

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.373

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц

Филаментация мощного частотно-модулированного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере на вертикальной трассе

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 21.07.2005 г.

Обсуждается возможность применения chirпированных лазерных импульсов для создания «высотного» светового филамента при распространении мощного фемтосекундного излучения на вертикальной атмосферной трассе с учетом изменения констант нелинейных взаимодействий с высотой. На основе модели экспоненциального снижения плотности воздуха и соответствующего увеличения критической мощности самофокусировки показано, что с помощью chirпирования вполне реально управлять положением нелинейного фокуса пучка. При этом импульс без частотной модуляции распространяется по трассе в линейном режиме без образования филамента, а chirпирование такого же импульса приводит к его временной компрессии и, как результат, к формированию светового филамента с высокой пиковой интенсивностью.

Введение

Изучение закономерностей распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения на атмосферных трассах имеет большое значение для ряда важных практических приложений. Среди них такие, как создание ионизованного канала в атмосфере для снятия грозового электричества [1], детектирование состава атмосферы [2], генерация в терагерцовом диапазоне мощных электромагнитных импульсов [3], создание источника широкополосного вторичного излучения — «атмосферной лампы» [4].

В основе всех этих приложений лежит физический эффект филаментации лазерного пучка. Этот эффект был экспериментально обнаружен для фемтосекундных импульсов с начальной пиковой мощностью, превышающей некоторое критическое значение (в воздухе у поверхности Земли критическая мощность самофокусировки ~3,2 ГВт в ближнем ИК-диапазоне длин волн) в начале 90-х гг. прошлого столетия. Было показано, что световой филамент формируется и может существовать внутри пучка на достаточно протяженных (в масштабе долей дифракционной длины) дистанциях.

Физическая причина филаментации пучка заключается в сильной пространственно-временной самомодуляции фемтосекундного импульса при его распространении в среде. Световой филамент, представляющий собой нелинейный волноводный канал, возникает вследствие динамического баланса керровской самофокусировки, нелинейного многофотонного поглощения и рефракции излучения в образующейся при ионизации среды плазме. При этом средний диаметр филамента в атмосферном воздухе составляет около 100 мкм, пиковая интенсивность ~ 10^{14} Вт/см², мощность филамента имеет

порядок критической мощности самофокусировки, а плотность плазменного канала (плазменного шнура), остающегося за филаментом, может достигать 10^{16} – 10^{18} электронов в 1 см³. Средняя протяженность филамента на горизонтальной атмосферной трассе, как правило, составляет десятки метров.

При многократном превышении критической мощности самофокусировки при распространении на горизонтальных приземных трассах световой пучок разбивается на несколько филаментов. Данные филаменты распределены, как правило, случайным образом по поперечному сечению пучка и имеют различную протяженность.

Установлено, что причиной множественной филаментации являются возмущения амплитуды и фазы световой волны, возникающие из-за флуктуаций соответствующих параметров в профиле лазерного пучка, а также влияния атмосферной турбулентности. Филаменты после своего разрушения возвращают энергию назад в пучок, пополняя таким образом общий «фотонный резервуар», который может поддерживать дальнейшую филаментацию на дистанциях, превышающих длину каждого отдельного филамента. В экспериментах [5] была зафиксирована такая последовательная множественная филаментация мощных световых пучков в воздухе с постепенным сокращением количества филаментов в поперечном сечении на дистанции в сотни метров.

Филаментация лазерного пучка одновременно является и препятствием, ограничивающим передачу световой энергии в заданном телесном угле на расстоянии в атмосфере, сравнимые с дифракционной длиной пучка. После достижения порога филаментации угловая расходимость светового пучка резко возрастает, в результате чего на выходе из

зоны филаментации поперечный размер пучка может вырасти на порядок величины по сравнению с первоначальным [6].

Один из методов решения проблемы распространения сверхкороткого излучения на дистанции, сравнимые с дифракционной длиной пучка, заключается в использовании достаточно длинных лазерных импульсов с начальной пиковой мощностью ниже критической мощности самофокусировки и подвергнутой линейной частотной модуляции (чирпированию). Такая модуляция при отрицательном чирпе приводит к временной компрессии импульса при его распространении в среде с нормальной дисперсией. Таким образом, длинный исходный импульс проходит начальный участок трассы в линейном режиме, не испытывая самофокусировки, а затем, сжимаясь во времени, приобретает мощность, превышающую критическую мощность самофокусировки и, таким образом, входит в режим распространения с образованием филаментной структуры. Данный метод достаточно хорошо опробован и позволяет получать на атмосферной горизонтальной трассе филаменты на дистанциях до 200 м [7]. Теоретические расчеты нестационарной самофокусировки частотно-модулированного фемтосекундного лазерного импульса проведены в [8].

Дальность работы фемтосекундных лазерных источников повышается на наклонных и вертикальных трассах. Падение плотности воздуха с высотой приводит к экспоненциальному повышению значения критической мощности самофокусировки по сравнению с ее значением на уровне Земли. С использованием техники чирпирования становится возможным управлять положением зоны филаментации пучка по трассе. В экспериментах [2, 9], проведенных лабораторией международного проекта «Teramobile» с тераваттным Ti:Sapphire-лазером (диаметр пучка 3 см, длина волны излучения 800 нм, частота следования импульсов 10 Гц), длительность импульса варьировалась за счет отрицательного чирпирования от 100 до 600 фс. Был зарегистрирован отраженный сигнал суперконтинуума от слоя на высоте около 13 км. Размер изображения белого свечения на данной высоте указал, что филаментация пучка происходит на дистанциях, значительно превышающих длину филаментации пучка на горизонтальной трассе.

Таким образом, прямое наблюдение изображения фемтосекундных тераваттных лазерных импульсов, распространяющихся на вертикальных трассах, доказало возможность нелинейного распространения мощных ультракоротких лазерных импульсов на большие дистанции в атмосфере в вертикальном направлении. Было продемонстрировано в натуральных условиях, что возможно управление параметрами возникающего суперконтинуума путем пространственной фокусировки (изменение фокусного расстояния телескопа) и временной фокусировки импульса (задание частотной модуляции). Было показано также, что формирующийся после нелинейного фокуса световой пучок обладает

меньшей угловой расходимостью, чем на горизонтальной трассе.

Другим важным моментом являлось то, что при распространении пучок сохранял в вертикальном направлении свои неоднородности по интенсивности. Это указывало на то, что турбулентность не приводила к появлению режима многофиламентации пучка, который ограничивает концентрированную передачу лазерной энергии на горизонтальной трассе.

В настоящей работе теоретически исследованы особенности формирования светового филамента при распространении чирпированных фемтосекундных импульсов на вертикальной атмосферной трассе, т.е. когда происходят изменения констант нелинейных взаимодействий с высотой. Результаты моделирования показали, что импульс без фазовой модуляции распространяется по трассе в линейном режиме без образования филамента. В то же время чирпирование такого же импульса приводит к его временной компрессии и, как результат, к формированию узкого светового филамента с высокой пиковой интенсивностью.

Метод исследования

Численное моделирование распространения фемтосекундных лазерных импульсов в атмосфере базируется в подавляющем большинстве случаев на решении нелинейного уравнения Шредингера для медленно меняющейся огибающей электрического поля (NLSE) или его различного рода коррекциях и модификациях (см., например, [8, 10, 11]). Для корректного описания филаментации фемтосекундных импульсов необходимо численное решение волнового уравнения в четырехмерном пространстве. Расчет распространения фемтосекундного излучения на километровые дистанции в полном объеме представляется к настоящему времени проблематичным. Для пространственного разрешения филамента необходим сеточный шаг ~50 мкм, следовательно, например, для 3-см светового пучка захват его пяти начальных радиусов дает размерность одной только поперечной сетки ~3000×3000. А при учете более или менее корректного шага временного квантования (~10 фс) и соответствующего ему шага вдоль эволюционной переменной (~3 мкм) объем вычисляемых массивов и требуемое на это компьютерное время становятся весьма значительными.

Известны примеры преодоления указанных ограничений путем упрощения постановки задачи. Так, в [12] применялось проинтегрированное по времени уравнение распространения, что давало сокращение размерности задачи. В [13] использовалось радиально-симметричное уравнение, а в [14] применялся приближенный вариационный подход. Однако при этом теряется важная информация о взаимовлиянии пространственной и временной составляющих световой волны, становится невозможным исследовать временную фокусировку импульса и его множественную филаментацию.

В [6] изучена эволюция эффективных параметров фемтосекундного пучка при его нестационарном самовоздействии на горизонтальной трассе в условиях образования одного филамента. Были выделены три пространственные области, отражающие различные стадии самофокусировки излучения: область поперечного сжатия пучка и формирования филамента, область резкого увеличения эффективной площади пучка после нелинейного фокуса, область квазилинейной дифракции излучения. При этом к концу второй области, которая фактически является границей слоя нелинейности среды, формируются новые эффективные масштабы светового пучка (размер, длительность, расходимость). Данные эффективные масштабы в основном определяются мощностью пучка и слабо зависят от его начальной фокусировки. После нелинейного слоя в среде фактически распространяется новый пучок, причем сама среда для него может считаться линейной. Результаты указали на подобие эффектов начальной стадии нестационарной самофокусировки гауссовского импульса при сравнении его относительных интегральных параметров.

В этой ситуации представляет интерес рассмотреть методику масштабирования начальных условий численного расчета, когда производится преобразование исходных сантиметровых по радиусу пучков до миллиметровых, а оптических трасс соответственно с десятков километров до сотен метров с сохранением высотного профиля констант нелинейного взаимодействия. После прямого преобразования производится численный расчет самовоздействия узкого пучка с заданным начальным профилем на сокращенной трассе, а обратное масштабирование результатов расчета выполняется по известным алгоритмам. Эквивалентность преобразования и его алгоритмы, в свою очередь, устанавливаются на основе поведения интегральных эффективных характеристик светового пучка.

Для численного исследования процесса распространения фемтосекундного лазерного излучения в среде, как правило, используется нелинейное уравнение Шредингера для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля. В системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса, данное уравнение имеет следующий вид:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0 k_0} \nabla_{\perp}^2 + i \frac{k_0''(z)}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) - i k_0 n_2(z) \times \\ \times \left\{ (1 - f_R) |U|^2 + f_R \int_{-\infty}^{\infty} dt' \Lambda(t - t') |U(t')|^2 \right\} U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) + \\ + \frac{\eta_{cas}}{2} (1 + i \omega_0 \tau_c(z)) \rho_e(t) U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) + \\ + \frac{\eta_{MPA}^{(m)}(z)}{2} |U|^{2m-1} U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) = 0, \quad (1)$$

где $U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t)$ – комплексная огибающая; ω_0 – центральная частота лазерного излучения; $k_0 = n_0 \omega_0 / c$ – волновое число на центральной частоте; $k_0'' =$

$= \partial^2 k / \partial \omega^2$ – дисперсия групповой скорости; k – волновое число на частоте ω ; n_2 – коэффициент при нелинейной добавке к показателю преломления газа n_0 ; f_R – удельная доля инерционного эффекта Керра с функцией отклика $\Lambda(t - t')$ в суммарном изменении нелинейного показателя преломления (обычно используют модель затухающего осциллятора с частотой $\Omega_R = 20$ ТГц и постоянной времени ~ 70 фс [15]); $\tau_c = 350$ фс – характерное время столкновения электронов; $\eta_{MPA}^{(m)}$, η_{cas} – скорость m -фотонной и каскадной ионизации газа соответственно. В уравнении (1) 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.

Скоростное уравнение, описывающее эволюцию локальной концентрации свободных электронов плазмы ρ_e выбиралось согласно модели квазиравновесной плазмы без учета рекомбинационных потерь:

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

где ΔE_i – эффективный потенциал ионизации атомов воздуха.

В дальнейшем будем рассматривать chirпированный импульс с гауссовским временным профилем:

$$U(\mathbf{r}_{\perp}, z = 0; t) = \tilde{U}(\mathbf{r}_{\perp}, 0) \exp\{-t^2/t_p^2(1 + ib)\}, \quad (3)$$

где

$$\tilde{U}(\mathbf{r}_{\perp}, 0) = \exp\left\{-\frac{\mathbf{r}_{\perp}^2}{2R_0^2} \left(1 + \frac{ik_0}{F}\right)\right\}$$

– поперечный профиль пучка, гауссовский по пространственной координате \mathbf{r}_{\perp} с начальной кривизной фазового фронта F ; b – параметр chirпинга; t_p – начальная длительность импульса.

Высотная модель параметров и оценки

Рассмотрим высотную модель параметров в уравнении (1). Высотная модель поведения констант нелинейных взаимодействий $\eta_{MPA}^{(m)}$, η_{cas} , k_0'' , n_2 , τ_c определена соответствующими моделями давления и температуры в атмосфере. Известно, что для атмосферы Земли справедлива экспоненциальная зависимость концентрации молекул воздуха N с высотой h :

$$N(h) = N(h = 0 \text{ км}) \exp\left(-\frac{gh}{R_g T(h)}\right) \simeq N_0 \exp\left(-\frac{h}{h^*}\right), \quad (4)$$

где g – ускорение свободного падения; R_g – удельная газовая постоянная; T – температура; $h^* \approx 6,8$ км – слой неоднородности атмосферы.

Соответственно, в первом приближении будем полагать аналогичный характер высотной зависимости и для рассматриваемых констант:

$$\zeta(h) = \zeta(0)\exp(-h/h^*) \equiv \zeta(0)G(h),$$

где ζ – любой из вышеперечисленных коэффициентов. При этом критическая мощность самофокусировки лазерного пучка $P_c = \lambda_0^2/2\pi n_0 n_2$ будет экспоненциально возрастать с высотой.

Найдем условия, накладываемые на величину параметра b , при которых первоначально «докритический» импульс

$$\eta_0 = P_0/P_c(h=0) \leq 1,$$

где P_0 – начальная мощность пучка) перейдет в режим самофокусировки ($\eta(z) > 1$) на вертикальной трассе в области линейного фокуса пучка $F \approx L_R$, где L_R – рэлеевская длина, равная половине длины дифракции $L_{dif} = k_0 R_0^2$.

Из уравнения (1), интегрируя по поперечному профилю пучка и пренебрегая на линейном участке генерацией плазмы и эффектом Керра, получим:

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

где

$$D_0 = L_R \frac{k_0''}{t_p^2} \Big|_{z=0}; \quad \bar{G} = 1/L_R \int_0^{L_R} G(z) dz.$$

Разрешая данное неравенство относительно параметра b , получим достаточное условие «временной самофокусировки» на вертикальной трассе:

$$|b| \geq \frac{1}{D_0 \bar{G}} \left(1 - \sqrt{\eta_0^2 G^2(z) - D_0^2 \bar{G}^2} \right); \quad \text{sign}(b) < 0. \quad (5)$$

Сама возможность осуществления перехода в режим закритических мощностей ($\eta > 1$) за счет временной компрессии импульса в зоне $z \approx L_R$ следует из неотрицательности корня в (5) и дается необходимым условием «временной самофокусировки»:

$$\frac{P_0(0)t_p^2}{R_0^2} \geq P_c(0)k_0 k_0''(0)\bar{G}. \quad (6)$$

Выражение (6) связывает начальные параметры лазерного импульса и физические характеристики среды распространения. Так, например, 800-фс импульс Ti:Sapphire-лазера с пучком радиуса $R_0 = 4$ см ($L_R \approx 6$ км) и докритической мощностью $P_0 = 0,94 P_c$ перейдет в режим самофокусировки на вертикальной трассе в области $z \approx L_R$ при начальном отрицательном чирпинге $|b| \geq 3$.

Результаты численных расчетов

Для изучения динамики образования высотного филамента было реализовано численное решение задачи (1), (2) с использованием метода расщепления исходной задачи по физическим факторам.

Моделировалось самовоздействие в атмосферном воздухе чирпированного лазерного импульса с гауссовским пространственно-временным профилем (3) и следующими параметрами: длина волны $\lambda_0 = 810$ нм, длительность $t_p = 800$ фс, радиус $R_0 = 1$ см, начальный радиус кривизны фазового фронта $F = 2L_R$, пиковая мощность $P_0 = 0,9P_c$. При численных расчетах учитывалось высотное снижение плотности воздуха согласно формуле (4). Само распространение лазерного импульса моделировалось на эквивалентных укороченных вертикальной и горизонтальной трассах длиной $L = 400$ м, что примерно соответствует рэлеевской длине пучка с выбранным начальным радиусом 1 см. При этом для определенности считалось, что высота слоя неоднородности атмосферы $h^* = L$.

Изменение относительного радиуса лазерного пучка при его распространении на различных трассах в воздухе показано на рис. 1.

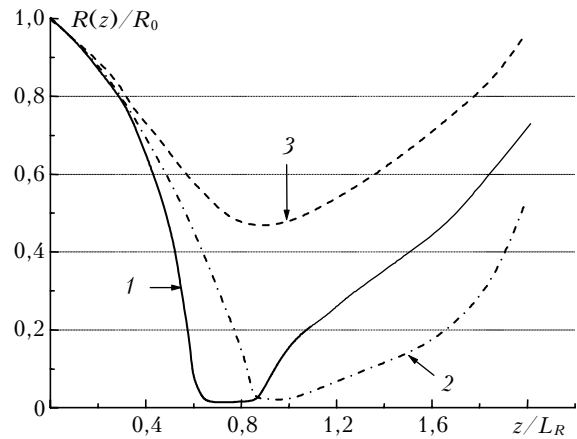


Рис. 1. Относительный радиус чирпированного пучка при его распространении в воздухе на горизонтальной приземной (1) и вертикальной трассах (2) при значении параметра частотной модуляции $b = -50$; 3 – импульс без чирпинга

Видно, что без частотной модуляции импульс с докритической мощностью не образует филамента (кривая 3 на рис. 1), а распространяется в режиме, близком к линейной дифракции. В то же время чирпирование импульса приводит к его временной компрессии (рис. 2), резкому увеличению пиковой интенсивности (рис. 3) и, как следствие, самофокусировке и филаментации (горизонтальный участок кривых 1 и 2 на рис. 1).

На горизонтальной приземной трассе в условиях постоянства параметров нелинейности филаментация пучка начинается раньше, а сам филамент имеет большую протяженность, чем при работе лазерного источника в зенит.

Таким образом, с помощью чирпирования вполне реально управлять положением нелинейного фокуса пучка на вертикальных трассах и перемещать его до дистанций порядка высоты слоя неоднородности атмосферы h^* . Филаментация излучения на больших высотах $L \gg h^*$ требует предельно высоких значений величины частотной модуляции, что может оказаться серьезной технической проблемой.

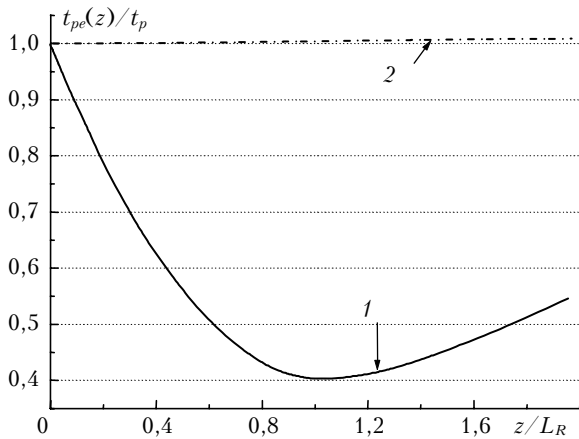


Рис. 2. Относительная эффективная длительность импульса $t_{pe}(z) = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} dt [t^2 P(t; z)]} / E(z)$ (E — полная энергия импульса) при его распространении в воздухе на вертикальной трассе при значении параметра частотной модуляции $b = -50$ (1) и 0 (2)

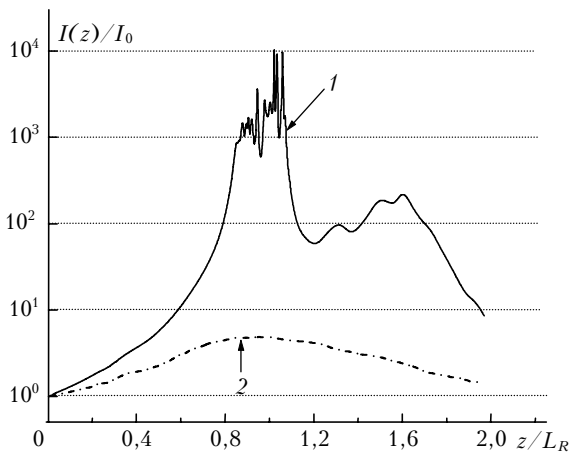


Рис. 3. Нормированная на начальную пиковую интенсивность излучения вдоль вертикальной трассы для импульса с частотной модуляцией (1) $b = -50$ и без нее (2)

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 03-05-64228), 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. Khan N., Mariun N., Aris I., Yeak J. Laser-triggered lightning discharge // *New J. of Phys.* 2002. V. 4. P. 61.1–61.20.

A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints. Filamentation of a high-power frequency-modulated femtosecond laser pulse along a vertical atmospheric path.

A possibility of application of laser chirps to creation of an «altitude» light filament in the case of high-power femtosecond radiation propagation along a vertical atmospheric path with accounting for altitude variation of nonlinear interaction constants is under discussion. Based on the model of exponential decrease in air density and the corresponding increase in the self-focusing critical power, it is shown that position of the nonlinear beam focus can be under control with the use of chirping. At the same time, the pulse free of frequency modulation propagates along the path linearly and the filament does not appear; while the chirping of such a pulse leads to its provisional compression, and, as a result, to formation of a light filament of high peak intensity.

2. Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S., Rodriguez M., Ronneberger F., Sauerbrey R., Stein B., Waite D., Wedekind C., Wille H., Wöste L. Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses // *Appl. Phys. B.* 2000. V. 71. P. 573–580.
3. Cheng C.C., Wright E.M. and Moloney J.V. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 213001-4.
4. Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.P., André Y.B., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Tzortzakis S., Rodriguez M., Wille H., Wöste L. Infrared extension of the supercontinuum generated by fs-TW-laser pulses propagating in the atmosphere // *Opt. Lett.* 2000. V. 25. P. 1397–1399.
5. Iwasaki A., Aközbek N., Ferland B., Luo Q., Roy G., Bowden C.M., Chin S.L. A lidar technique to measure the filament length generated by a high-peak power femtosecond laser pulse in air // *Appl. Phys. B.* 2003. V. 76. P. 231.
6. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Интегральные параметры мощного фемтосекундного лазерного излучения при филаментации в воздухе // *Оптика атмосф. и океана.* 2005. Т. 18. №. 7. С. 574–579.
7. Fontaine B.La., Vidal F., Jiang Z., Chien C.Y., Comtois D., Desparois A., Johnston T.W., Kieffer J.-C., Pepin H., Mercure H.P. Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air // *Phys. Plasm.* 1999. V. 6. P. 1615.
8. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Aközbek N., Bowden C.M., Chin S.L. Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation) // *Appl. Phys. B.* 2003. V. 77. P. 149.
9. Rodriguez M., Bourayou R., Me'jean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Scholz A., Stecklum B., Eisloffel J., Laux U., Hatzes A.P., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.P. Kilometer-range nonlinear propagation of femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. P. 036607.
10. Gaeta A.L. Catastrophic collapse of ultrashort pulses // *Phys. Rev. Lett. E.* 2000. V. 84. N 16. P. 3582–3585.
11. Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. Polarization dynamics of femtosecond pulses propagating in air // *arXiv:physics/0101073 v1.* 2001.
12. Couairon A. Filamentation length of powerful laser pulses // *Appl. Phys. B.* 2003. V. 76. P. 789–792.
13. Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. Nonlinear propagation of subpicosecond ultraviolet laser pulses in air // *Opt. Lett.* 2000. V. 25. N 17. P. 1270–1272.
14. Sprangle P., Peñano J.R., and Hafizi B. Propagation of intense short laser pulses in the atmosphere // *Phys. Rev. E.* 2002. V. 66. P. 046418.
15. Blow K.J., Wood D. Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers // *IEEE J. Quant. Electron.* 1989. V. 25. P. 2665–2673.