \equiv t' - z/v_g$ ), НУШ представляет собой дифференциальное уравнение в частных производных параболического типа. К настоящему времени в литературе известно несколько вариантов записи НУШ, отличающихся степенью учета нелинейности среды [13, 14]. В дальнейшем будет использоваться следующий вид НУШ, отвечающий так называемому SEWA-приближению (*Slowly Evolving Wave Approximation*):

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0 k_0 \hat{T}_\delta} \nabla_\perp^2 + i \frac{k_0''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) - ik_0 \hat{T}_\delta (\tilde{n}_2 - \hat{T}_\delta^{-2} n_p) U(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \frac{\alpha_N}{2} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) = 0, \quad (1)$$

где  $U(\mathbf{r}_\perp, z; t)$  – медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля светового импульса;  $\nabla_\perp^2$  – поперечный лапласиан;  $n_p$  – «плазменный» коэффициент преломления среды;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  – волновое число;  $k_0'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$  – дисперсионный коэффициент групповой скорости светового импульса в среде;

$$\tilde{n}_2 = \frac{n_2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \Lambda(t-t') |U(t')|^2$$

– кубичная нелинейность показателя преломления воздуха с учетом мгновенной и инерционной составляющих эффекта Керра, задаваемая полуэмпирической функцией отклика  $\Lambda(t)$ ;  $\hat{T}_\delta = 1 + i\omega_0^{-1} \partial / \partial t$  – оператор, учитывающий пространственно-временную фокусировку ( $\hat{T}_\delta^{-1} \nabla_\perp^2$ ) и самообострение временного фронта ( $\hat{T}_\delta \tilde{n}_2$ ) импульса излучения. Благодаря наличию в уравнении (1) данного оператора, оно верно описывает динамику самофокусировки даже для импульсов длительностью несколько оптических периодов.

Коэффициенты нелинейного поглощения  $\alpha_N$  и преломления  $n_p$  связаны с процессами фотоионизации среды и плазмообразования и даются следующими выражениями:

$$\alpha_N = \sigma_c \rho_e + \frac{W_I(I)}{I} \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e); \quad n_p = \sigma_c \frac{\tau_c \rho_e}{2n_0},$$

где  $W_I(I)$  – скорость (вероятность) фотоионизации среды;  $I = |U|^2 c n_0 / 8\pi$  – интенсивность излучения;

$n_0$  – линейный показатель преломления среды;  $\rho_{nt}$  – плотность нейтральных атомов (молекул);  $\sigma_c$ ,  $\Delta E_i$  – сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы соответственно;  $\rho_e$  – зависящая от пространственных и временных координат концентрация свободных электронов в канале пучка (плотность плазмы);  $\tau_c$  – характерное время столкновения свободных электронов с тяжелыми частицами;  $e$ ,  $m_e$  – заряд и масса электрона;  $\omega$  – частота световой волны;  $\varepsilon_0 = 8,8 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – универсальная электрическая постоянная.

Для нахождения величины мгновенной плотности свободных электронов в среде  $\rho_e(\mathbf{r}_1, z; t)$  обычно используется скоростное уравнение, которое, с одной стороны, дает прирост плотности электронов за счет многофотонного (МФИ) и каскадного механизмов ионизации молекул, а с другой стороны, учитывает снижение концентрации электронов за счет их рекомбинации с ионами и нейтральными атомами. Заметим, что полное теоретическое рассмотрение временной эволюции плазмы проводится на основе системы уравнений для концентраций как отрицательно и положительно заряженных, так и нейтральных частиц, где учтены все регулирующие баланс зарядов в плазме физические механизмы (см., например, [15]). Однако при условии квазинейтральности и квазиравновесности плазмы (речь идет о термодинамическом равновесии) в большинстве случаев оказывается достаточно только одного скоростного уравнения для концентрации свободных электронов  $\rho_e(\mathbf{r}_1, z; t)$ :

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

где  $v_r$ ,  $v_{att}$  – скоростные коэффициенты рекомбинации и присоединения электронов.

При каскадном типе ионизации атомов затраченные свободные электроны, которые всегда присутствуют в среде, набирают энергию в электромагнитном поле волны за счет механизма, обратного эффекту тормозного излучения, и при столкновении с нейтральными атомами могут их ионизировать. Образующиеся новые электроны, взаимодействуя со световым полем, также повышают свою энергию и приводят к образованию новой порции свободных зарядов и т.д. В среде, таким образом, развивается электронная лавина, при которой концентрация свободных электронов растет экспоненциально во времени.

Сечение каскадной ионизации в приближении мгновенного обмена энергией между электроном и атомом (модель Друде) выражается следующим образом [16]:

$$\sigma_c = \frac{\omega_p^2 \tau_c}{c \rho_e (\omega^2 \tau_c^2 + 1)}. \quad (3)$$

где  $\omega_p = \sqrt{e^2 \rho_e / (m_e \varepsilon_0)}$  – плазменная частота.

Физическими процессами, приводящими к снижению концентрации электронов в плазме, являются электрон-ионная рекомбинация и захват свободных

электронов нейтральными молекулами среды с образованием отрицательных ионов, так называемое присоединение электронов. Последний механизм характеризуется соответствующей «скоростью»:

$$v_{att} = \frac{m_e \tau_c \omega_0^2}{M [(\omega_0 \tau_c)^2 + 1]},$$

где  $M$  – масса молекулы.

Скорость рекомбинации электронов, которая, по сути, является обратной процессу ионизации, пропорциональна концентрации положительных ионов и частоте столкновений электронов и ионов в плазме  $v_c = \tau_c^{-1}$ . Типичные значения последнего параметра в плазме с докритической концентрацией электронов составляют:  $v_c \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$  [16] для атмосферного воздуха и  $10^{15} \text{ с}^{-1}$  [10] для воды. При этом скоростной коэффициент рекомбинации  $v_r$  равняется [10, 15]:  $2,2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$  ( $\text{O}_2$ );  $2,0 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$  ( $\text{H}_2\text{O}$ ). Для характерного времени присоединения электронов  $\tau_{att} = v_{att}^{-1}$  существуют следующие оценки:  $\tau_{att} \sim 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  ( $\text{O}_2$ ) и  $\sim 10^{-11} \text{ с}$  ( $\text{H}_2\text{O}$ ). Видно, что убыль числа свободных электронов за счет их присоединения к нейтралам является значительно более медленным процессом в сравнении с рекомбинацией с ионами. Поэтому в дальнейшем анализе данный канал сброса электронной концентрации учитываться не будет.

Отдельного обсуждения заслуживает вопрос о вычислении скорости ионизации молекул среды излучением  $W_I(I)$ . Согласно теории МФИ, развитой Л.В. Келдышем [17], атом может быть ионизован в результате последовательного поглощения им за очень короткий промежуток времени нескольких квантов излучения. При этом связанный электрон получает достаточно энергии, чтобы оторваться от атома и сформировать газ свободных электронов. Вероятность данного многофотонного процесса пропорциональна мгновенной интенсивности лазерного излучения в степени  $K$ , где  $K$  есть целая часть выражения  $(\Delta E_i / \hbar \omega_0 + 1)$ ,  $\hbar$  – постоянная Планка. МФИ в отличие от каскадной ионизации требует достаточно высокой интенсивности излучения, однако развивается значительно быстрее.

Для расчета скорости МФИ используются выражения, приведенные в [17]:

$$W_I = \frac{2\omega_0}{9\pi\rho_{nt}} \left( \frac{m'_e \omega_0}{\hbar} \right)^{3/2} \left( \frac{e^2 I}{16n_0 c \varepsilon_0 m'_e \omega_0^2 \Delta E_i} \right)^K \exp(2K) \Phi(\xi), \quad (4a)$$

$$W_I = \omega_0 \left( \frac{\Delta E_i}{\hbar \omega_0} \right)^{3/2} \left( \frac{e^2 I}{4n_0 c \varepsilon_0 m_e \omega_0^2 \Delta E_i} \right)^K, \quad (4b)$$

где  $m'_e \approx m_e/2$  – приведенная масса экситона;

$$\xi = \sqrt{2(K - \Delta E_i / \hbar \omega_0)}; \quad \Phi(\xi) = \exp(-\xi^2) \int_0^\xi \exp(\zeta^2) d\zeta$$

– интеграл Дουσона. Выражение (4a) используется для конденсированных сред, а выражение (4b) для газообразных.

Заметим, что при достаточно высоких интенсивностях воздействующего на среду излучения ( $I \sim 10^{13} - 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>) возможен еще один механизм фотоионизации, а именно туннельная ионизация [17, 18]. Электрон в атоме при этом способен туннелировать через потенциальный барьер ионизации, т.е. стать свободным, поглощая значительно меньше квантов света, чем при МФИ. Так, например, по данным экспериментальной работы [19] для туннельной ионизации молекулы азота (N<sub>2</sub>) фемтосекундным излучением титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны  $\lambda_0 = 800$  нм требуется около семи световых квантов ( $K = 7$ ), в то время как при МФИ  $K = 11$ . В теории граница между режимами многофотонной и туннельной ионизации дается так называемым адиабатическим параметром (параметр Келдыша):  $\gamma_i = \sqrt{\Delta E_i / 2W_p}$ , где  $W_p = e^2 E^2 / 4m_e \omega_0^2$  — энергия пондеромоторного взаимодействия электрона и светового поля. При значениях параметра  $\gamma_i \gg 1$  фотоионизация атома проходит в многофотонном режиме, а при обратном неравенстве  $\gamma_i \ll 1$  ионизация носит характер туннелирования электрона. В промежуточной области значений параметра Келдыша  $\gamma_i \approx 1$  присутствуют черты обоих типов ионизации.

Для учета изменения скорости высвобождения электронов в различных режимах фотоионизации атома в интенсивном световом поле развито несколько моделей, однако наиболее употребительной из них является теория ионизации Переломова—Попова—Терентьева (теория ППТ) [20]. Данная теория является обобщением подхода, использованного Келдышем, и сразу учитывает кулоновское взаимодействие между ионным остатком и ионизованным электроном, а также принимает во внимание все электроны, находящиеся на любом связанном энергетическом уровне атома или иона. Конкретные выражения для вычисления скорости фотоионизации по модели ППТ приведены во многих работах (см., например, [1–4]), однако мы в дальнейшем будем использовать предложенную в [21] полуэмпирическую формулу вида  $W_I(I) = A_W(I)I^{K^*}$ , где коэффициенты  $A_W$  и  $K^*$  рассчитываются в соответствии с типом среды и длиной волны лазерного излучения. Данная зависимость получена путем аппроксимации экспериментальных данных по измерению скорости ионизации молекулярных газов лазерным излучением [19], проста в использовании и позволяет определять  $W_I(I)$  с достаточной для практических расчетов точностью. Так, для атмосферных газов была получена следующая функциональная зависимость коэффициента  $A_W$ :

$$\begin{aligned} \lg(A_W(I)) &= \lg(A_0) - A_1 \exp\left(-\frac{\lg^2(I/I_c)}{A_2}\right) = \\ &= \lg(A_0) - A_1 \exp\left(-\frac{1}{A_2} \lg^2\left[\frac{I_0}{I_c} |U|^2\right]\right), \end{aligned}$$

где значения параметров:

$$\begin{aligned} K^* &= 7,44; \lg A_0 = -119,378 \text{ с}^{-1} \cdot (\text{м}^2/\text{Вт})^K; \\ A_1 &= 13,445; A_2 = 2,041; \lg I_c = 20,616 \text{ Вт/м}^2 \\ &\text{(для кислорода O}_2\text{); } K^* = 10,165; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lg A_0 &= -168,530 \text{ с}^{-1} \cdot (\text{м}^2/\text{Вт})^K; A_1 = 19,223; \\ A_2 &= 2,012; \lg I_c = 20,688 \text{ Вт/м}^2 \text{ (для азота N}_2\text{)}. \end{aligned}$$

Для расчетов скорости ионизации молекул воды в дальнейшем будет использовано выражение (4а).

Очевидно, что высокие плотности мощности светового излучения, при которых происходит смена режима ионизации, в реальных условиях могут быть достигнуты преимущественно в газовых средах, а не в конденсированном веществе. Действительно, например в воде, в поле фемтосекундного импульса уже при  $\sim 2 \div 5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> развивается оптический пробой [22], который останавливает самофокусировку и блокирует дальнейший рост интенсивности излучения в канале пучка.

Инерционная составляющая в оптическом Керр-эффекте связана с конечным временем ориентации анизотропных молекул вещества вдоль вектора электрического поля и по своей физической природе является процессом вынужденного комбинационного (рамановского) саморассеяния спектральных компонент внутри светового импульса. Данная инерционность кубичного нелинейного отклика обычно учитывается по модели затухающего осциллятора [23], имеющего некоторую собственную частоту  $\Omega_R$  и характерное время  $\tau_d$  затухания колебаний. При этом полная функция кубичного отклика среды на действие светового поля с учетом мгновенной (электронной) и инерционной (молекулярной) поляризуемости представляется в виде

$$\Lambda(t) = (1 - \beta)\delta(t) + \beta\theta(t)\Omega_R \exp(-t/\tau_d)\sin\Omega_R t,$$

где  $\delta(t)$ ,  $\theta(t)$  — дельта-функция и функция Хэвисайда соответственно;  $\beta$  — удельная доля инерционного эффекта Керра (обычно выбирают  $\beta = 0,5$ ). Подгоночные параметры  $\Omega_R$  и  $\tau_d$  в модели осциллятора выбираются исходя из типа среды. Удельная доля эффекта Рамана в нелинейной поляризации среды обычно выбирается на уровне  $\beta = 0,5$ .

В табл. 1 приведены наиболее часто используемые значения параметров модели самофокусировки и филаментации УКИ (1), (2) для воздуха и воды. Из анализа представленных данных сразу можно сделать предварительный вывод об особенностях протекания самофокусировки светового импульса в исследуемых средах. Однако для более ясного понимания вопроса полезно будет ввести в рассмотрение ряд характерных масштабов процесса.

### Характерные масштабы самофокусировки ультракороткого лазерного излучения

Данные масштабы определим исходя из структуры слагаемых в уравнении (1) следующим образом [24]:  $L_R = 1/2n_0k_0R_0^2$  — рэлеевская длина пучка;  $L_K = n_0/(k_0n_2I)$  — длина керровской самофокусировки;  $L_{ds} = t_p^2/k''_0$  — длина частотной дисперсии импульса;  $L_W = (v^{(K)}I^{K-1})^{-1}$  — длина потерь при фотоионизации;  $L_{pl} = n_0/(2\sigma_c\rho_e\omega_0\tau_c)$  — длина поглощения

Таблица 1

Значения параметров модели филаментации УКИ для атмосферных газов и воды ( $\lambda_0 = 800$  нм)

Параметр	Газ	Вода	Примечание
$n_0$	1,0	1,33	
$n_2, \text{м}^2/\text{Вт}$	$3,2 \cdot 10^{-23}$	$2,0 \cdot 10^{-20}$	[8, 27]
$k''_0, \text{с}^2/\text{м}$	$2,1 \cdot 10^{-29}$	$3,0 \cdot 10^{-27}$	[28]
$P_c, \text{Вт}$	$3,18 \cdot 10^9$	$6,5 \cdot 10^6$	–
$\Delta E_i, \text{эВ}$	12,1 ( $\text{O}_2$ ) 15,6 ( $\text{N}_2$ )	6,5 –	1 эВ $\approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж
$\tau_c, \text{с}$	$3,5 \cdot 10^{-13}$	$3,0 \cdot 10^{-15}$	[10, 16]
$K$	8 ( $\text{O}_2$ ) 11 ( $\text{N}_2$ )	5 –	–
$\frac{v^{(K)}}{\text{Вт}^{(1-K)} \cdot \text{м}^{(2K-3)}}$	$7,80 \cdot 10^{-123}$ ( $\text{O}_2$ ) $6,04 \cdot 10^{-179}$ ( $\text{N}_2$ )	$2,5 \cdot 10^{-63}$	$v^{(K)} = \rho_{nt} W_I \Delta E_i I^{-K}$ , расчет по (4)
$\sigma_c, \text{м}^2$	$5,52 \cdot 10^{-24}$	$6,29 \cdot 10^{-22}$	расчет по (3)
$\nu_r, \text{м}^3/\text{с}$	$1,1 \cdot 10^{-12}$	$2,05 \cdot 10^{-15}$	[10, 29]
$\rho_{nt}, \text{м}^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{24}$ ( $\text{O}_2$ ) $2,1 \cdot 10^{25}$ ( $\text{N}_2$ )	$3,3 \cdot 10^{28}$ –	–
$\Omega_R, \text{Гц}$	$2,0 \cdot 10^{13}$	–	[23]
$\tau_d, \text{с}$	$7,7 \cdot 10^{-14}$	–	–
$\beta$	0,5	0,0	–

излучения в плазме. Здесь  $R_0$  – начальный средне-квадратический радиус лазерного пучка;  $t_p$  – длительность лазерного импульса;  $\rho_e^* = v^{(K)} I^K t_p / \Delta E_i$ . Длины  $L_R$  и  $L_K$  характеризуют масштаб изменения поперечного размера лазерного пучка,  $L_{ds}$  показывает масштаб, на котором происходит изменение длительности (а значит и мощности) импульса за счет дисперсии его групповой скорости, а  $L_W$  и  $L_{pl}$  определяют пространственный масштаб убыли интенсивности световой волны в результате процессов фотоионизации.

Произведем расчет данных характеристик для типичных параметров фемтосекундного лазерного излучения, используемого в лабораторных экспериментах. Рассмотрим коллимированное излучение Ti:Sapphire-лазера с несущей длиной волны  $\lambda_0 = 800$  нм, длительностью импульса (по уровню  $\exp^{-1}$ )  $t_p = 100$  фс, начальным радиусом пучка  $R_0 = 1$  мм и пиковой интенсивностью  $I_0 = 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Результаты расчета приведены в соответствующих столбцах табл. 2.

Видно, что по сравнению с воздухом самовоздействие фемтосекундного импульса в воде характеризуется более низкими значениями параметров критической мощности  $P_c = \lambda_0 / (n_0 k_0 n_2)$ , длины самофокусировки  $L_K$  и длины дисперсионного расплывания  $L_{ds}$ . Последнее обстоятельство, касающееся дисперсии групповой скорости импульса, оказывается важным при изучении самофокусировки излучения в плотных средах, поскольку его учет фактически изменяет действующее значение критической мощности  $P_c$  в зависимости от длительности лазерного импульса.

### Характеристики филаментов при распространении мощного... излучения...: I. Качественный анализ

3. Оптика атмосферы и океана, № 9.

Таблица 2

Характерные масштабы самовоздействия УКИ

Параметр	Значения			
	при $I = I_0$		при $I = I_f$	
	воздух ( $\text{N}_2$ )	вода	воздух	вода
$L_R, \text{м}$	3,9	5,2	–	–
$L_K, \text{м}$	$5,2 \cdot 10^4$	$8,3 \cdot 10^4$	$5,9 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^4$
$L_{ds}, \text{м}$	$4,8 \cdot 10^2$	3,3	–	–
$L_W, \text{м}$	$1,73 \cdot 10^{15}$	$4,0 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^2$	$4,4 \cdot 10^5$
$L_{pl}, \text{м}$	$1,71 \cdot 10^{15}$	$5,0 \cdot 10^2$	$5,9 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^4$
$P_c, \text{Вт}$	$3,2 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^6$	–	–

Действительно, на начальной стадии поперечного сжатия светового пучка, еще до того как начинается заметное плазмообразование в канале (ср. длины  $L_W$  и  $L_{pl}$  с  $L_K$  в табл. 2), единственными противодействующими самофокусировке излучения процессами являются дифракция и дисперсия. Параметр критической мощности  $P_c$ , как известно, указывает на граничное значение начальной мощности излучения  $P_0$ , выше которого эффект Керра начинает превалировать над дифракцией пучка (в случае распространения импульсного излучения под  $P_0$  нужно понимать начальную пиковую мощность) и находится из условия

$$L_K = L_R. \quad (5)$$

Найдем теперь условия, при которых самофокусировка будет сдерживаться не только дифракцией, а еще и дисперсионным расплыванием импульса. Используя соответствующие характерные длины, запишем равенство

$$L_K = L_{ds}. \quad (6)$$

Объединяя (5) и (6), получим условие самофокусировки с учетом дифракции и дисперсии:

$$P_0 > P_c(1 + L_R/L_{ds}) \equiv P_c^*. \quad (7)$$

Из табл. 2 видим, что при заданных параметрах излучения эффективная критическая мощность самофокусировки в воде  $P_c^*$  повышается более чем в 2 раза, в то время как в воздухе влияние хроматической дисперсии на первичной стадии компрессии импульса незначительно.

При изучении филаментации ультракороткого лазерного пучка важно знать характеристики формирующихся филаментов: характерную интенсивность оптического поля в филаменте  $I_f$ , его радиус  $R_f$ , величину концентрации свободных электронов в плазме  $\rho_f$ . Получим оценочные выражения для данных параметров.

Возникновение филаментов обеспечивается физическими механизмами, препятствующими коллапсу пучка и стабилизирующими его интенсивность, а именно нелинейным поглощением и плазмообразованием. Действие данных эффектов учтено соответствующими характерными длинами  $L_W$  и  $L_{pl}$ . Оценить  $I_f$  можно двумя путями: либо приравнять длину самофокусировки длине потерь при фотоионизации:  $L_K(I_f) = L_W(I_f)$ , либо использовать другое условие:  $L_K(I_f) = L_{pl}(I_f)$ . Оба эти варианта в конечном итоге дают  $I_f$  одного порядка, отличающееся только численным коэффициентом. В дальнейшем выберем второй из них.

Равенство

$$L_K(I_f) = L_{pl}(I_f)$$

физически можно трактовать как условие нулевого приращения фазы  $\delta\varphi_N$  оптической волны в заданной точке пространства в заданный момент времени за счет действия двух выбранных нелинейных механизмов самомодуляции. Несложно показать [см. уравнение (1)], что в этом случае мы приходим к следующему выражению:

$$\delta\varphi_N \propto \delta n = n_2 I - \frac{\rho_e(I_f)}{2\rho_c} = \frac{1}{k_0} \left( \frac{1}{L_{pl}(I_f)} - \frac{1}{L_K(I_f)} \right), \quad (8)$$

где  $\rho_c = \omega_0^2 m_e \varepsilon_0 / e^2$  – критическая концентрация свободных электронов, которая находится из условия  $\omega_p = \omega_0$  при  $\beta = 0$  и  $\rho_e(I_f) = \rho_e^*(I_f)$ . Разрешая (8) относительно  $I_f$ , получим оценку средней интенсивности поля в филаменте:

$$I_f = \left[ \frac{n_2 \Delta E_i \rho_c}{t_p v^{(K)}} \right]^{1/(K-1)}. \quad (9)$$

Примечательно, что характерная интенсивность, как видно из (9), инвариантна к энергетическим и пространственным параметрам лазерного излучения и зависит только от временной длительности импульса. Значения  $I_f$ , достигаемые в воздухе и воде при выбранной длительности  $t_p = 100$  фс, приве-

дены в табл. 3. Диапазон значений параметров связан с расчетом для различных газовых компонентов воздуха.

Таблица 3

Значения средних характеристик филаментов

Параметр	Воздух	Вода
$I_f$ , ТВт/см <sup>2</sup>	44–65	6–7
$R_f$ , мкм	30–40	5–10
$\rho_f$ , м <sup>-3</sup>	$2 \cdot 10^{21} - 6 \cdot 10^{22}$	$3 \cdot 10^{25} - 5 \cdot 10^{25}$

Если теперь пересчитать характерные длины излучения для значения  $I_f$  (см. табл. 2, два правых столбца), то становится очевидным резкое сокращение пространственного масштаба действия нелинейности в области существования филамента. При этом если в воздухе *продольный масштаб* модуляции характеристик пучка, соответствующий локальному балансу между керровской и плазменной нелинейностями, составляет около 10 мм, то в воде это уже только сотни микрон.

Средний радиус светового филамента  $R_f$  находится из предположений гауссовского типа пространственного распределения интенсивности поля в филаменте и примерного постоянства его мощности на протяжении участка филаментации. Данные предположения подтверждаются как численными расчетами, так и аналитическими выкладками при анализе модуляционной неустойчивости световой волны в керровской среде [25].

Было показано [7, 26], что средняя мощность в филаменте  $P_f$  округленно равна критической мощности самофокусировки:  $P_f \approx P_c$ , откуда следует:

$$R_f = \sqrt{\frac{P_f}{I_f \pi}} \approx k_0^{-1} \sqrt{\frac{2}{n_0 n_2} \left[ \frac{n_2 \Delta E_i \rho_c}{t_p v^{(K)}} \right]^{1/(1-K)}}. \quad (10)$$

Оценки данной величины приведены в табл. 3 и свидетельствуют о почти 10-кратном уменьшении размера филамента в воде по сравнению с воздушной средой. Таким образом, наличие сокращения не только продольного, но и *поперечного масштаба* изменения интенсивности в пучке, происходящее в более активной керровской среде.

Осталось рассчитать характерную плотность газа свободных электронов  $\rho_f$  в окрестности филамента. Для этого обратимся к уравнению (2), в котором фотоионизацию молекул среды для упрощения выкладок будем рассматривать в рамках механизма многофотонного поглощения, т.е. положим

$$W_f(I) = v^{(K)} I^K / (\rho_{nt} \Delta E_i).$$

Кроме того, пренебрежем рекомбинацией и присоединением свободных электронов. Тогда уравнение (2) примет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_e(t)}{\partial t} = \frac{v^{(K)}}{\Delta E_i} I^K(t) \left( 1 - \frac{\rho_e(t)}{\rho_{nt}} \right) + v_{cas} \rho_e(t) I(t), \quad (11)$$

где  $v_{cas} = \sigma_c / n_0 \Delta E_i$  – скорость каскадной ионизации.

Предположим далее для упрощения выкладок, что временной профиль модельного лазерного излучения имеет ступенчатую форму с длительностью  $\tau_p = t_p/g$ , где числовой коэффициент  $g$  ( $g > 1$ ) учитывает сокращение длительности лазерного импульса при его нестационарной самофокусировке, и пиковой интенсивностью  $I_f$ . В этом случае решение (11) при условии  $\rho_e \ll \rho_{nt}$  приводит к следующему выражению:

$$\rho_e(t) = \frac{v^{(K)} I_f^{K-1}}{v_{cas} \Delta E_i} \left[ \exp(v_{cas} I_f t) - 1 \right], \quad t \leq \tau_p. \quad (12)$$

В случае если показатель экспоненты в (12) много меньше единицы, что характерно для газов воздуха и фемтосекундных импульсов, мы приходим к очевидному равенству:  $\rho_f \equiv \rho_e(\tau_p) = \rho_e^*$ . В воде ситуация, как правило, обратная: здесь, как отмечалось выше, велика роль каскадной ионизации, что дает экспоненциальный характер зависимости концентрации электронов со временем. Значения  $\rho_f$ , рассчитанные при типичном уровне временной компрессии импульса  $g = 10$  [1], приведены в табл. 3.

### Заключение

Проведенный в рамках универсального сценария нестационарной самофокусировки излучения качественный и количественный сравнительный анализ основных параметров области филаментации пучка и степени трансформации его характеристик показал, что кардинальные различия в оптических параметрах воды и воздуха и прежде всего в коэффициентах керровской нелинейности, хроматической дисперсии и фотоионизации молекул среды приводят к изменению ключевых характеристик образующихся световых и плазменных филаментов в канале пучка. В частности, в воде филаменты в несколько раз тоньше, а их протяженность почти на порядок меньше, чем в воздухе. Характерная интенсивность излучения в филаменте, формирующемся в воздухе, выше, чем в воде, а плотность свободных электронов, наоборот, ниже.

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., Mysyrowicz A.* Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Reports. 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
3. *Kasparian J., Wolf J.-P.* Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation // Opt. Express. 2008. V. 16, N 1. P. 466–493.
4. *Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г.* Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.

5. *Liu Y., Houard A., Prade B., Akturk S., Mysyrowicz A.* Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99, N 13. 135002.
6. *Brodeur A., Chin S.L.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 4406.
7. *Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G.* Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20, N 1. P. 73–75.
8. *Nibbering E.T.J., Franco M.A., Prade B.S., Grillon G., Le Blanc C., Mysyrowicz A.* Measurement of the nonlinear refractive index of transparent materials by spectral analysis after nonlinear propagation // Opt. Commun. 1995. V. 119. P. 479.
9. *Aközбек N., Scalora M., Bowden C.M., Chin S.L.* White-light continuum generation and filamentation of ultrashort laser pulses in air // Opt. Commun. 2001. V. 191. P. 353–362.
10. *Schwarz J., Diels J.-C.* Analytical solution for UV filaments // Phys. Rev. A. 2001. V. 65. 013806.
11. *Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A.* Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air // Opt. Lett. 1996. V. 21, N 1. P. 62–64.
12. *Kandidov V.P., Kosareva O.G., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L.* Conical emission from laser-plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air // Opt. Lett. 1997. V. 22, N 17. P. 1332–1334.
13. *Brabec T., Krausz F.* Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3282–3285.
14. *Porrás M.A.* Diffraction effects in few-cycle optical pulses // Phys. Rev. E. 2001. V. 65. 026606.
15. *Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A.* Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air // Opt. Commun. 2000. V. 181, N 1–3. P. 123–127.
16. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
17. *Келдыш Л.В.* Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // Ж. эксперим. и теор. физ. 1964. Т. 47, № 5. С. 1945–1956.
18. *Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. М.: Физматлит, 2001. 311 с.
19. *Talebpoour 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.
20. *Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.* Ионизация атомов в переменном электрическом поле // Ж. эксперим. и теор. физ. 1966. Т. 50, № 5. С. 1393–1397.
21. *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.
22. *Vogel A., Noack J., Nahen K., Theisen D., Busch S., Parlitz U., Hammer D.X., Noojin G.D., Rockwell B.A., Birngruber R.* Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales // Appl. Phys. B. 1999. V. 68. P. 271–280.
23. *Sprangle P., Penano J.R., Hafizi B.* Propagation of intense short laser pulses in the atmosphere // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. 046418.

24. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Интегральные параметры мощного фемтосекундного лазерного излучения при филаментации в воздухе // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18, № 7. С. 574–579.
25. Couairon A., Berge L. Modeling the filamentation of ultra-short pulses in ionizing media // Phys. Plasm. 2000. V. 7, N 1. P. 193–209.
26. Kasparian J., Sauerbrey R., Chin S.L. The critical laser intensity of self-guided light filaments in air // Appl. Phys. B. 2000. V. 71. P. 877.
27. Ripoche J.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Nibbering E.T.J., Lange H.R., Mysyrowicz A. Determination of the time dependence of  $n_2$  in air // Opt. Commun. 1997. V. 135, N 4–6. P. 310–314.
28. Liu W., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V.P., Chin S.L. Femtosecond laser pulse filamentation versus optical breakdown in H<sub>2</sub>O // Appl. Phys. B. 2003. V. 76. P. 215–229.
29. Fan C.H., Sun J., Longtin J.P. Breakdown threshold and localized electron density in water induced by ultrashort laser pulses // J. Appl. Phys. 2002. V. 91, N 4. P. 2530–2536.

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

The problem of the propagation of high-power femtosecond laser pulses upon self-focusing and formation of filaments is considered. The comparative analysis of key parameters of the filaments formed in a laser beam in two physically distinct media (atmospheric air and water) is carried out. It is established that the cardinal distinctions in optical parameters of water and air, and, first of all, in values of the Kerr coefficient, chromatic dispersion and photoionization probability of molecules lead to changes in key characteristics of light and plasma filaments.