

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

Численное моделирование самовоздействия тераваттных пикосекундных импульсов CO₂-лазера в воздухе

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 3.06.2013 г.

Представлены результаты численного моделирования нелинейного распространения мощного импульсного лазерного излучения на длине волны 10,6 мкм в воздухе в режиме керровской самофокусировки и филаментации. Оптическая модель воздуха включала в себя кубичную и высшие нелинейности, плазменную нелинейность и линейное поглощение. Изучен режим одиночной филаментации лазерного пучка с пиковой мощностью до нескольких тераватт и длительностью импульса 1 пс. Впервые показано, что особенность самовоздействия такого длинноволнового излучения в воздушной среде, в отличие от филаментации в ближнем ИК-диапазоне, заключается в формировании аномально протяженного и широкого в поперечнике интенсивного светового канала (десятки ТВт/см²), сопровождаемого однородной плазменной колонкой. Формирующаяся в канале пучка электронная плазма имеет сравнимую с фемтосекундной плазмой пиковую плотность электронов, однако при этом характеризуется более плавным ее изменением по дистанции распространения излучения. Причина этого заключается в том, что в поле излучения пикосекундных импульсов CO₂-лазера изменяется сам характер ионизации среды в пользу туннелирования связанных электронов через потенциальный барьер и последующего развития электронной лавины.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, самофокусировка, филаментация, ионизация, лазерная плазма; *ultrashort laser radiation, self-focusing, filamentation, ionization, laser plasma.*

Введение

К настоящему времени CO₂-лазер является, пожалуй, самым широко используемым источником мощного десятимикронного излучения при решении различных задач атмосферной оптики, в которых важны экстремальная мощность и энергетика излучения [1, 2]. Создание лазеров высокого давления на смесях газов CO₂ и N₂O [3, 4] позволило существенно повысить мощность генерации до мультитераваттного уровня за счет укорочения импульса излучения до нескольких пикосекунд [5] и даже сотен фемтосекунд [6].

Средний ИК-диапазон привлекателен тем, что при сравнительно небольшом континуальном поглощении в атмосфере (~0,1 км⁻¹ на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм) воздушная трасса способна передавать мощности до нескольких тераватт [7]. Дальнейшее повышение мощности приводит к самовоздействию излучения и возникновению нелинейных потерь. Эти потери связаны, главным образом, с ионизацией и оптическим пробоем воздуха [1, 8], происходящими на фоне керровской самофокусировки и филаментации лазерного пучка. Для сравнения: современные твердотельные лазеры, генерирующие излучение в микронном диапазоне, имеют ограничение по передаваемой через атмосферу мощности порядка десятков гигаватт [9–12].

Другой аспект проблемы, наоборот, связан с использованием самого нелинейного характера распространения мощного излучения в среде для создания на трассе электропроводящих плазменных каналов [13–15], а также для реализации спектральных трансформаций силового пучка, например для получения высокоинтенсивного широкополосного когерентного источника (суперконтинуума) [16]. Здесь преимущества излучения среднего ИК-диапазона также неоспоримы, поскольку частотная ширина этого суперконтинуального излучения пропорциональна несущей длине волны. Поэтому если при филаментации излучения в ближнем ИК-диапазоне возникающее широкополосное излучение располагается, как правило, в видимой части спектра, то для самовоздействия более длинноволнового излучения частотная полоса суперконтинуума уже охватывает ближний и средний ИК-диапазоны [17].

К настоящему времени какие-либо опубликованные экспериментальные исследования по самофокусировке и филаментации высокомошных ультракоротких импульсов десятимикронного диапазона в воздухе авторам неизвестны. По-видимому, это дело будущего. Из теоретических работ следует отметить статью [7], в которой приведены первые численные расчеты по самовоздействию импульсного излучения CO₂-лазера в ксеноне и в воздухе применительно к изучению возможного сокращения временной длительности импульсов и генерации терагерцового излучения при распространении пучка в нелинейной среде. В частности, авторы [7] отме-

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

тили тот факт, что одна из особенностей взаимодействия десятимикронного излучения с газовой средой заключается в преимущественно туннельном механизме ионизации молекул интенсивным оптическим полем, в отличие от многофотонного поглощения в ближнем ИК-диапазоне. Кроме того, с увеличением длины волны квадратично растет и скорость «разогрева» образовавшейся лазерной плазмы оптическим полем, т.е. увеличение пондеромоторной энергии свободных электронов. Это приводит к повышению эффективности обратного воздействия плазменных областей на распространяющееся излучение и, в частности, к увеличению среднего сечения формирующихся при самофокусировке светового пучка филаментов.

Цель нашей работы заключалась в теоретическом исследовании нелинейного распространения на воздушной трассе импульсного тераваттного излучения с длиной волны 10,6 мкм для оценки перспективности его использования в атмосферно-оптических приложениях. Мы представляем более детально физическую картину самофокусировки и филаментации такого излучения с анализом пространственной эволюции филаментов, а также количественными оценками основных параметров плазменных каналов, формируемых световым пучком в результате ионизации воздуха. При исследовании была использована широко известная модель оптической нелинейности воздуха [9–12], первоначально развитая для коротковолнового излучения фемтосекундной длительности и учитывающая все значимые физические эффекты, происходящие с излучением в среде. Данная модель была обобщена нами на средний ИК-диапазон длин волн путем применения дисперсионной зависимости коэффициентов нелинейного взаимодействия.

1. Теоретическая модель самофокусировки короткого лазерного импульса

Моделирование распространения короткого лазерного излучения в прозрачной среде будем проводить на основе формализма нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) [9]. Данное уравнение описывает параксиальное, однонаправленное распространение световой волны в скалярном приближении в предположении медленного по сравнению с гармоническим наполнением изменения ее амплитуды. Кроме линейных эффектов дифракции пучка и частотной дисперсии групповой скорости волнового пакета в среде, НУШ учитывает также нелинейную поляризуемость среды в интенсивном оптическом поле, что приводит к амплитудно-фазовой самомодуляции световой волны.

К наиболее существенным нелинейно-оптическим эффектам относятся электронный эффект Керра, нелинейная рефракция и поглощение в формирующейся в канале пучка плазме, а также оптическая нелинейность высших порядков по полю.

В системе координат, связанной с движущимся с групповой скоростью v_g импульсом $(\mathbf{r}_\perp, z; t \equiv t' - z/v_g)$,

в так называемом SEWA-приближении [18] НУШ записывается в следующем виде:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0 k_0 T_\delta} \nabla_\perp^2 + i \frac{k''_\omega}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U - ik_0 T_\delta (n_2 + n_{\text{НОКЕ}} - T_\delta^{-2} n_p) U + \frac{\alpha_N + \alpha_L}{2} U = 0. \quad (1)$$

Здесь $U(\mathbf{r}_\perp, z; t)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля светового импульса; ∇_\perp^2 — поперечный лапласиан; n_0 , α_L — линейные коэффициенты преломления и поглощения газовой среды; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число; $k''_\omega = \partial^2 k / \partial \omega^2$ — дисперсионный коэффициент 2-го порядка; ω — частота световой волны; n_2 — кубичная нелинейность показателя преломления воздуха; $n_{\text{НОКЕ}}$ — коэффициент при нелинейности высших порядков; $T_\delta = 1 + i\omega_0^{-1} \partial / \partial t$ — оператор, учитывающий пространственно-временную фокусировку ($T_\delta^{-1} \nabla_\perp^2$) и самообострение временного фронта ($T_\delta \tilde{n}_2$) импульса излучения; α_N , n_p — «плазменные» нелинейные коэффициенты поглощения и преломления света, связанные с процессами фотоионизации и плазмообразования в среде. Они даются следующими выражениями:

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

$$n_p = \sigma_c \frac{\tau_c c \rho_e}{2n_0}, \quad (3)$$

где $W_I(I)$ — скорость фотоионизации среды; $I = |U|^2 c n_0 / 8\pi$ — интенсивность излучения; ρ_{nt} — плотность нейтральных атомов (молекул); σ_c , ΔE_i — сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы соответственно; ρ_e — зависящая от пространственных и временных координат концентрация свободных электронов в канале пучка (плотность плазмы); τ_c — характерное время столкновения свободных электронов с тяжелыми частицами; $\omega_p = \sqrt{e^2 \rho_e / (m_e \epsilon_0)}$ — плазменная частота; e , m_e — заряд и масса электрона; $\epsilon_0 = 8,8 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — универсальная электрическая постоянная.

Для нахождения мгновенной плотности свободных электронов в среде $\rho_e(\mathbf{r}_\perp, z, t)$ обычно используется упрощенное скоростное уравнение, которое включает в себя процессы, дающие прирост плотности электронов за счет полевого (многофотонного, туннельного) и столкновительного (каскадного) механизмов ионизации атомов и молекул, а также учитывает убыль концентрации электронов вследствие их рекомбинации с ионами и нейтральными атомами.

При условии квазинейтральности и квазиравновесности плазмы эволюция концентрации свободных электронов в канале лазерного пучка подчиняется следующему уравнению [8]:

$$\partial \rho_e / \partial t = W_I(I) (\rho_{nt} - \rho_e) + v_{cas} \rho_e I - v_r \rho_e^2 - (v_{att} + v_{diff}) \rho_e, \quad (4)$$

где $v_{cas} = \sigma_c/n_0\Delta E_i$ — коэффициент каскадной ионизации; v_r, v_{att}, v_{diff} — скоростные коэффициенты рекомбинации, присоединения и свободной диффузии электронов соответственно.

Рассмотрим более подробно каждое из слагаемых в правой части данного уравнения применительно к различному диапазону длин волн воздействующего лазерного излучения.

Полевая ионизация атомов характерна для достаточно высоких интенсивностей воздействующего на среду излучения и может носить характер *многофотонной* (МФИ) либо туннельной ионизации [19, 20]. При МФИ атом может быть ионизован в результате последовательного поглощения им за очень короткий промежуток времени нескольких квантов $\hbar\omega$ излучения (\hbar — постоянная Планка). При этом связанный электрон получает достаточно энергии, чтобы оторваться от атома и стать свободным. Вероятность данного многофотонного процесса пропорциональна мгновенной интенсивности лазерного излучения в степени K , где K есть целая часть выражения $(\Delta E_i/\hbar\omega + 1)$.

При преимущественно *туннельном* типе ионизации требуется значительно меньше квантов света, чем при МФИ. Электрон в атоме при этом способен туннелировать через потенциальный барьер энергетической ямы, т.е. стать свободным. Вероятность туннелирования растет с увеличением интенсивности внешнего светового поля (поскольку это уменьшает толщину и высоту потенциального барьера), а также и энергии электрона в атоме (например в результате разогрева электронных оболочек атома в переменном электромагнитном поле или же при столкновениях с другими частицами).

В теории граница между режимами многофотонной и туннельной ионизации дается так называемым адиабатическим параметром (параметр Келдыша): $\gamma_i = \sqrt{\Delta E_i/2\varepsilon_p}$, где $\varepsilon_p = e^2|U|^2/4m_e\omega^2$ — 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.

При ударном типе ионизации атомов затравочные свободные электроны, которые всегда присутствуют в среде (порядка 10^4 см⁻³), набирают энергию колебательного движения (пондеромоторную энергию) в электромагнитном поле волны за счет механизма, обратного эффекту тормозного излучения, и при столкновении с нейтральными атомами могут их ионизовать. Образующиеся новые «холодные» электроны, взаимодействуя со световым полем, также повышают свою пондеромоторную энергию и приводят к образованию новой порции свободных зарядов и т.д. Таким образом, в среде развивается электронная лавина, при которой кон-

центрация свободных электронов растет экспоненциально во времени.

Сечение каскадной ионизации атома σ_c в приближении мгновенного обмена энергией с электроном (модель Друде) выражается следующим образом:

$$\sigma_c = e^2\tau_c / [cm_e\varepsilon_0(\omega^2\tau_c^2 + 1)], \quad (5)$$

и, как видно, при условии $\omega^{-1} \ll \tau_c$, которое для воздуха справедливо вплоть до дальнего ИК-диапазона, обратно пропорционально квадрату частоты лазерного излучения ω . Расчет параметра σ_c по (5) для воздуха нормального давления при значении среднего времени пробега электрона $\tau_c = 3,5 \cdot 10^{-13}$ с дает $\sigma_c = 5,5 \cdot 10^{-20}$ см⁻² для $\lambda_0 = 0,8$ мкм и большую чем на два порядка величину $\sigma_c = 9,7 \cdot 10^{-18}$ см⁻² для $\lambda_0 = 10,6$ мкм.

Физическими процессами, приводящими к снижению концентрации электронов в плазме, являются электрон-ионная рекомбинация, диффузия электронов и захват свободных электронов нейтральными молекулами среды с образованием отрицательных ионов, так называемое присоединение («прилипание») электронов. Последний механизм характеризуется соответствующей «скоростью»: $v_{att} = m_e\tau_c\omega^2/M[(\omega\tau_c)^2 + 1]$, где M — масса молекулы. Для характерного времени «прилипания» электронов $\tau_{att} = v_{att}^{-1}$ существует оценка $\tau_{att} \sim 4 \cdot 10^{-8}$ с [8].

Скорость рекомбинации электронов (речь идет об излучательном и диссоциативном типах рекомбинации), которая, по сути, является обратной процессу ионизации, пропорциональна концентрации положительных ионов и частоте столкновений электронов и ионов в плазме. Типичные значения коэффициента рекомбинации v_r электронов со средней энергией в диапазоне $T_e \approx 1 \div 100$ эВ в атмосферном воздухе по данным [8] равны $10^{-7} \div 10^{-14}$ см³/с. Тогда минимальное характерное время рекомбинации электронов с типичной для плазменной колонки светового филамента плотностью $\rho_e = 10^{16}$ см⁻³ оценивается как $\tau_r = (v_r\rho_e)^{-1} \sim 10^{-9}$ с.

Диффузия свободных электронов из области их повышенной концентрации в балансовом уравнении (4) учтена средней скоростью диффузионных потерь $v_{diff} = D_e/\Lambda^2$, где D_e — коэффициент (свободной или амбиполярной) диффузии электронов, а Λ — характерная диффузионная длина. Этот масштаб в случае цилиндрической геометрии плазменной колонки записывается в следующем виде [8]: $1/\Lambda^2 = (2,4/R_p)^2 + (\pi/L_p)^2$, где R_p и L_p — радиус и длина «плазменного цилиндра». Поскольку обычно в филаменте $L_p \gg R_p$, то можно считать, что характерное время жизни электрона в выделенном объеме среды $\tau_{diff} = 1/v_{diff} \approx (R_p^2/5,76D_e)$. Проводя оценку данного времени для плазменной колонки филамента со средним размером $R_p = 10^{-2}$ см и считая диффузию электронов свободной, т.е. $D_e = 10^3$ см²/с, получим $\tau_{diff} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ с.

Из сравнения характерных времен τ_r , τ_{diff} и τ_{att} с типичной длительностью лазерного импульса $t_p = 1$ пс, обсуждаемого в настоящей статье, видно, что убыль числа свободных электронов за счет их рекомбинации, диффузии и присоединения к нейтралам является значительно более медленным процессом, чем временной масштаб изменения оптического поля. Поэтому в дальнейшем анализе все эти каналы сброса электронной концентрации учитываться не будут.

Таким образом, вместо (4) будем использовать укороченное уравнение для плотности свободных электронов:

$$\partial \rho_e / \partial t = W_I(I)(\rho_{nt} - \rho_e) + v_{cas} \rho_e I. \quad (6)$$

Здесь первое слагаемое в правой части учитывает полевой тип ионизации среды, а второе — ионизацию электронным ударом. Относительный вес каждого из типов ионизации зависит от ряда факторов, среди которых основными являются энергия кванта излучения $\hbar\omega$, его интенсивность I и величина сечения каскадной ионизации σ_c .

В видимой и ближней ИК-областях длин волн квант излучения обладает значительной энергией, достаточной для того, чтобы несколько одновременно поглощенных квантов смогли ионизовать атомы воздуха. Так, для $\lambda_0 = 0,8$ мкм в процессе МФИ, например атома кислорода с $\Delta E_i = 12,1$ эВ, участвуют 7 квантов света, а для атома азота ($\Delta E_i = 15,6$ эВ) их требуется 11. Величина параметра γ_i при интенсивности лазерного импульса $I = 10^{13}$ Вт/см² составляет порядка трех, что указывает на преимущественно многофотонный тип ионизации среды.

Энергия кванта излучения уменьшается пропорционально увеличению длины волны, и для осуществления МФИ в среднем ИК-диапазоне излучением СО₂-лазера атомам воздуха необходимо одновременно поглотить более 100 квантов света. Очевидно, что вероятность такого события стремится к нулю. Поэтому для рассматриваемой длины волны $\lambda_0 = 10,6$ мкм ионизация воздуха оптическим полем будет носить туннельный характер, о чем также свидетельствует параметр Келдыша γ_i , значение которого остается меньше единицы вплоть до лазерных интенсивностей 10^{14} Вт/см².

Что касается ударного механизма набора электронной концентрации под действием излучения, то его роль также существенно зависит от частоты волны ω и, кроме того, от длительности лазерного импульса t_p . Формально решая уравнение (6) только для второго слагаемого в правой части, получим динамику развития электронной лавины:

$$\rho_e(t) = \rho_e^0 \exp \left\{ v_{cas}(\omega) t_p \int_t^1 I(t') d(t'/t_p) \right\},$$

где ρ_e^0 — некоторая начальная плотность свободных электронов в среде. Как было отмечено выше, зависимость от частоты квадратично входит в выра-

жение (5) для сечения ионизации атома σ_c и, таким образом, относительно длинные импульсы длинноволнового излучения СО₂-лазера должны более эффективно, чем коротковолновое фемтосекундное излучение, «нагревать» газ свободных электронов и поддерживать ионизационный каскад.

На рис. 1 для примера приведены скорости прироста свободных электронов $\delta_t \rho_e \equiv (\partial \rho_e / \partial t)$ при ионизации атомов кислорода (концентрация атомов в воздухе $\rho_{nt} = 5,0 \cdot 10^{18}$ см⁻³) за счет только полевой или же только ударной ионизации лазерным импульсом.

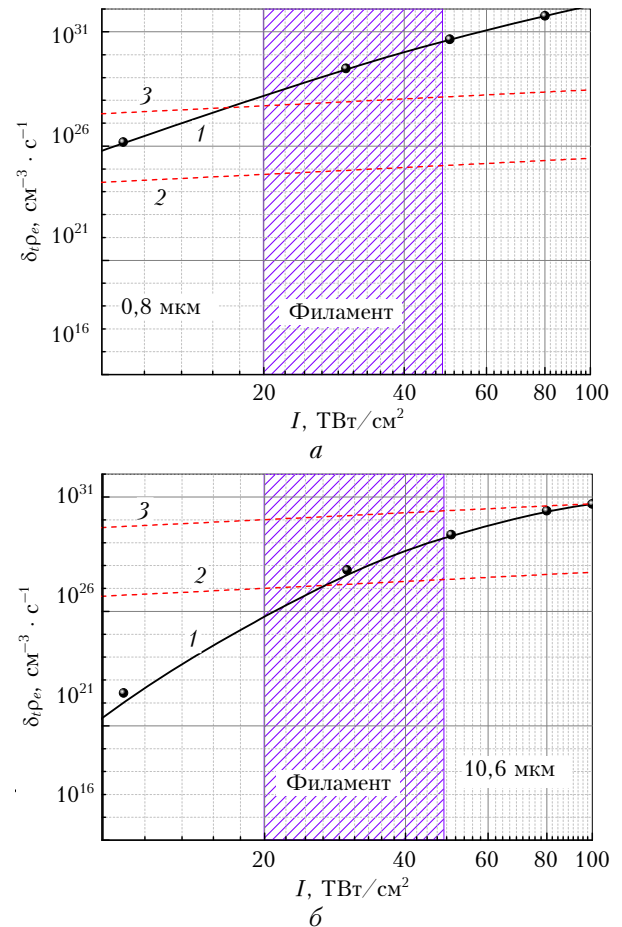


Рис. 1. Скорость прироста свободных электронов $\delta_t \rho_e$ при полевой (1) или ударной (2, 3) ионизации атомов кислорода лазерным излучением с $\lambda_0 = 0,8$ (а) и $10,6$ мкм (б). Расчет для ударной ионизации при $\rho_e^0 = 10^{13}$ см⁻³ (2) и 10^{16} см⁻³ (3)

Эти скорости вычислялись согласно (6) при удерживании только первого или только второго слагаемых в правой части и варьировании пиковой интенсивности излучения. Диапазон интенсивностей, характерных для филаментации светового пучка, отмечен штриховкой. Для расчета скорости ударной ионизации использовались характерные для филаментации значения плотности свободных электронов. Вероятность полевой ионизации W_I вычислялась по широко используемой модели [21].

Из рис. 1 следует, что генерация свободных электронов при самофокусировке коротковолнового ИК-излучения титан-сапфировых лазеров в воздухе происходит в основном за счет прямой полевой ионизации атомов. Роль ударной ионизации пренебрежимо мала. Ситуация кардинально изменяется для десятимикронного излучения СО₂-лазера, когда плазмообразование в области филамента обеспечивается преимущественно электронной лавиной, развивающейся из затравки, созданной посредством туннельной ионизации молекул воздуха. Как будет видно из разд. 2, такое фундаментальное различие в физических процессах, создающих и поддерживающих плазменные области при филаментации излучения из различных спектральных диапазонов, неизбежно приводит к различиям в пространственной структуре как самого плазменного канала, так и породившего его лазерного пучка.

2. Обсуждение результатов моделирования

Обратимся к результатам численных расчетов самовоздействия мощных импульсов излучения ближнего и среднего ИК-диапазонов в воздухе (в дальнейшем для удобства будем использовать аббревиатуры БИК и СИК соответственно). Согласно выбранным типам лазерных источников примем следующие параметры излучения. Рассматривается изначально гауссовский по пространству-времени импульс излучения с длительностью (по уровню e^{-1} от максимума интенсивности) $t_p = 100$ фс и радиусом $R_0 = 2,75$ мм на $\lambda_0 = 0,8$ мкм и $t_p = 1$ пс, $R_0 = 1$ см для излучения на $\lambda_0 = 10,6$ мкм. Пиковую мощность P_0 каждого из импульсов излучения зафиксируем на уровне пятикратного превышения соответствующей критической мощности R_c на данной длине волны, чтобы иметь основания рассматривать режим одиночной филаментации пучка и упростить численное интегрирование НУШ, сократив его пространственную размерность в цилиндрической симметричной системе координат. Таким образом, соответствующим выбором начальных радиусов и мощностей излучения обеспечивается равенство стартовых условий филаментации пучков, а именно дистанции их самофокусировки $z_s \propto L_D \eta^{-1/2}$, где $L_D = 2\pi R_0^2 / \lambda_0$ — дифракционная длина пучка (в данном случае $L_D = 59,2$ м), а $\eta = P_0 / P_c$ — приведенная пиковая мощность импульса.

Для излучения с $\lambda_0 = 0,8$ мкм величины коэффициентов в (1)–(4) были выбраны следующими: $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-23}$ м²/Вт, $n_4 = -1,5 \cdot 10^{-41}$ м⁴/Вт², $n_6 = 2,1 \cdot 10^{-58}$ м⁶/Вт³, $n_8 = -0,8 \cdot 10^{-75}$ м⁸/Вт⁴ (согласно данным [22]), $k''_0 = 0,21$ фс²/см. Эффективная критическая мощность самофокусировки излучения P_c с учетом только мгновенной составляющей кервской нелинейности при этом равна 3,2 ГВт.

Экспериментальные данные по оптической модели воздуха в спектральном диапазоне излучения

СО₂-лазера в литературе отсутствуют. Для построения дисперсионной зависимости коэффициентов оптической нелинейности воздуха $n_{2m}(\omega)$ была использована так называемая обобщенная формула Миллера [23]:

$$\frac{n_{2m}(\omega_0)}{n_{2m}(\omega)} = \left(\frac{n_0^2(\omega_0) - 1}{n_0^2(\omega) - 1} \right)^{2m+2},$$

где $m = 1, \dots, M$. Дисперсия линейного показателя преломления $n_0(\omega)$ конкретного газа рассчитывалась по соотношению, аналогичному известной формуле Зельмейера для воздуха.

Так, например, для атмосферных газов N₂ и O₂ в [24] предложены следующие дисперсионные зависимости:

$$10^8(n_{0,N_2} - 1) = 8736,28 + \frac{2398095,2}{128,7 - 1/\lambda^2},$$

$$10^8(n_{0,O_2} - 1) = 15532,45 + \frac{456402,97}{50,0 - 1/\lambda^2},$$

где λ берется в микрометрах. Таким образом, если взять за основу значения коэффициентов n_{2m} для азота на $\omega_0 = (1/0,8)$ мкм⁻¹, то согласно приведенным выражениям получим соответствующие коэффициенты для $\lambda_0 = 10,6$ мкм: $n_2 = 2,89 \cdot 10^{-23}$ м²/Вт, $n_4 = -1,44 \cdot 10^{-41}$ м⁴/Вт², $n_6 = 1,94 \cdot 10^{-58}$ м⁶/Вт³, $n_8 = -0,72 \cdot 10^{-75}$ м⁸/Вт⁴. Критическая мощность самофокусировки $P_c = \lambda_0^2 / (2\pi n_0 n_2)$ здесь существенно выше и равняется 0,62 ТВт. Дисперсия групповой скорости воздуха вследствие большой временной длительности импульса СО₂-лазера не учитывалась ($k''_0 = 0$).

Рассмотрим сначала, как изменяются вдоль трассы распространения радиус световых пучков R_w и их пиковое значение интенсивности I_{max} . Данные зависимости показаны на рис. 2. Параметр R_w определялся по профилю плотности энергии импульса $\omega(r, z) = \int I(r, z; t) dt$ как полуширина на уровне e^{-1} от максимума.

Нетрудно видеть, что, начиная примерно с 15 м от начала трассы, излучение филаментируется, о чем свидетельствуют резкий рост пиковой интенсивности и такое же резкое уменьшение размера пучка. Средние значения I_{max} в филаменте для излучения из обоих диапазонов близки и составляют 25–35 ТВт/см² (аналогичные значения получены в [7]), однако в поперечнике филамент, сформировавшийся пучком СИК, оказывается существенно толще: $R_w \cong 3 \div 5$ мм против $R_w \cong 0,1$ мм для БИК.

Различна и дальнейшая динамика пучков из разных спектральных диапазонов. Из рис. 2, б следует, что предельно высокая интенсивность, характерная для филамента, в пучке десятимикронного излучения поддерживается до дистанции $z \approx 170$ м,

в то время как филаментация излучения БИК прекращается уже примерно после 7 м после ее начала.

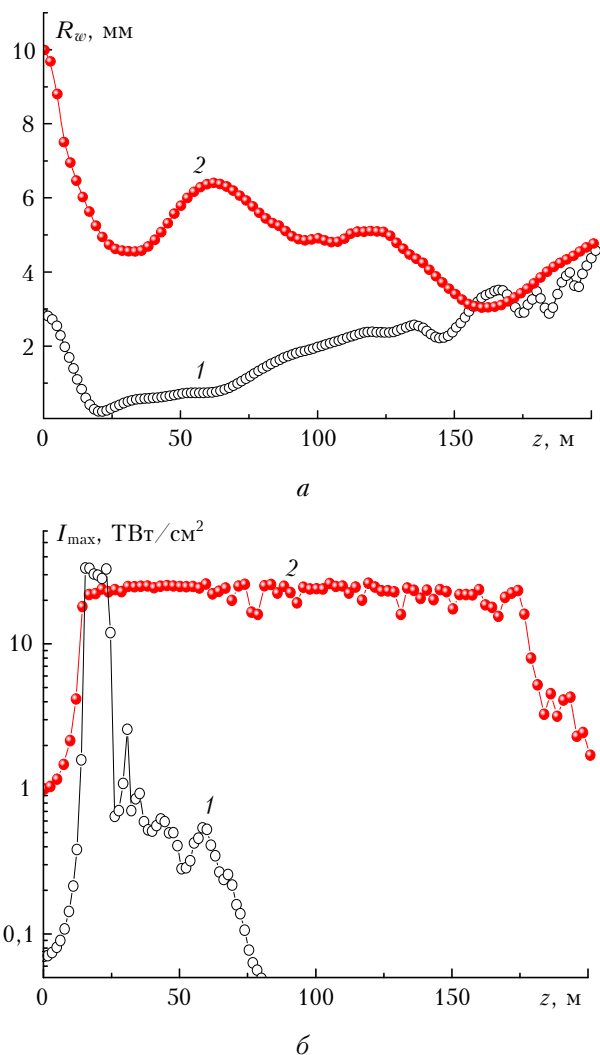


Рис. 2. Трассовая эволюция радиуса пучка (а) и пиковой интенсивности (б) для $\lambda_0 = 0,8$ мкм (1) и 10,6 мкм (2)

Представление о пространственной структуре лазерного пучка при распространении его в режиме самовоздействия в воздухе дает рис. 3, на котором в виде теневой рельефной поверхности построено распределение плотности энергии $w(x, z)$, нормированной на свой абсолютный (по трассе) максимум. Нормировка продольной координаты по оси z проведена на длину Рэлея $L_R = L_D/2$, поперечная координата нормирована на начальный радиус пучка, который, напомним, в каждом случае свой.

Сравнение данных изображений показало, насколько различается пространственная эволюция лазерных пучков в различных спектральных диапазонах. Прежде всего, это отмеченная выше большая продолжительность существования канализованного состояния излучения вблизи оси пучка CO_2 -лазера. Высокоинтенсивный световой канал, видимый на изображениях как продольная темная об-

ласть, простирается, по крайней мере, на три длины дифракции исходного пучка против примерно половины этого масштаба для излучения БИК.

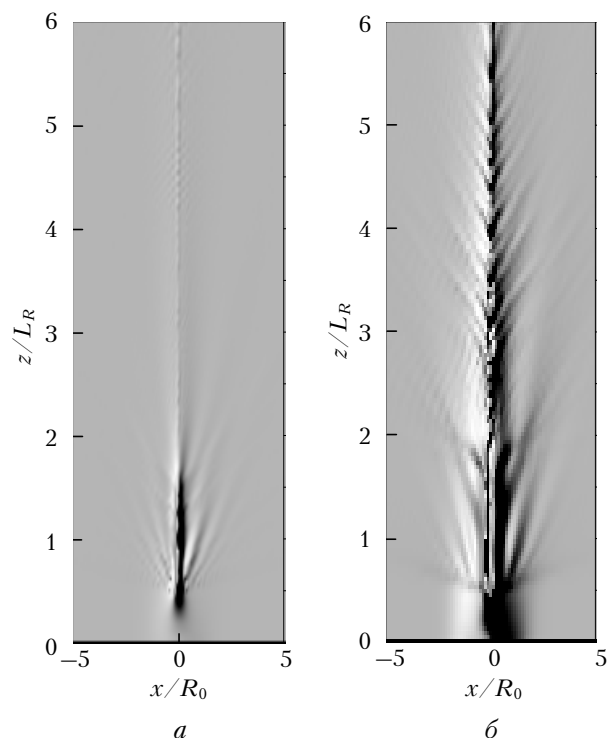


Рис. 3. Пространственное распределение плотности энергии лазерного излучения с $\lambda_0 = 0,8$ (а) и 10,6 мкм (б)

Далее, на что следует обратить внимание, это более развитая поперечная структура светового пучка СИК, которая выглядит как «елочка», расположенная навстречу распространению излучения. Каждая «ветвь» этой структуры представляет собой кольцевое уплотнение энергии, увеличивающее свои размеры по мере увеличения продольной координаты. Источником колец, как и в случае с пучком БИК, являются локальные нелинейные фокусы, формирующиеся в результате нестационарной керровской самофокусировки импульса. Только, в отличие от микронного излучения, при самовоздействии пучка CO_2 -лазера этих колец возникает больше и они переносят значительно больше световой энергии.

И наконец, еще одно обстоятельство, визуальное отличающее филаментацию двух типов излучений, связано с появлением на оси пучка СИК провала в значениях плотности световой энергии. На рис. 3, б можно заметить, что сразу после начала филаментации, т.е. при $z \approx 0,46L_R$, в распределении $w(x, z)$ на $x = 0$ возникает локальный минимум. Этот минимум существует примерно до дистанции $z \approx 2L_R$ (продольная структура в виде «желоба»), а затем трансформируется в осевой максимум, который в дальнейшем уже не меняет своего положения. Расчеты показывают, что максимальная глубина провала составляет порядка 20%

от пиковой плотности энергии и достигается в поперечном сечении, соответствующем расстоянию $z \approx L_R$. При филаментации излучения БИК никакого провала на оси пучка не возникает (см. рис. 3, *a*).

Для выяснения физических причин такого кардинального отличия характера самовоздействия излучений из ближнего и среднего ИК-диапазонов рассмотрим более детально динамику нестационарной самофокусировки импульса. В рамках принятого физического сценария филаментации излучения возникновение филаментов при самофокусировке световой волны обеспечивается механизмами, препятствующими поперечному коллапсу пучка и стабилизирующими его интенсивность, а именно нелинейным поглощением и рефракцией волны на плазменной колонке. Действие данных эффектов в уравнении (1) учтено соответствующими коэффициентами α_N и n_p . Они противодействуют эффекту Керра (слагаемое n_2) и обеспечивают локальный баланс мгновенных «сил» фокусировки-дефокусировки в зоне филамента путем «выпрямления» фазовой поверхности волны.

Как следует из выражения (3), коэффициент нелинейной рефракции излучения в плазме пропорционален плотности свободных электронов ρ_e и сечению каскадной ионизации σ_c , которое увеличивается более чем на два порядка для излучения СИК. Поскольку пиковые значения ρ_e для излучения обоих спектральных диапазонов оказываются близкими (согласно расчетам $\rho_e \sim 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$), то наблюдаемую на рис. 3, *b* ярко выраженную «елочную» структуру светового канала пучка можно приписать именно возросшему действию плазменной дефокусировки излучения СИК, когда задний фронт лазерного импульса дифрагирует на сформированной его передней частью плазменной колонке.

Роль поглощения энергии излучения плазмой, которая идет на «разогрев» свободных электронов и поддержание каскада ионизации, также возрастает в среднем ИК-диапазоне длин волн. Обратимся к рис. 4, на котором для примера показаны временные профили интенсивности в импульсе излучения и нелинейного коэффициента поглощения α_N , рассчитанные на оси пучка при $z = 0,56L_R$ ($z \approx 17 \text{ м}$), т.е. практически сразу после начала филаментации пучков.

Видно, что вследствие нелинейного поглощения временная форма лазерного импульса существенно искажается по сравнению с начальным гауссовским профилем (кривая 3), причем эти искажения носят различный характер в зависимости от длины волны излучения. Для микронного излучения (рис. 4, *a*) характерно дробление временного профиля импульса с формированием нескольких максимумов интенсивности. Коэффициент поглощения α_N здесь здесь повторяет профиль интенсивности. Импульс излучения СО₂-лазера (рис. 4, *b*) искажается по-другому, испытывая почти полное гашение своей центральной части и хвоста, в то время как

передний фронт проходит среду практически без искажений. Уровень нелинейного поглощения в этом случае нарастает с течением времени.

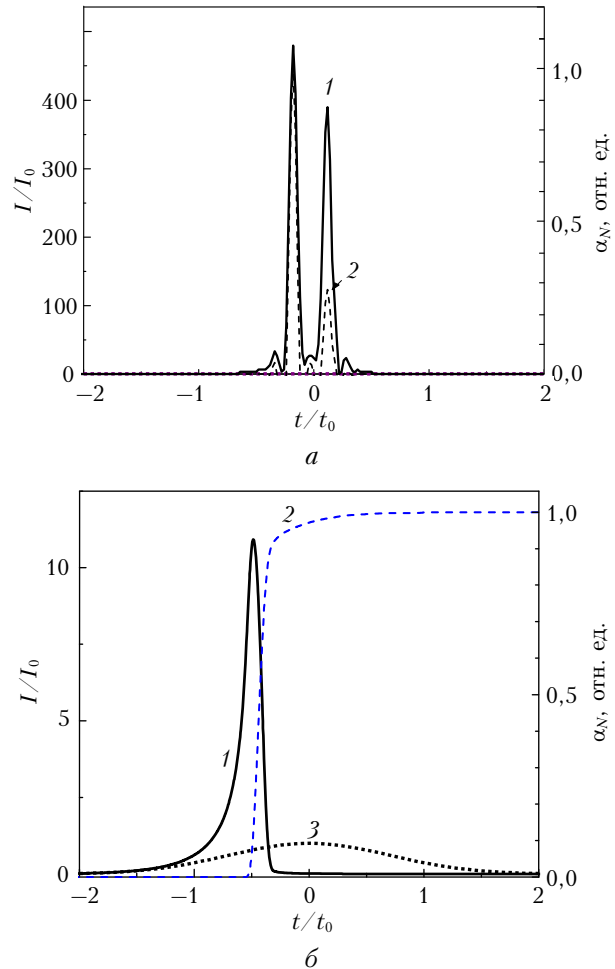


Рис. 4. Временной профиль относительной интенсивности излучения (1) и нелинейного коэффициента поглощения среды α_N (2) в зависимости от времени с $\lambda_0 = 0,8$ (*a*) и $10,6 \text{ мкм}$ (*b*); 3 – профиль начального импульса

Если посмотреть на выражение для коэффициента α_N (2), то становится понятным, что потери излучения БИК в основном связаны с затратами на прямую полевую ионизацию атомов среды, учитываемую вторым слагаемым в правой части выражения (2). В режиме ионизации путем многофотонного поглощения, что, как было установлено выше, справедливо для самовоздействия излучения с $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$, имеем: $\alpha_N(t) \propto v^{(K)} I(t)^{K-1}$, где $v^{(K)}$ – скоростной коэффициент МФИ. Следовательно, поглощение излучения преимущественно будет идти в максимумах интенсивности импульса, что и наблюдается на рис. 4, *b*.

В случае десятимикронного излучения в нелинейном поглощении, наоборот, будет превалировать первое слагаемое в (2), т.е. импульс теряет энергию преимущественно на поглощение в созданной им

плазме. Поскольку теперь $\alpha_N(t) \approx \sigma_c \rho_e(t)$, то профиль коэффициента поглощения будет носить интегральный по времени характер, достигая своего максимума, как и плотность свободных электронов ρ_e , к концу лазерного импульса. Таким образом, передний фронт импульса путем туннельной и каскадной ионизации воздуха создает плазменный сгусток и этот сгусток затем фактически блокирует распространение оставшейся части импульса, поглощая и рассеивая световую волну.

Для рассматриваемого в настоящей статье уни-модального поперечного профиля максимум интенсивности находится на оси пучка и поэтому блокировка излучения активнее всего будет идти именно в приосевой части, приводя к появлению там минимума (темного пятна) в распределении плотности энергии. Отсутствие такого провала при моделировании филаментации коротковолнового ИК-излучения объясняется тем, что, хотя действие плазменной нелинейности проявляется так же — через поглощение и рассеяние излучения, сам уровень поглощения в плазме низок и блокировки распространения импульса на оси пучка не происходит. Многофотонное поглощение действует подобно безынерционному нелинейному фильтру, вырезая в импульсе наиболее интенсивные его части и пропуская низкоинтенсивный фон. Появление колец в профиле плотности энергии $\omega(r)$ в обоих случаях связано с дефокусировкой заднего фронта импульса на плазменной колонке, созданной передними временными слоями [слагаемое n_p в (1)].

Следует отметить, что при определенных условиях, например на постфиламентационной стадии развития одиночного светового канала в воздухе [25], в поперечном профиле плотности световой энергии также может наблюдаться появление темных пятен и для излучения с длиной волны 800 нм. Физическая причина образования пятен здесь, по-видимому, та же, что и в десятимикронном пучке и связана с самодифракцией лазерного импульса на плазменной колонке, образующейся при фотоионизации молекул воздуха в канале пучка.

Определенный практический интерес вызывает спектральный состав излучения, испытавшего самофокусировку и филаментацию при распространении в нелинейной среде. Нелинейное распространение сверхмощного короткого лазерного 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 — излучения с аномально широким спектром. Основными факторами такого спектрального уширения являются керровская и плазменная нелинейности среды, приводящие к нелинейному характеру дисперсии ее показателя преломления вдоль трассы.

В теории изменение световой волны $\delta\omega(z, t)$ после прохождения ею дистанции z определяется

через производную по времени от приращения нелинейной фазы ϕ_N [26]: $\delta\omega(z, t) = \partial\phi_N(z, t)/\partial t$. Из (1) имеем

$$\frac{\delta\omega(z, t)}{\omega_0} \propto -z \frac{\partial}{\partial t} [n_2(z, t) - n_p(z, t)] \approx z \left(-a \frac{\partial I(t)}{\partial t} + b W_I(I) + d \rho_e(t) \right), \quad (7)$$

где a, b, d — некоторые коэффициенты, зависящие от нелинейных свойств среды.

Из анализа данного выражения следует, что на начальном этапе самофокусировки пучка, до появления плазмы, происходит симметричное спектральное уширение импульса, задаваемое первым слагаемым. При увеличении пиковой интенсивности в зоне нелинейного фокуса пучка и соответствующем росте концентрации свободных электронов ρ_e в (7) начинает действовать «плазменная» составляющая, которая смещает центр тяжести спектра в УФ-область ($\delta\omega > 0$). Искажение временного профиля интенсивности импульса в области филаментации пучка вносит дополнительную асимметрию в спектральный контур излучения. Причем почти полная блокировка заднего фронта импульса, как это видно на рис. 4, б для $\lambda_0 = 10,6$ мкм, приведет к преимущественной генерации высоких частот спектра излучения.

На рис. 5 приведены спектральные контуры лазерных импульсов БИК- и СИК-диапазонов, прошедших воздушную трассу в режиме филаментации.

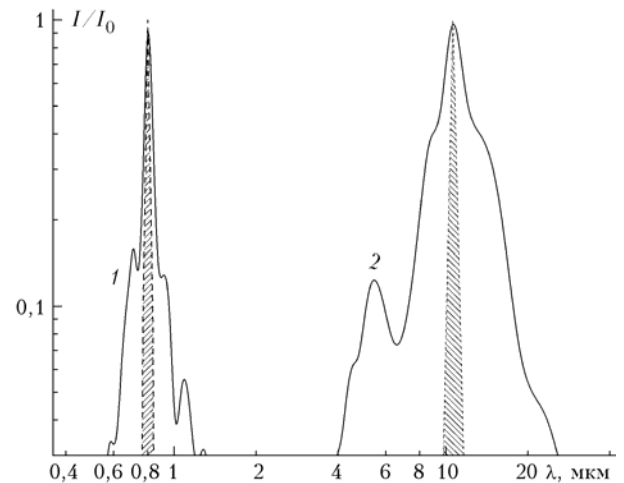


Рис. 5. Нормированный спектральный профиль излучения на дистанции $z = 200$ м: $\lambda_0 = 0,8$ (1) и $10,6$ мкм (2); заштрихованные области — начальный спектр импульсов

По оси ординат отложена нормированная на свой максимум величина спектральной мощности излучения, вычисляемой интегрально при перехвате всей поперечной площади лазерного пучка. Представленные спектры несут на себе все признаки

фазовой самомодуляции ультракороткого излучения, происходящей в присутствии сильной нелинейности. Видны уширение контура от его начального значения (заштрихованные области), сдвиг его центра тяжести и формирование суперконтинуального крыла в «синей» части спектра.

Спектральные изменения, происходящие с контуром излучения CO₂-лазера, являются более масштабными, во-первых, из-за более длинного участка филаментации, поскольку $\delta\omega \sim z$, и, во-вторых, из-за большего сечения филаментированной части светового пучка, т.е. диаметра филамента (см. рис. 2, *a*). Из рис. 5 следует, что после 200-м распространения в воздухе в спектральном контуре СИК-излучения присутствуют составляющие от 4 до 30 мкм, в то время как самовоздействие микронного излучения характеризуется уширением спектрального контура импульса от 0,5 до 1,5 мкм.

Заключение

Численное моделирование распространения в воздухе тераваттных пикосекундных импульсов CO₂-лазера с центральной длиной волны 10,6 мкм показало, что данный процесс проходит при сильной нелинейности среды, приводящей к самофокусировке и филаментации излучения с образованием плазменных областей в канале пучка. Физический сценарий самовоздействия десятимикронного излучения в целом подобен хорошо изученной ситуации с филаментацией тераваттных фемтосекундных лазерных импульсов микронного диапазона и состоит из нескольких этапов. К ним относятся первоначальное поперечное сжатие пучка за счет эффекта Керра, приводящее к росту интенсивности импульса, последующая остановка коллапса и ограничение интенсивности вследствие фотоионизации воздуха и нелинейной рефракции на образующейся плазменной колонке. Далее происходит формирование филаментов в виде устойчивых высокоинтенсивных пространственно локализованных световых структур, которые существуют на определенной дистанции, после чего под действием нелинейного поглощения в плазме и дифракционной расходимости всего пучка разрушаются.

В отличие от филаментации в ближнем ИК-диапазоне (0,8 мкм) особенность самовоздействия длинноволнового излучения состоит в формировании аномально протяженного (в дифракционных длинах исходного пучка) и широкого в поперечнике интенсивного светового канала (десятки ТВт/см²), сопровождаемого однородной плазменной колонкой. Причиной этого является то, что в поле излучения пикосекундных импульсов CO₂-лазера изменяется сам характер ионизации среды. Низкая энергия кванта излучения приводит к резкому снижению вероятности реализации многофотонных процессов фотоионизации молекул среды в пользу механизма туннелирования связанных электронов

через потенциальный барьер. Это дает более «мягкую» по изменению интенсивности импульса излучения ионизацию среды в канале лазерного пучка. В дальнейшем, за счет достаточно большой длительности и интенсивности лазерного импульса, в области филамента происходят «нагрев» электронов до энергии в сотни эВ и развитие лавины. Как результат, формирующаяся в канале пучка электронная плазма имеет сравнимую с фемтосекундной плазмой пиковую плотность электронов ($\sim 10^{15}$ см⁻³), однако при этом характеризуется более плавным ее изменением по дистанции распространения излучения и большим развитием (структура типа «елочки») в поперечном направлении.

Установленные закономерности самовоздействия мощных ультракоротких импульсов CO₂-лазера позволяют говорить о перспективности использования излучения в десятимикронном диапазоне длин волн на километровых атмосферных трассах для доставки высокоплотной световой энергии и создания протяженных электропроводящих каналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 13, гранта РФФИ № 12-05-00716_a.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1989. 256 с.
2. Gebhardt F.G. High power laser propagation // *Appl. Opt.* 1974. V. 15, N 6. P. 1479–1493.
3. Bravy B.G., Chernyshev Yu.A., Gordienko V.M., Makarov E.F., Panchenko V.Ya., Platonenko V.T., Vasil'ev G.K. Multi-terawatt picoseconds 10- μ m CO₂ laser system: design and parameters' control // *Opt. Express*. 2012. V. 20, N 23. P. 25536–25544.
4. Polyanskiy M.N., Babzien M. Ultrashort pulses // CO₂ laser – optimization and application / Ed. D.C. Dumitras. InTech. ISBN 978-953-51-0351-6, 2012. P. 139–162.
5. Haberberger D., Tochitsky S., Joshi C. Fifteen terawatt picosecond CO₂ laser system // *Opt. Express*. 2010. V. 18, N 17. P. 17865–17875.
6. Polyanskiy M.N., Babzien M., Pogorelsky I., Yakimenko V. Ultrashort-pulse CO₂ lasers: Ready for the race to petawatt? // XIX Int. Sympos. on High-Power Laser Systems and Applications: Proc. SPIE. 2012. V. 8677. 86770G.
7. Гордиенко В.М., Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф. Самовоздействие мощного десятимикронного лазерного излучения в газовых средах: управление длительностью импульса и генерация горячих электронов // *Квант. электрон.* 2009. Т. 39, № 7. С. 663–668.
8. Паузер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
9. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // *Rep. Prog. Phys.* 2007. V. 70. P. 1633–1713.
10. Couairon A., Myzyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Reports*. 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.

11. Кандидов В.П., Шленов С.А., Силаева Е.П., Дергаев А.А. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и ее приложения в атмосферной оптике // Оптика атмосф. и океана. 2010. Т. 23, № 10. С. 873–884.
12. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвеев Г.Г. Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы / Под общей ред. проф. А.А. Землянова. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010. 212 с.
13. Uchida S., Shimada Y., Yasuda H., Motokoshi S., Yamanaka C., Yamanaka T., Kawasaki Z., Tsubakimoto K. Laser-triggered lightning in field experiments // J. Opt. Technol. 1999. V. 66. P. 199–202.
14. Rodriguez M., Bourayou R., Méjean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Scholz A., Stecklum B., Eislöffel J., Laux U., Hatzes A.P., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. Kilometer-range non-linear propagation of femtosecond laser pulses // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. 036607.
15. Аполлонов В.В., Плетьев Н.В. Создание протяженных проводящих каналов в атмосфере // Квант. электрон. 2012. Т. 42, № 2. С. 130–139.
16. Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L. White-light filaments for atmospheric analysis // Science. 2003. V. 301, N 7. P. 61–64.
17. Shim B., Schrauth S.E., Gaeta A.L. Filamentation in air with ultrashort mid-infrared pulses // Opt. Express. 2011. V. 19, N 10. P. 9118–9126.
18. Brabec T., Krausz F. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3282–3285.
19. Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // Ж. эксперим. и теор. физ. 1964. Т. 47. С. 1945–1956.
20. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. М.: Физматлит, 2001. 311 с.
21. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // Ж. эксперим. и теор. физ. 1966. Т. 50. С. 1393–1397.
22. Loriot V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. Measurement of high-order Kerr refractive index of major air components: erratum // Opt. Express. 2010. V. 18, N 3. P. 3011–3012.
23. Ettoumi W., Petit Y., Kasparian J., Wolf J.-P. Generalized Miller Formulæ // Opt. Express. 2010. V. 18, N 7. P. 6613–6620.
24. Zhang J., Lu Z.H., Wang L.J. Precision refractive index measurements of air, N₂, O₂, Ar, and CO₂ with a frequency comb // Appl. Opt. 2008. V. 47, N 17. P. 3143–3151.
25. Daigle J.-F., Kosareva O., Panov N., Wang T.-J., Hosseini S., Yuanc S., Roy G., Chin S.L. Formation and evolution of intense, post-filamentation, ionization-free low divergence beams // Opt. Commun. 2011. V. 284, N 14. P. 3601–3606.
26. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. Numerical simulation of self-action of CO₂ laser TW picosecond pulses in air.

The results of numerical simulation of the nonlinear propagation of high-power pulsed laser radiation at a wavelength of 10.6 microns in air upon Kerr self-focusing and filamentation are presented. The optical model of air involves cubic and higher optical nonlinearity, plasma nonlinear absorption and refraction, and air linear absorption. The single-filamentation regime of the laser pulse with peak power of up to few terawatts and pulse duration of one picosecond is studied. For the first time we show that in contrast to the filamentation in the near-infrared wavelength range, the specific feature of long wavelength radiation self-action in air is the formation of abnormally elongated and wide intense light channel followed by nearly continuous along the propagation direction plasma column. The peak electron density of the formed plasma column is comparable to that created by a femtosecond radiation in the near-infrared spectral range. The physical cause for these peculiarities is the change of air ionization regime by picosecond CO₂-laser pulses in favor of bound electrons tunneling through the atomic potential barrier and the progressive development of the electron avalanche.