

## СПЕКТРОСКОПИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

# Влияние молекулярного поглощения приземной атмосферной трассы на характеристики области филаментации мощного излучения CO<sub>2</sub>-лазера

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 14.02.2014 г.

Рассмотрены теоретические аспекты самофокусировки и филаментации мощного импульсного излучения CO<sub>2</sub>-лазера с несущей длиной волны 10,6 мкм в атмосферном воздухе. В численной модели проведен учет селективного молекулярного поглощения оптической трассы. Показано, что в условиях суперконтинуального уширения частотного спектра лазерного импульса, происходящего в результате его самовоздействия, атмосферное поглощение дестабилизирует сам процесс филаментации, искажая частотный спектр излучения и сокращая длину формируемого в канале пучка плазменного канала.

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

### Введение

Распространение импульсного лазерного излучения высокой мощности в воздухе проходит, как правило, в режиме сильной оптической нелинейности среды. Это выражается в пространственно-временной самомодуляции импульса, широкомасштабных изменениях его спектрального состава, фрагментации пучка на высокоинтенсивные световые области – филаменты, формировании на трассе протяженных плазменных каналов высокой плотности (см. [1–6]). Всю эту совокупность нелинейных трансформаций, происходящих с лазерным импульсом, называют филаментацией излучения. Область практического применения явления филаментации достаточно широка и простирается от лазерных технологий получения предельно коротких импульсов [7] до атмосферного зондирования и управления электрическим разрядом [8]. В настоящее время подавляющее большинство экспериментальных и расчетных работ по тематике самофокусировки и филаментации излучения выполнено для УФ-, видимого и ближнего ИК-диапазонов длин волн, что исторически объясняется созданием в конце XX в. надежного и коммерчески успешного фемтосекундного лазера на кристалле сапфира.

В то же время прогресс в лазерной технологии привел к появлению источников импульсного излучения гига- и тераваттного уровня мощности в более длинноволновой части спектра [9, 10]. В частности,

в научном сообществе активно обсуждаются перспективы использования излучения современных газовых CO<sub>2</sub>-лазеров высокого давления, способных генерировать тераваттные импульсы пикосекундной и субпикосекундной длительности в диапазоне 10 мкм [11, 12]. Важным преимуществом такого относительно длинноволнового излучения является то, что его несущая длина волны попадает в окно прозрачности атмосферы. Кроме того, в данном диапазоне пороговая мощность, необходимая для реализации самофокусировки импульса, значительно выше и составляет порядка 1 ТВт (в ближней ИК-области ~ 10 ГВт), а значит, возрастает и лучевая прочность воздушной трассы.

Ранее в теоретических работах [13, 14] были установлены основные закономерности взаимодействия тераваттного десятимикронного импульсного излучения с газовой средой в режиме самофокусировки пучка. Отличительными чертами самовоздействия излучения CO<sub>2</sub>-лазера по сравнению с филаментацией в видимом и ближнем ИК-диапазонах является формирование достаточно протяженного и широкого в поперечнике плазменного канала, а также масштабное спектральное уширение импульса после прохождения им участка филаментации. В частности, в теоретической работе [14] было показано, что самовоздействие пикосекундного излучения CO<sub>2</sub>-лазера с пиковой мощностью порядка 3 ТВт на 300-м воздушной трассе характеризуется увеличением ширины спектра импульса в целую октаву, примерно от 3 до 30 мкм.

Вместе с тем в упомянутых выше исследованиях атмосферный воздух моделировался монокомпонентной газовой средой, состоящей из молекулярного

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

азота. Если же говорить о моделировании распространения широкополосного излучения на реальной атмосферной трассе, то здесь возникает необходимость учета спектральной функции ослабления воздуха как смеси газов, которая в микронном диапазоне волн характеризуется сильными полосами молекулярного поглощения водяного пара и углекислоты [15]. Это обстоятельство может существенно сказаться на динамике самовоздействия лазерного пучка в целом и на пространственных характеристиках области филаментации в частности. В настоящей статье уточняется развитая в [13, 14] теоретическая модель самофокусировки мощного излучения CO<sub>2</sub>-лазера в воздухе и даются результаты теоретических расчетов данного явления с учетом селективного поглощения атмосферы. Исследования проведены для двух различных оптических моделей атмосферного воздуха, отражающих наилучшие и наихудшие условия (по поглощению) для распространяющегося импульса излучения при варьировании его начальной спектральной ширины (временной длительности).

## Теоретическая модель распространения лазерного излучения с учетом селективного поглощения среды

Воспользуемся хорошо известным подходом к описанию распространения интенсивного оптического импульса в нелинейной среде на основе уравнения для огибающей комплексного электрического поля электромагнитной волны. Это соответствует скалярному приближению однонаправленного параксиального распространения светового пучка с медленно меняющейся (во времени) амплитудой. В системе координат, фиксированной в центре временной огибающей светового импульса и движущейся вместе с ним с групповой скоростью  $v_g \equiv \left[ \left( \partial k / \partial \omega \right)_{\omega=\omega_0} \right]^{-1}$ , где  $k$  — зависящее от частоты  $\omega$  волновое число ( $\omega_0$  — центральная частота волнового пакета), будем использовать следующий вид данного уравнения [14]:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0} \nabla_{\perp}^2 + i \frac{k''_0}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U - i k_0 (\Delta n_2 + \Delta n_p) U + \frac{1}{2} (\alpha_N + \alpha_L) U = 0. \quad (1)$$

Здесь  $U(x, y, z; t)$  — медленно меняющаяся комплексная амплитуда световой волны;  $\nabla_{\perp}^2$  — поперечный лапласиан;  $n_0, \alpha_L$  — линейные коэффициенты преломления и поглощения среды;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $k''_0 = \partial^2 k / \partial \omega^2$  — дисперсионный коэффициент второго порядка;  $\Delta n_2 = n_2 I$  — кубичная нелинейность показателя преломления воздуха,  $I$  — интенсивность излучения,  $n_2$  — коэффициент кубичной нелинейности среды;  $\alpha_N, \Delta n_p$  — нелинейные коэффициенты поглощения и преломления света, связанные с процессами фотоионизации и плазмообразования в среде. Уравнение (1) кроме

линейных эффектов дифракции пучка и частотной дисперсии групповой скорости волнового пакета в среде учитывает также нелинейную поляризуемость среды в интенсивном оптическом поле, приводящую к амплитудно-фазовой самомодуляции световой волны. Мы не рассматриваем здесь поправки к представленной модели распространения, связанные с частотно-зависимой фокусировкой и самообострением временного фронта импульса излучения [16], а также с нелинейностью самого коэффициента  $\Delta n_2$  (высшие нелинейности) [17], поскольку они являются коррекциями следующего порядка малости во временной шкале, соответствующей выбранному субпикосекундному диапазону длительностей лазерного импульса.

Самовоздействие лазерного излучения в плазме обусловлено появлением нелинейных добавок к линейной диэлектрической проницаемости среды. Нелинейный коэффициент поглощения  $\alpha_N$  складывается из двух составляющих:  $\alpha_N = \alpha_I + \alpha_p$ , описывающих потери излучения на ионизацию среды  $\alpha_I$  и потери  $\alpha_p$ , связанные с поглощением уже образовавшимися свободными электронами. В приближении неподвижных ионов объемный коэффициент поглощения  $\alpha_p$  и добавка к коэффициенту преломления  $\Delta n_p$  электромагнитной волны, распространяющейся в ионизированном газе, даются следующими выражениями [18]:  $\alpha_p = \sigma_c \rho_e$ ;  $\Delta n_p = -\sigma_c \rho_e c / (2v_c n_0)$ , где  $\sigma_c = e^2 v_c / [c n_0 m_e \epsilon_0 (\omega^2 + v_c^2)]$  — сечение тормозного поглощения (ударной ионизации);  $\rho_e$  — зависящая от пространственных и временных координат концентрация свободных электронов в канале пучка (плотность плазмы);  $v_c$  — характерная частота упругих столкновений свободных электронов с тяжелыми частицами;  $e, m_e$  — заряд и масса электрона соответственно;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $c$  — скорость света в вакууме.

Для вычисления потерь энергии импульса на ионизацию газа (коэффициент  $\alpha_I$ ) необходимо знать динамику плотности свободных электронов  $\rho_e$  в поле излучения. Изменение электронной концентрации в канале пучка описывается следующим уравнением:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_I(I) (\rho_{nt} - \rho_e) + v_i \rho_e, \quad (2)$$

где  $\rho_{nt}$  — плотность нейтральных частиц в среде. Здесь первое слагаемое в правой части учитывает правой тип ионизации среды с частотой  $W_I$ , зависящей от интенсивности излучения  $I$ , а второе — ионизацию нейтральных молекул и атомов электронным ударом с частотой  $v_i$ . Относительный вес каждого из типов ионизации зависит от ряда факторов, среди которых основными являются энергия кванта излучения, его интенсивность и величина сечения ударной ионизации. Данное уравнение справедливо для воздушной плазмы атмосферного давления, существующей на временном интервале порядка десятка пикосекунд, когда пренебрегается убылью мгновенного числа электронов за счет их рекомбинации с ионами и диффузией из области, занятой лазерным пучком [14].

Из (1), (2) следует, что  $\alpha_I I = W_I E_i (\rho_{nt} - \rho_e)$  [3], откуда получим выражение для полного нелинейного

коэффициента поглощения в (1):  $\alpha_N = \sigma_c \rho_e + W_I E_i (\rho_{nt} - \rho_e) / I$ , где  $E_i$  – потенциал ионизации нейтральной частицы.

Для вычисления скорости полевой ионизации  $W_I$  атома в широком диапазоне интенсивностей излучения и длин волн (в том числе и в средней ИК-области) общепринятым является использование модели Переломова–Попова–Герентьева (ППТ) [19], формулировка которой в удобном для расчетов виде приведена, например, в [3]. Частота ударной ионизации  $\nu_i$  характеризуется наличием сильной зависимости от энергии  $\varepsilon_e$  (энергетической температуры) свободных электронов. Соответствующая эмпирическая информация представлена в многочисленных источниках [18, 20]. В наших исследованиях мы использовали приближенную аналитическую зависимость частоты ионизации от параметра  $\varepsilon_e$  [21], которая адекватно описывает реальный ход  $\nu_i(\varepsilon_e)$  в интересующем нас диапазоне энергий электронов (до  $\varepsilon_e \sim 1$  кэВ). В данном приближении частота ионизации атома электронным ударом  $\nu_i$  считается линейно зависящей от интенсивности световой волны и сечения столкновений:

$$\nu_i = I(\mathbf{r}, t) \sigma_c / E_i^*,$$

где введен эффективный потенциал ионизации  $E_i^* = E_i + \varepsilon_e$  для электрона с кинетической энергией  $\varepsilon_e = e^2 I / [2m\varepsilon_0(\omega_0^2 + \nu_c^2)]$ . Из данного выражения следует: если свободный электрон обладает средней кинетической энергией, сравнимой или много больше потенциала ионизации атома, то частота ударной ионизации будет ограничена и приближенно равна частоте этих столкновений:  $\nu_i \propto \nu_c (1 + E_i / \varepsilon_e)^{-1} \sim \nu_c$ . В противоположной ситуации низкоэнергетичных электронов вероятность ударной ионизации существенно меньше и возрастает прямо пропорционально скорости набора энергии электроном за время между столкновениями, т.е. интенсивности светового поля:  $\nu_i \propto I$ .

Динамика средней энергии свободного электрона на пикосекундной временной шкале подчиняется балансовому уравнению [22]:

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} = \sigma_c I(t) - \nu_i \delta \varepsilon_i, \quad (3)$$

где  $\delta \varepsilon_i = \min\{\varepsilon_e, E_i\}$  – доля энергии электрона, затрачиваемая на ионизацию атома. Электрон приобретает энергию, взаимодействуя с полем лазерного импульса, а теряет ее при неупругих столкновениях с тяжелыми частицами.

Для учета хроматической дисперсии коэффициента линейного поглощения  $\alpha_L$  необходимо модифицировать соответствующее слагаемое в уравнении (1) с учетом «памяти» среды:

$$\begin{aligned} \alpha_L U &\rightarrow \int_{-\infty}^t \alpha_L(t-t') U(t') dt' = \\ &= \hat{F}^{-1} [\alpha_{L\omega}(\omega) U_\omega(\omega)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\alpha_{L\omega}$  – спектральный коэффициент поглощения;  $U_\omega$  – Фурье-трансформанта зависящей от вре-

мени амплитуды поля, а  $\hat{F}^{-1}$  обозначает оператор обратного преобразования Фурье.

Конкретный профиль молекулярного поглощения атмосферного воздуха задавался с точки зрения наилучших и наихудших условий для распространяющегося излучения. Основными поглощающими длинноволновое излучение газовыми компонентами воздуха являются водяной пар, двуокись углерода и метан (см. рис. 1, б). Широтные и сезонные вариации концентрации углекислого газа и метана в земной атмосфере невелики [23], поэтому в наших расчетах изменялось содержание паров воды. Наихудшим условиям распространения излучения соответствовала модель стандартной приземной атмосферы лета средних широт [24] (модель I), а наилучшим условиям – модель «сухого» воздуха (модель II), т.е. воздуха модели I с нулевым парциальным давлением водяного пара. Спектральный ход коэффициента молекулярного поглощения для этих двух случаев представлен на рис. 1, а, а на рис. 1, б приведена

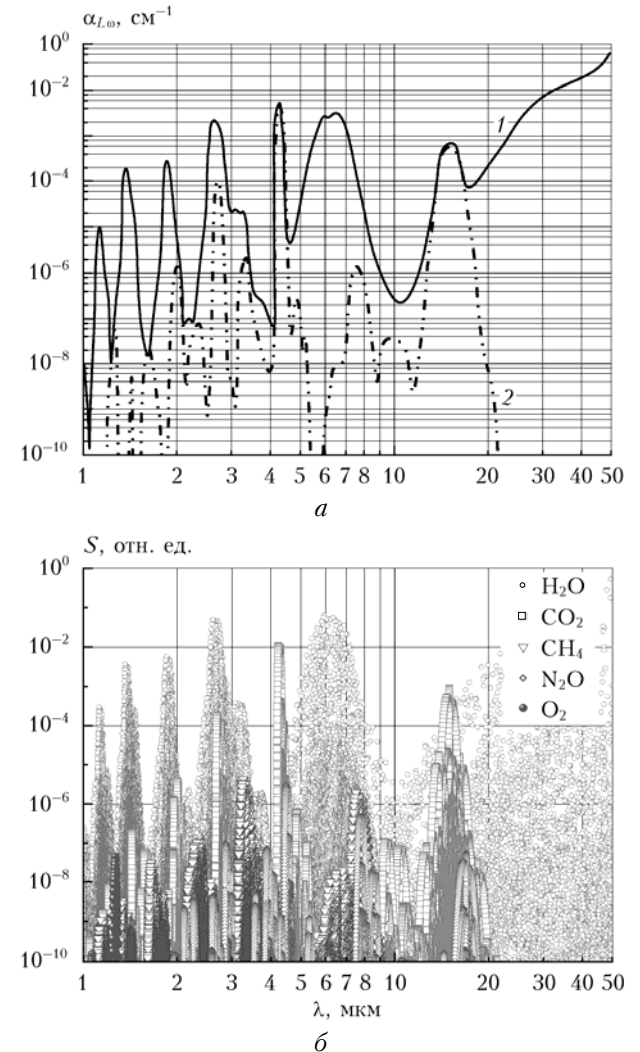


Рис. 1. Модельные зависимости коэффициента поглощения молекулярной атмосферы (на уровне Земли) по данным [25]: 1 – модель I; 2 – модель II (а); линейчатые спектры поглощения основных газов в модели I (б)

относительная интенсивность спектральных линий  $S$  ряда атмосферных газов с учетом их реального содержания в воздухе.

Данные, представленные на рис. 1, получены с интернет-ресурса [25]. Расчет коэффициента поглощения проведен с шагом по частоте  $0,01 \text{ см}^{-1}$ , а затем было выполнено усреднение на более грубой сетке с шагом  $10 \text{ см}^{-1}$ . Для модели I выбирался следующий состав газовой смеси:  $\text{H}_2\text{O}$  (1,862987%),  $\text{CO}_2$  (0,032701%),  $\text{O}_3$  ( $3 \cdot 10^{-6}\%$ ),  $\text{N}_2\text{O}$  ( $3,2 \cdot 10^{-5}\%$ ),  $\text{CO}$  ( $1,5 \cdot 10^{-5}\%$ ),  $\text{CH}_4$  ( $1,68 \cdot 10^{-4}\%$ ),  $\text{O}_2$  (20,710864%),  $\text{N}_2$  (77,393229%). В модели II отсутствовал водяной пар, а концентрация азота была пропорционально увеличена.

## Обсуждение результатов моделирования

Численное интегрирование уравнений (1)–(3) проводилось по стандартной методике разбиения задачи по физическим факторам с использованием спектрального преобразования полей по пространству и времени. Учет селективного поглощения атмосферы согласно выражению (4) осуществлялся на этапе расчета дисперсионного расплывания импульса излучения. Задача распространения волнового пакета рассматривалась в цилиндрической симметрии, при этом пространственно-временная форма излучения задавалась в форме идеальной гауссоиды с полушириной (по уровню  $1/e$ )  $R_0 = 1 \text{ см}$  и варьируемой временной длительностью  $t_p$ . Пиковая мощность импульса  $P_0 = I_0 \pi R_0^2$  ( $I_0$  – пиковая интенсивность) была зафиксирована на уровне *пятикратного* превышения соответствующей критической мощности самофокусировки  $P_c = \lambda_0^2 / (2\pi n_0 n_2)$ , чтобы иметь основания моделировать режим одиночной филаментации пучка. При условии, что несущая длина волны излучения равнялась  $\lambda_0 = 10,6 \text{ мкм}$ , а коэффициент Керровской нелинейности воздуха  $n_2 = 2,89 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2/\text{Вт}$ , это давало величину начальной мощности импульса  $P_0 = 3,1 \text{ ТВт}$ .

На примере модели II селективного линейного молекулярного поглощения атмосферы рассмотрим основные закономерности самофокусировки и филаментации лазерного импульса в воздухе. На рис. 2 представлена пространственная эволюция пиковой интенсивности  $I_m$  и плотности свободных электронов  $\rho_{em}$  на оси пучка, достигаемой к концу лазерного импульса, при распространении излучения на оптической трассе 300 м. Рассмотрены три ситуации с импульсами одинаковой относительной мощности  $\eta = P_0/P_c = 5$ , но различающимися длительностью  $t_p$ , спектральной шириной  $\Delta\lambda_p$  и, соответственно, начальной энергией. Это позволило нам, во-первых, промоделировать ситуации распространения излучения различного спектрального состава в селективно поглощающей среде и, во-вторых, изучить, как изменяется сам характер филаментации импульсного десятимикронного излучения с укорочением его длительности.

Из рис. 2 видно, что примерно через 18 м от начала трассы, независимо от длительности импуль-

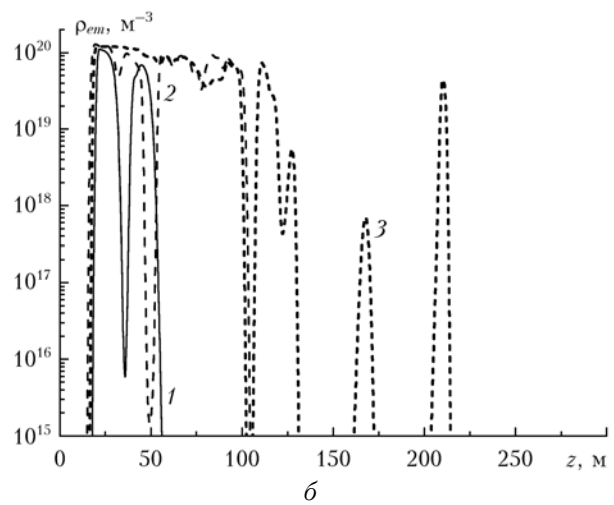
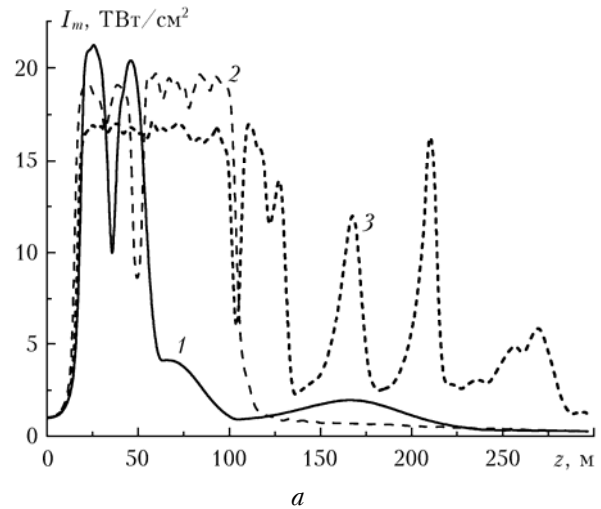


Рис. 2. Пиковая интенсивность  $I_m$  (а) и максимальная плотность свободных электронов  $\rho_{em}$  (б) на оси лазерного пучка при распространении в воздухе с поглощением (модель II) для  $t_p = 200 \text{ фс}$  (1);  $1 \text{ пс}$  (2) и  $5 \text{ пс}$  (3)

са, на оси пучка происходит филаментация излучения, о чем свидетельствует участок ограничения пиковой интенсивности после ее первоначального резкого роста в результате самофокусировки. Одновременно достигается и предельный уровень плотности лазерной плазмы в канале пучка. Средние значения  $\rho_{em}$  в зоне филамента для импульсов различной длительности близки и составляют примерно  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ , в то время как пиковая интенсивность выше для более короткого импульса ( $I_m \sim 22 \text{ ТВт}/\text{см}^2$ ), если сравнивать с интенсивностью в филаменте для наиболее длинного из них ( $I_m \sim 17 \text{ ТВт}/\text{см}^2$ ). Очевидно, это связано с особенностью обратного действия ионизированной области среды на излучение, осуществляемое через коэффициенты «плазменного» поглощения  $\alpha_N$  и преломления  $\Delta n_p$ , которые могут иметь преимущественно мгновенный, или интегральный по времени, характер (подробнее см. в [14]).

Действительно, в зависимости от длительности действия излучения на среду будет преобладать либо полевой, либо столкновительный механизм иониза-

ции воздуха в канале пучка. Средний (по энергетическому спектру) временной интервал между столкновениями свободного электрона с атомами/молекулами воздуха нормального давления составляет порядка 350 фс [18], что сопоставимо с длительностью самого короткого из моделируемых импульсов (200 фс). Следовательно, в этом случае каскад ионизации электронным ударом за время лазерного импульса не успеет развиться и весь прирост плотности электронов обеспечивается туннельной ионизацией. Для 5-пикосекундного импульса, наоборот, времени уже вполне достаточно для включения электронного каскада, поэтому в процессе плазмообразования преобладает ионизация атома ударом «горячего», т.е. набравшего значительную энергию в оптическом поле, электрона. Понятно, что и здесь электронная «затравка» для каскада обеспечивается ионизацией оптическим полем импульса.

Режим ионизации среды существенно влияет на временную структуру излучения. Передний фронт импульса путем туннельной и каскадной ионизации воздуха создает плазменный ступок, который оказывает влияние на распространение оставшейся части импульса, поглощая и рассеивая оптическое поле. Если сравнивать между собой скорости появления свободных зарядов при туннельной и ударной типах ионизации, то в масштабах лазерного импульса последний из них характеризуется значительно более высоким темпом ионизации, поскольку здесь концентрация электронов экспоненциально увеличивается со временем [см. уравнение (2)]. Следовательно, остановка самофокусировки и ограничение интенсивности на оси пучка за счет появления плазменных составляющих комплексного показателя преломления среды проявятся раньше, чем при туннельном (или многофотонном) режиме ионизации. Это, в свою очередь, приводит к определенной стабилизации процесса филаментации пучка вследствие сглаживания пульсаций интенсивности при последовательных рефокусировках пучка под действием кубичной нелинейности воздуха. В итоге протяженность участка филаментации для импульсов различной длительности также различна. Как видно из рис. 2, б, по уровню плотности плазменного канала  $\rho_{em} = 10^{20} \text{ м}^{-3}$  длина филаментации возрастает примерно от 30 м для самого короткого импульса излучения до почти 200 м для самого длинного из них.

Рассмотрим, как модифицируется спектральный состав импульса излучения в присутствии атмосферного поглощения. Это важно потому, что одним из путей практического применения явления филаментации излучения, как уже отмечалось выше, является получение широкополосного когерентного источника света – суперконтинуума (СК) [SF]. Причиной появления излучения СК служит сильная фазовая самомодуляция лазерного импульса, приводящая к межспектральным трансформациям световой энергии при распространении излучения в нелинейной среде [1, 4]. Основными производящими СК эффектами являются эффект Керра и плазменная нелинейность.

На рис. 3, а приведены спектральные контуры пикосекундного лазерного импульса, прошедшего се-

лективно поглощающую воздушную трассу в режиме филаментации. По оси ординат отложена нормированная на свой максимум величина спектральной мощности излучения, вычисляемой интегрально при перехвате всей поперечной площади лазерного пучка:

$$P_{\omega} = \int_{\mathbf{R}_{\perp}} |U_{\omega}|^2 d\mathbf{r}, \text{ где } \mathbf{R}_{\perp} - \text{границы счетного домена}$$

в поперечном направлении.

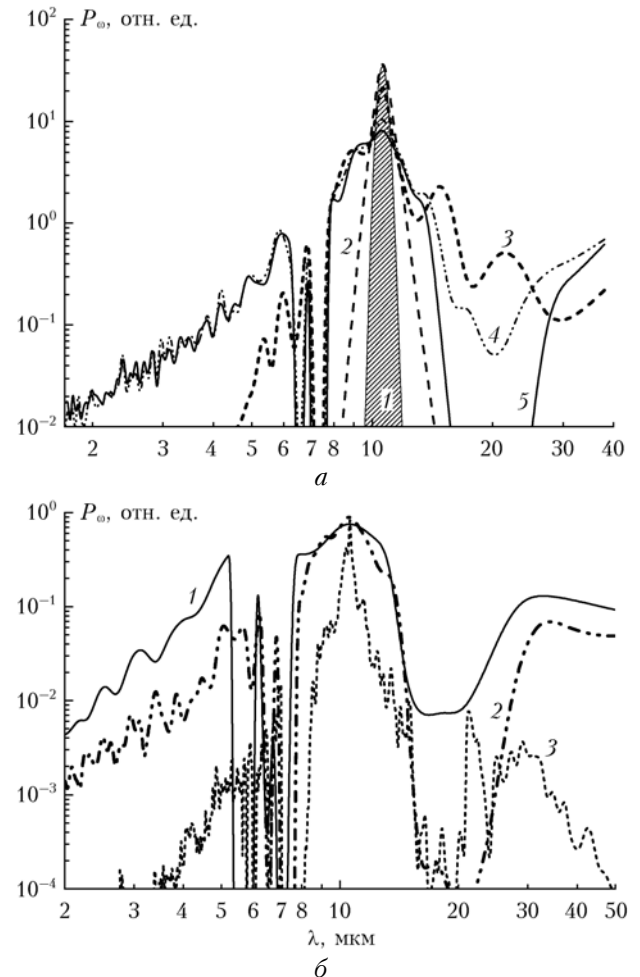


Рис. 3. Спектральная мощность  $P_{\omega}$  (нормированная) лазерного импульса с  $t_p = 1$  пс при распространении в воздухе (модель II) для  $z = 0$  (кривая 1); 15 (2); 30 (3); 100 (4) и 300 м (5) (а); зависимость  $P_{\omega}(\lambda)$  на  $z = 300$  м для импульсов с  $t_p = 200$  фс (1); 1 пс (2) и 5 пс (3) при учете поглощения по модели I (б)

Из рис. 3 следует, что на начальном этапе самофокусировки пучка до появления плазмы ( $z = 15$  м) происходит симметричное спектральное уширение импульса вследствие действия кубичной нелинейности. При увеличении пиковой интенсивности в зоне нелинейного фокуса пучка и соответствующем росте концентрации свободных электронов на спектральный состав импульса начинает действовать «плазменная» составляющая, которая приводит к искажению спектра и смещению его центра тяжести в УФ-область ( $\delta\lambda \approx 0,5 \text{ мкм}$ ). По мере распространения

в воздухе в режиме филаментации ширина спектра продолжает увеличиваться, и к 300 м в спектральном контуре излучения уже становятся заметными составляющие от 5 до почти 40 мкм. Дополнительную асимметрию в спектральный контур излучения вносят и искажения временного профиля интенсивности импульса в области филаментации пучка.

В реальной атмосфере селективное молекулярное поглощение воздушной трассы будет пропускать одни спектральные составляющие импульса и подавлять другие. Это модифицирует соответствующим образом его спектральный контур. Так, на рис. 3, а видны глубокие провалы спектральной мощности излучения в длинноволновом крыле спектра, а также в области 6–8 мкм.

Если обратиться к рис. 1, а, представляющему спектральный ход коэффициента поглощения атмосферы, то можно отметить, что несущая длина волны излучения  $\text{CO}_2$ -лазера  $\lambda_0 = 10,6$  мкм находится в окне относительной прозрачности атмосферы с коэффициентом поглощения  $\alpha_L$  порядка  $0,02\text{--}0,003 \text{ км}^{-1}$  для моделей I и II соответственно. Однако при движении в ИК-область спектра уже при  $\lambda > 12$  мкм поглощение воздуха увеличивается на два порядка и продолжает расти вследствие интенсивного вращательного спектра поглощения водяного пара и основной колебательно-вращательной полосы  $\nu_2$  молекулы углекислого газа с центром около 15 мкм [15].

В области более коротких длин волн также наблюдаются сильные полосы поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  с центрами около 6,25 ( $\nu_2$ ), 3,1 ( $2\nu_2$ ), 2,74 ( $\nu_1$ ) и 2,66 мкм ( $\nu_3$ ) и, кроме того, комбинированные полосы при  $\lambda = 1,87, 1,38$  и 1,1 мкм. Здесь же размещаются составная полоса  $\nu_1 + \nu_3 - 2\nu_2$  поглощения  $\text{CO}_2$  с центром около 4,3 мкм и ряд более слабых полос в районе длин волн 2,7; 2,0 и 1,6 мкм. У метана  $\text{CH}_4$ , кислорода  $\text{O}_2$  и закиси азота  $\text{N}_2\text{O}$  тоже присутствуют относительно интенсивные полосы поглощения в средней и ближней ИК-областях (см. рис. 1, б).

В модели сухого воздуха, которая приближенно соответствует пустынным климатическим условиям, при убранном континуальном поглощении водяного пара открывается окно прозрачности в длинноволновом диапазоне, начиная примерно с 17 мкм, а также пропадает сильная полоса  $\nu_2$  поглощения  $\text{H}_2\text{O}$ .

На рис. 3, б показан спектр импульсов различной длительности, формируемый к концу оптической трассы в режиме филаментации и учета поглощения по модели I. Как и следовало ожидать, функция  $P_\omega$  характеризуется провалами в местах расположения интенсивных полос поглощения атмосферы, в то время как остальная часть спектрального контура излучения хорошо повторяет спектр импульса в модели II. Наименьшее влияние селективное поглощение воздуха оказывает на распространение самого длинного из рассмотренных импульсов, поскольку его спектрально-ограниченная ширина  $\Delta\lambda_p$  в начале трассы составляет всего порядка 100 нм, а к ее окончанию  $\Delta\lambda_p \approx 7$  мкм (см. рис. 3, б), и, следовательно, практически весь спектр импульса попадает в десятимикронное окно прозрачности атмосферы.

Осталось выяснить, как влияет модель поглощения атмосферы на пространственную протяженность области филаментации излучения. Эти результаты для импульса длительностью  $t_p = 1$  пс представлены на рис. 4, а. Можно отметить, что старт филаментации пучка происходит независимо от используемой в расчетах модели поглощения примерно на 18 м. Однако в дальнейшем высокий уровень пиковой интенсивности импульса, характерный для филаментации, по модели I перестает наблюдаться уже при 65 м и больше не восстанавливается. В той же ситуации, но при использовании наилучших условий по поглощению (модель II), филаментация наблюдается вплоть до 100 м от начала трассы.

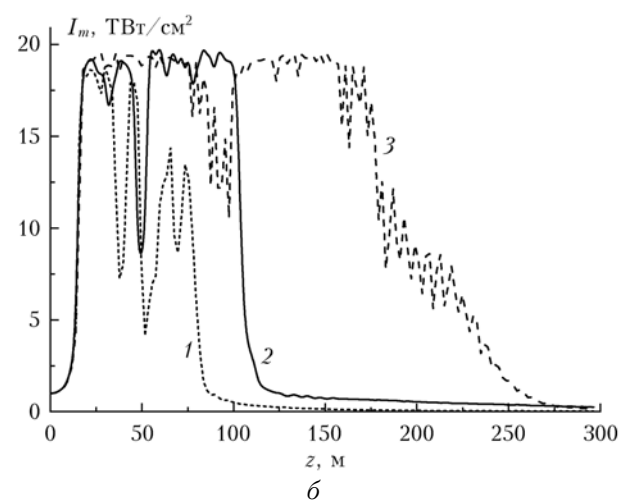
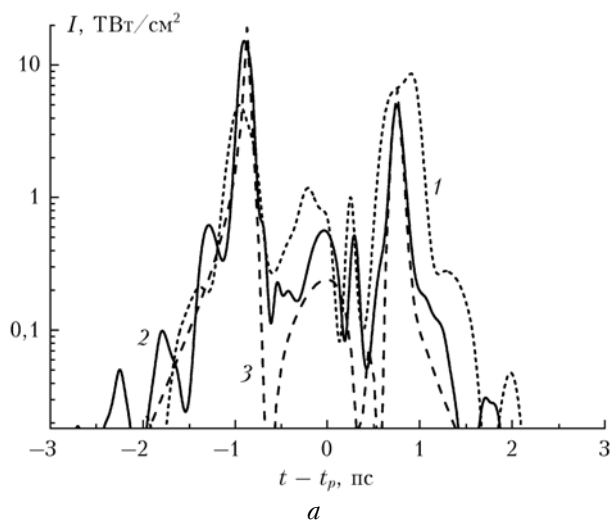


Рис. 4. Временной профиль осевой интенсивности для  $z = 40$  м и  $t_p = 1$  пс при учете поглощения воздуха по модели I (1), II (2) и при нейтральном по частоте поглощении (3) (а); трассовая зависимость пиковой интенсивности для импульса при тех же условиях (б)

Функцию поглощения  $\alpha_{L\omega}$  можно рассматривать как спектральный фильтр, который проходит излучение на каждом шаге своего распространения. Подавление одних частей спектра, полное или частичное пропускание других спектральных составляющих

неизбежно должны сказаться на временном профиле лазерного импульса, а значит, и на всей динамике филаментации пучка.

Действительно, рис. 4, а демонстрирует временную структуру импульса излучения на оси пучка в некоторой выбранной точке оптической трассы при различных моделях атмосферного поглощения. Видно, как с переходом от искусственной нейтрально поглощающей среды ( $\alpha_L \neq \alpha_L(\omega)$ ) к сложному спектральному контуру поглощения по моделям I и II происходит своеобразная модуляция профиля  $I(t)$  суперпозицией затухающих гармонических сигналов с частотами, соответствующими центрам полос поглощения. Это выражается во временном дроблении импульса с появлением множества локальных максимумов интенсивности. Подобная временная дестабилизация наиболее интенсивной части лазерного пучка, которая собственно и формирует световой канал-филамент, отрицательно сказывается на устойчивости его пространственной формы и приводит к частым рефокусировкам излучения на оси, видимым на рис. 4, б как резкие броски пиковой интенсивности. Кроме того, появление узких временных пиков с резким градиентом интенсивности усиливает дисперсионные эффекты внутри импульса ( $\sim \partial^2 U / \partial t^2$ ) [26]. Все это приводит к существенному сокращению длины филаментации пучка: при старте филаментации примерно на 18 м окончание ее происходит уже при 65 м для  $t_p = 1$  пс и максимального поглощения по модели I. В той же ситуации, но при использовании наилучших условий по поглощению (модель II) филаментация наблюдается вплоть до 100 м от начала трассы.

Подчеркнем, что срыв филаментации излучения в селективно-поглощающей среде связан именно с временной дестабилизацией самофокусировки импульса, а не с невозможными энергетическими потерями пучка. Действительно, расчеты показывают, что потери энергии самого широкополосного импульса (200 фс) только на линейное поглощение в самом неблагоприятном варианте модели атмосферы лета средних широт могут составить до 50% к концу трассы. Это дает максимальную оптическую толщину трассы  $\tau_L \approx 0,7$ . Мы провели численные эксперименты, в которых реальный спектральный профиль коэффициента молекулярного поглощения атмосферы  $\alpha_{L\omega}$  был заменен на не зависящую от частоты константу  $\alpha_L = \tau_L / L$  ( $L$  – длина трассы). Оказалось, что в этом случае, несмотря на уход в поглощение существенной части энергии пучка, участок филаментации импульса достаточно стабилен по продольной координате и простирается до 175 м (кривая 3 на рис. 4, б), т.е. почти в 2 раза дальше, чем в условиях модели частотно-селективного поглощения сухого воздуха.

В заключение приведем итоговую диаграмму (рис. 5), показывающую длину  $L_f$  плазменной колонки, которая формируется распространяющимся импульсом излучения в результате его самовоздействия в воздухе различного модельного поглощения. Параметр  $L_f$  вычислялся как общая протяженность участка существования высокой плотности свобод-

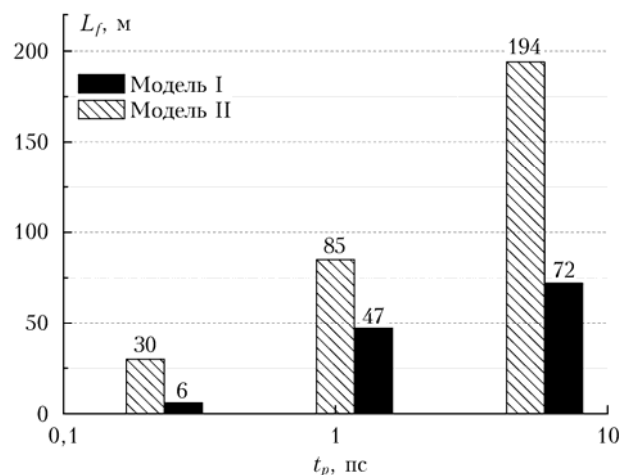


Рис. 5. Длина плазменной колонки  $L_f$ , формируемой при филаментации импульсов различной длительности в воздухе

ных электронов с  $\rho_{em} > 10^{20} \text{ м}^{-3}$  и может быть ассоциирован с длиной филаментации пучка. Как видно, наиболее масштабное сокращение длины филаментации в результате селективного поглощения оптической трассы происходит для наиболее короткого из рассмотренных импульсов и составляет в наихудшем случае более порядка величины. Чем длиннее лазерный импульс, тем менее заметен эффект поглощения трассы.

## Заключение

Таким образом, было проведено численное моделирование нелинейного распространения мощного импульсного лазерного излучения с несущей длиной волны 10,6 мкм в режиме филаментации в воздухе. Особенностью самовоздействия такого относительно длинноволнового излучения является масштабное уширение его частотного спектра, который теоретически может занимать весь ближний и часть среднего ИК-диапазона длин волн. В этой частотной области земная атмосфера характеризуется наличием сильных полос молекулярного поглощения и, следовательно, будет влиять на спектр распространяющегося лазерного импульса, действуя наподобие селективного фильтра. Исходя из результатов моделирования, можно сделать вывод о том, что учет в теоретической модели реального, т.е. селективного по частотам, молекулярного поглощения атмосферной трассы существенно сказывается на всей динамике самовоздействия светового пучка. В этих условиях развивается сильная модуляционная неустойчивость формы лазерного импульса, сопровождающаяся его временным дроблением, что дестабилизирует сам процесс филаментации и сокращает в итоге длину формируемого в канале пучка плазменного канала.

В то же время влияние молекулярного поглощения на спектральные трансформации излучения, происходящие вследствие его филаментации, оказывается не столь существенным и приводит, в основном, к провалу интенсивности длинноволнового крыла

суперконтинуального спектра импульса ( $> 12$  мкм), а также блокированию спектральных составляющих в интервале 6–7,5 мкм. Коротковолновая часть спектрального контура излучения (2–6 мкм), проходящего реальную атмосферную трассу, не претерпевает заметных изменений в сравнении с модельной неселективно-поглощающей средой, и ее частотная ширина кратно превосходит начальную ширину импульса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 13, интеграционного проекта Президиума СО РАН № 67, гранта РФФИ № 12-05-00716-а.

1. *Selffocusing: Past and Present* / Eds. Y.R. Shen, R.W. Boyd, S.G. Lukishova. Springer, 2009. 605 p.
2. *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.
3. *Couairon A., Myzyrowicz A.* Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Reports*. 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
4. *Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г.* Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // *Квант. электрон.* 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
5. *Chin S.L., Wang T.-J., Marceau C., Wu J., Liu J.S., Kosareva O., Panov N., Chen Y.P., Daigle J.-F., Yuan S., Azarm A., Liu W.W., Seideman T., Zeng H.P., Richardson M., Li R., Xu Z.Z.* Advances in intense femtosecond laser filamentation in air // *Laser Phys*. 2012. V. 22, N 1. P. 1–53.
6. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г.* Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы / Под общей ред. проф. А.А. Землянова. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010. 212 с.
7. *Couairon A., Chakraborty H.S., Gaarde M.B.* From single-cycle self-compressed filaments to isolated attosecond pulses in noble gases // *Phys. Rev. A*. 2008. V. 77. 053814.
8. *Kasparian J., Rodriguez M., Méjean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., André Y.-B., Mysyrowicz A.* White-light filaments for atmospheric analysis // *Science*. 2003. V. 301. P. 61–64.
9. *Andriukaitis G., Balčiūnas T., Ališauskas S., Pugžlys A., Baltuška A., Popmintchev T., Chen M.-C., Murnane M.M., Kapteyn H.C.* 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier // *Opt. Lett.* 2011. V. 36, N 15. P. 2755–2757.
10. *Fuji T., Suzuki T.* Generation of sub-two-cycle mid-infrared pulses by four-wave mixing through filamentation in air // *Opt. Lett.* 2007. V. 32, N 22. P. 3330–3332.
11. *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- $\mu\text{m}$  CO<sub>2</sub>-laser system: design and parameters' control // *Opt. Express*. 2012. V. 20, N 23. P. 25536–25544.
12. *Polyanskiy M.N., Babzien M.* Ultrashort pulses // CO<sub>2</sub>-laser – optimization and application / Ed. D.C. Dumitras // *InTech*. 2012. P. 139–162.
13. *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.
14. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Численное моделирование самовоздействия тераваттных пикосекундных импульсов СО<sub>2</sub>-лазера в воздухе // *Оптика атмосф. и океана*. 2013. Т. 26, № 9. С. 716–725.
15. *Зуев В.Е., Макушкин Ю.С., Пономарев Ю.Н.* Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 3. Спектроскопия атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 248 с.
16. *Berge L., Rolle J., Kohler C.* Enhanced self-compression of mid-infrared laser filaments in argon // *Phys. Rev.* 2013. A. V. 88. 023816.
17. *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.
18. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
19. *Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.* Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *Ж. теор. и эксперим. физ.* 1966. Т. 50, вып. 5. С. 1393–1397.
20. *Itikawa Y.* Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 2006. V. 35, N 1. P. 31–53.
21. *Келдыш Л.В.* Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // *Ж. теор. и эксперим. физ.* 1964. Т. 47, вып. 5. С. 1945–1956.
22. *Sun Z., Chen J., Rudolph W.* Determination of the transient electron temperature in a femtosecond-laser-induced air plasma filament // *Phys. Rev. E*. 2011. V. 83. 046408.
23. *Атмосфера: Справочник.* Ч. I. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 510 с.
24. *U.S. Standard Atmosphere, 1962,* U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1962.
25. *HITRAN on the Web,* URL: <http://hitran.iao.ru>
26. *Moll K.D., Gaeta A.L.* Role of dispersion in multiple-collapse dynamics // *Opt. Lett.* 2004. V. 29, N 9. P. 995–997.

**Yu.E. Geynts, A.A. Zemlyanov. Influence of molecular absorption of the ground atmospheric path on characteristics of the filamentation range of high-power CO<sub>2</sub>-laser radiation.**

The theoretical aspects of self-focusing and filamentation of high-power pulsed CO<sub>2</sub>-laser radiation with the carrier wavelength 10.6  $\mu\text{m}$  in air are considered. The frequency-differential molecular absorption of atmospheric air is included in the theoretical model. It is shown that in the conditions of pulse self-phase modulation, the super-broad pulse spectrum is strongly affected by atmospheric absorption that destabilizes the filamentation process and leads to the considerable reducing of the plasma channel length formed in the beam wake.