

Тепловое самовоздействие мощного непрерывного и импульсно-периодического излучения CO₂-лазера в воздухе: II. Лабораторные эксперименты

Г.Н. Грачев¹, А.А. Землянов², А.Г. Пономаренко¹, В.Н. Тищенко¹,
Ю.Э. Гейнц², А.М. Кабанов², А.А. Павлов^{3,4}, Ал.А. Павлов^{3,4},
В.А. Погодаев², П.А. Пинаев¹, А.Л. Смирнов¹, П.А. Стаценко^{1*}

¹Институт лазерной физики СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. Академика М.А. Лаврентьева, 13/3

²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

³Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

⁴Новосибирский государственный университет
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Поступила в редакцию 13.03.2013 г.

Представлены результаты лабораторных экспериментов по нелинейному распространению интенсивного импульсно-периодического и непрерывного излучения CO₂-лазера в газовой среде. Опыты проведены в кювете, содержащей смесь воздуха и углекислого газа в различной концентрации (~1–4%), в условиях сильного поглощения и теплового самовоздействия лазерного излучения. Условия эксперимента моделировали атмосферное распространение излучения на километровой трассе. Использовались острогофокусированные лазерные пучки, регистрация зон тепловыделения вдоль канала излучения проводилась по методике теневой съемки. Установлено, что фокальная перетяжка лазерного пучка, несмотря на повышенную интенсивность, характеризуется сниженным тепловыделением по сравнению с пред- и постфокальными областями пучка. В качестве наиболее вероятной физической причины обнаруженной закономерности рассматривается эффект насыщения резонансного коэффициента поглощения CO₂ при высокой пиковой интенсивности импульсного излучения («просветление» трассы). Для непрерывного режима излучения указанный эффект проявляется значительно слабее.

Ключевые слова: лазерное излучение, тепловое самовоздействие, насыщение коэффициента поглощения; laser radiation, thermal self-action, absorption coefficient saturation.

Введение

Механизм объединения волн [1], создаваемых при облучении мишени цугами импульсно-периодического (ИП) лазерного излучения, открывает перспективу дистанционного создания ультразвука и низкочастотного звука на частотах повторения импульсов в цугах и цугов соответственно [2, 3]. Эффект проявляется при частоте повторения импульсов $f_p \sim 100$ кГц.

* Геннадий Николаевич Грачев; Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Арнольд Григорьевич Пономаренко; Владимир Николаевич Тищенко (tvn25@ngs.ru); Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Александр Алексеевич Павлов; Алексей Александрович Павлов; Виталий Алексеевич Погодаев (kam@iao.ru); Павел Александрович Пинаев; Александр Леонидович Смирнов; Павел Анатольевич Стаценко.

Высокая пиковая мощность импульсов позволяет создавать оптические пробой на мишени при средней мощности ИП-излучения, много меньшей, чем при непрерывном излучении. Однако в связи с малой энергией импульсов необходимо обеспечить минимальное поглощение и нелинейные искажения излучения на трассе, что возможно за счет эффекта «просветления» трассы [4] и при использовании цугов с длительностью, меньшей времени формирования «тепловой линзы» [5].

С целью изучения возможных ограничений применения ИП-излучения в атмосфере авторами проведены соответствующие теоретические исследования [6], в которых рассмотрено распространение мощного лазерного излучения на длине волны 10,6 мкм на приземной атмосферной трассе в условиях проявления тепловой и ветровой нелинейностей воздуха. Установлено, что основным фактором, оказывающим наибольшее влияние на распространение

силового излучения при таких условиях, является его тепловое самовоздействие, проявляющееся при нагреве поглощающей газовой среды и приводящее к дефокусировке излучения и расплыванию фокального пятна лазерного пучка.

В качестве одного из путей частичного преодоления данной проблемы было предложено повысить мощность индивидуальных импульсов в пучке, что при постоянстве средней мощности ИП-излучения равносильно снижению частоты их следования. При этом повышается вероятность проявления нелинейного спектроскопического эффекта насыщения поглощения атмосферных компонент (CO_2 и пары H_2O) [7], что, в свою очередь, приведет к уменьшению оптической силы, формирующейся в среде под действием излучения тепловой расфокусирующей линзы.

Настоящая статья является продолжением исследований, представленных в [6], и содержит результаты наших лабораторных экспериментов по изучению распространения мощного непрерывного и ИП-излучения CO_2 -лазера в сильно поглощающей газовой смеси воздуха и углекислого газа различной концентрации. Мощностные параметры лазерного излучения и оптические свойства газовой среды в оптической кювете были подобраны так, чтобы промоделировать тепловое самовоздействие излучения на реальной атмосферной километровой трассе, в том числе и в условиях ветра. Актуальность постановки опытов обусловлена необходимостью фокусировки ИП-излучения на мишени в минимальный размер, где плотность энергии должна быть определенного уровня ($\sim 10 \text{ Дж/см}^2$) для достижения высокого КПД генерации звука. Представленные в настоящей статье результаты лабораторных экспериментов определенно указали на проявление спектроскопического эффекта насыщения поглощения исследуемой газовой смеси в области фокальной перетяжки пучка при ИП-режиме облучения и его отсутствие при непрерывном режиме работы лазерного источника. Это является подтверждением сделанных в [6] выводов

теоретического анализа о преимуществах использования ИП-излучения для дистанционного создания в атмосфере пульсирующего оптического пробоя (ОП).

1. Эксперименты

Поглощение ИП лазерного излучения в воздухе и влияние нагрева газа на расфокусировку пучков моделировались в лабораторных опытах. Для сравнения опыты повторялись с непрерывным излучением. Схема измерений показана на рис. 1, а пространственный и временной профили воздействующих лазерных импульсов при частоте следования до $f_p = 90 \text{ кГц}$ – на рис. 2 соответственно (I_p – пиковая интенсивность).

Методика экспериментов состояла в следующем. Интенсивное излучение с длиной волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ (CO_2 -лазер ЛОК-ЗСГУ) через поворотное зеркало 1 (см. рис. 1) подавалось на собирающую линзу 2 с фокусным расстоянием $f = 50 \text{ см}$, изготовленную из монокристалла КСl, и фокусировалось в центр камеры, заполненной атмосферным воздухом с контролируемой добавкой CO_2 . Концентрация CO_2 в камере могла на 3 порядка превышать ее атмосферное значение. Это, согласно оценкам работы [6], обеспечивало наблюдение исследуемых явлений на продольном масштабе менее 1 м. Излучение было остро сфокусировано, что давало прирост интенсивности в фокусе более чем на 3 порядка и позволяло наблюдать влияние интенсивности на насыщение коэффициента поглощения излучения. В фокальной перетяжке плотность световой энергии достигала $\sim 10 \text{ Дж/см}^2$, что соответствует минимальному требованию для ОП твердых мишеней и формирования ударных волн в воздухе. Диаметр лазерного пучка на входе в камеру составлял 3 см при близкой к гауссовскому поперечному профилю интенсивности.

На выходе из камеры расходящийся световой пучок проходил через окно 5, изготовленное из ZnSe, и попадал на вогнутое зеркало 6 с $f = 300 \text{ см}$, которое фокусировало пучок на расстоянии порядка 3,3 м.

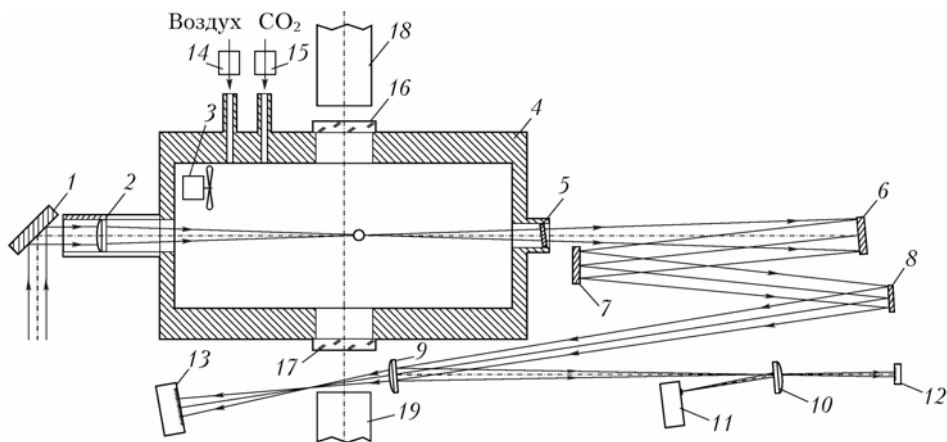


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – зеркало, направляющее пучок излучения CO_2 -лазера в камеру; 2 – фокусирующая линза; 3 – вентилятор; 4 – рабочая камера; 5 – выходное окно; 6 – зеркало сферическое; 7, 8 – зеркала плоские; 9, 10 – светоделительные элементы; 11 – пироэлектрическая камера РигоСам III-С-А; 12 – поглотитель; 13 – преобразователь мощности ТИ-4; 14 – датчик расхода воздуха PFM711; 15 – датчик расхода углекислого газа PFM710; 16, 17 – оптические окна для теневой визуализации; 18, 19 – коллиматорные объективы системы теневой визуализации

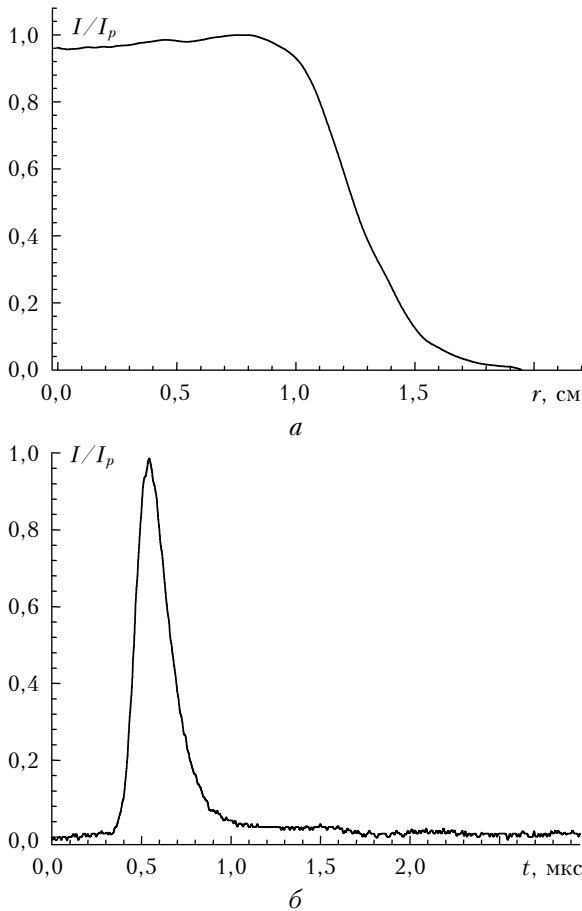


Рис. 2. Пространственная (а) и временная (б) формы импульса излучения

До фокуса луч проходил по поворотным зеркалам 7 и 8 и попадал на линзу 9 из ZnSe, причем основная часть излучения проходила через данную линзу и попадала на преобразователь мощности ТИ-4 13. Отраженная от плоской просветленной поверхности линзы доля излучения (примерно 0,25%) попадала на второй аналогичный светодетель 10, который уже и направлял сфокусированный луч на приемную матрицу 11 пироэлектрической камеры PicoCam III-C-A. Для точного определения фокальной точки зеркала 6 линза-светодетель 10 и пироэлектрическая камера были установлены на подвижной, вдоль оси луча между элементами 9 и 10, платформе. Фокальную точку получали по равенству вертикальной и горизонтальной полуосей эволюционирующего из вертикального эллипса в горизонтальный пятна фокусировки. Это равенство определялось программным обеспечением камеры PicoCam.

Для создания нужной концентрации CO_2 в смеси камера продувалась в течение примерно 5 мин (при суммарном расходе 100 норм. л./мин) смесью соответствующей концентрации. Воздух подавался от централизованной магистрали через дополнительный аэрозольный фильтр, его расход выставлялся по датчику расхода воздуха PFM711 (2–100 норм. л./мин, SMC Pneumatic, Japan). Углекислота степени очистки 99,995% подавалась из баллона через редуктор

и датчик расхода PFM710 (0,2–5 норм. л./мин), настроенный для углекислого газа. Для моделирования направленного ветрового потока со скоростью до 4 м/с использовался вентилятор 3. Избыточное давление из камеры сбрасывалось через предохранительный клапан.

В результате поглощения излучения в газе происходили его нагрев и последующее конвективное всплывание. Для исследования взаимного влияния поглощения мощного излучения CO_2 -лазера и оптических свойств модельного газа в кювете использовался теневой интерференционный метод диагностики с использованием адаптивных визуализирующих транспарантов на эффекте просветления, разработанный в ИТПМ [8], использующий в качестве зондирующего излучения одномодовый полупроводниковый лазер с регулируемой мощностью излучения и его длительностью, а также возможностью синхронизации момента регистрации изображений от импульсов или момента включения CO_2 -лазера.

Для примера на рис. 3 показана динамика всплывания газа, нагреваемого ИП или непрерывным излучением. Горячему газу соответствует светлая область на снимках, граница которой перемещается вверх со скоростью $V_T \approx 5 \div 20$ см/с в зависимости от параметров излучения и содержания CO_2 в камере. Пуски лазера и средств измерения повторялись с разной задержкой включения камеры теневой съемки относительно лазера, что позволяло частично компенсировать большое время между кадрами.

Измеренная скорость конвективного всплывания в зависимости от расстояния вдоль трассы распространения излучения приведена на рис. 4.

Как видно из представленных графиков, скорость конвективного движения (вверх) границы нагретого газа минимальна в фокусе пучка (длина перетяжки $\sim 1,5$ см), где интенсивность излучения должна быть максимальна. При удалении в обе стороны от фокуса скорость всплывания растет, достигая своего максимального значения на удалении порядка 5 см, а затем может вновь снизиться. Такая картина говорит о минимуме нагрева газа в фокальной области пучка, скорость всплывания газа, нагретого непрерывным излучением, оказывается существенно больше, чем в ситуации с ИП-излучением. Очевидно, это связано с тем, что непрерывное излучение сильнее нагревает газовую смесь, чем ИП той же средней мощности.

Визуализация распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного излучения (рис. 5) производилась с использованием камеры PicoCam III-C-A с частотой кадров 48 Гц при времени экспозиции 12,3 мс и общим временем съемки 1 с. Камера размещалась на расстоянии ~ 3 м от фокуса лазерного излучения.

На серии представленных изображений видно, что действие тепловой линзы, возникающей в результате нагрева газа в камере, проявляется в искажении профиля интенсивности лазерного пучка. С течением времени происходит расплывание пучка (рис. 5, б, д) и возникновение абберационных искажений из-за конвективного движения среды [5] его профиля (рис. 5, в, е).

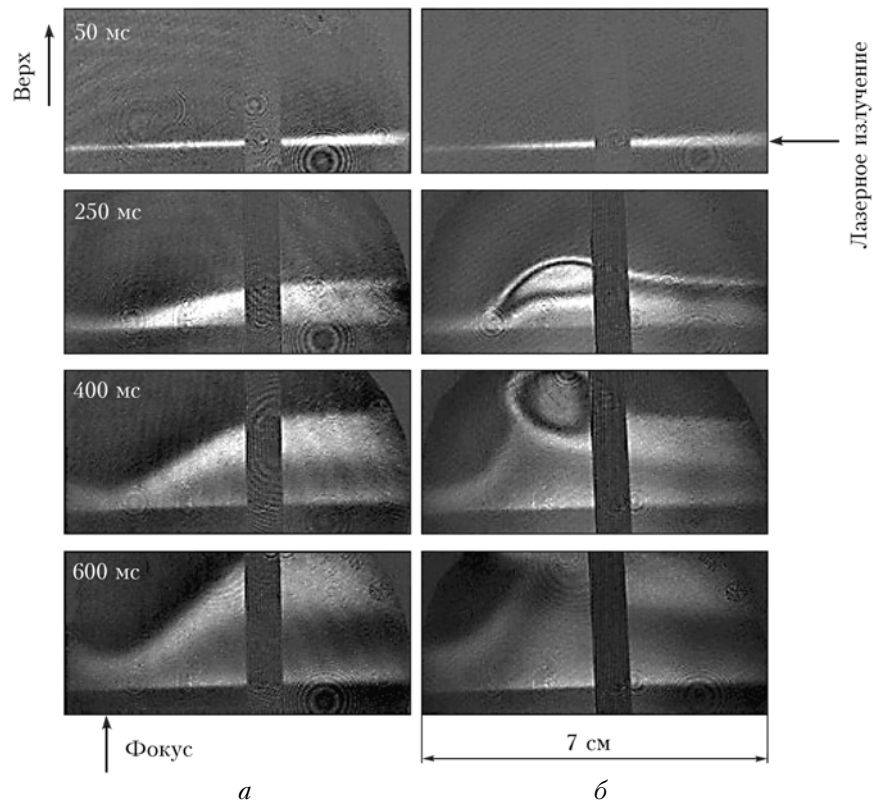


Рис. 3. Выборки из двух серий измерений для ИП (*а*) и непрерывного (*б*) излучений. Концентрация CO_2 4%, средняя мощность излучения 1 кВт, частота следования импульсов 30 кГц. Излучение направлено справа налево. Указано время после включения излучения лазера. Изображения симметричны относительно фокуса

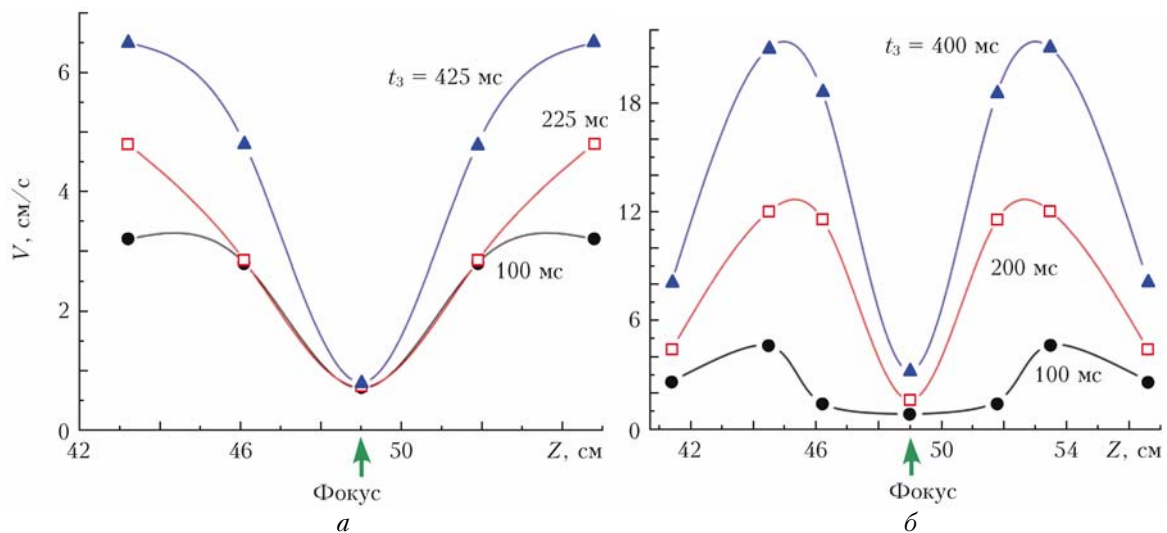


Рис. 4. Измеренное распределение скорости движения фронта нагретого газа вдоль оси лазерного пучка для разных моментов времени (указаны у кривых): *а* – ИП-излучение $f_p = 60$ кГц; *б* – непрерывное излучение. Средняя мощность 1 кВт. Излучение направлено слева направо

Среднее время формирования тепловой линзы, оцененное по двукратному увеличению площади фокального пятна в зоне приема, для непрерывного излучения меньше, чем для излучения в ИП-режиме, и составляет 20 мс против примерно 40 мс для ИП-излучения. Искажения непрерывного излучения при равенстве средних мощностей выражены значительно

сильнее, чем импульсно-периодического. При включении вентилятора, создававшего поток в камере (несколько м/с), расфокусировка излучения в фокальной плоскости достаточно быстро исчезала.

Кроме того, выполнялись измерения величины расфокусировки лазерного пучка при прохождении его через камеру, заполненную воздухом и избыточным

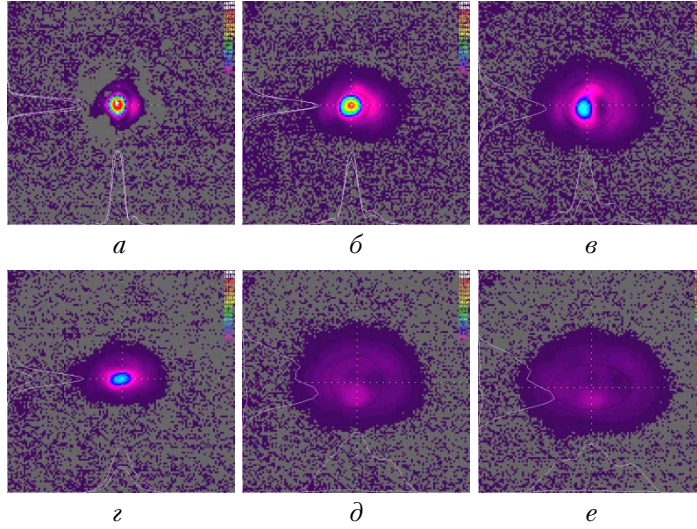


Рис. 5. Распределение интенсивности ИП (а–в) и непрерывного излучения (г–е) в поперечном сечении пучка в моменты времени ~ 20 (а, г), 40 (б, д) и 60 мс (в, е). Концентрация CO₂ составляет 4%, средняя мощность 1 кВт для ИП ($f_p = 30,5$ кГц) и 960 Вт для непрерывного излучения

содержанием углекислого газа до 1% (при нормальных условиях в атмосфере доля CO₂ составляет примерно 0,04%). При большом избытке CO₂ усиливающаяся расфокусировка приводила к появлению краевой дифракции на апертурах промежуточных оптических элементов в диагностической части схемы. В результате измерений было установлено, что для 0,5% избытка углекислого газа смещение фокальной точки составило 23 мм (в сторону увеличения фокусного расстояния), а для 1% избытка – соответственно 26 мм.

2. Обсуждение результатов

Моделирование теплового самовоздействия интенсивного лазерного пучка в газовой среде проведем на основе параболического уравнения для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля оптической волны $\mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp, z; t)$. Данное уравнение с учетом эффекта формирования тепловой линзы имеет следующий вид [6]:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \nabla_\perp^2 \right\} \mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \left\{ -ik\Delta n(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \frac{\alpha_g(|\mathbf{E}|^2)}{2} \right\} \mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp, z; t) = 0. \quad (1)$$

Здесь α_g – объемный резонансный коэффициент поглощения газа (в общем случае нелинейный); $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; ∇_\perp^2 – поперечный лапласиан; $\Delta n(\mathbf{r}_\perp, z; t)$ – изменение показателя преломления среды, происходящее под действием нагрева излучением: $\Delta n = \Delta\rho(\partial n/\partial\rho)$, ρ – плотность.

В предположении изобарного нагрева среды в канале излучения изменение плотности газа линейно связано с изменением его температуры T : $\rho/\partial\rho =$

$= -T/\partial T$. Это приводит к следующему нестационарному уравнению связи для температуры среды в канале пучка:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}_0 \nabla_\perp T = \frac{\lambda_T}{\rho C_p} \nabla_\perp^2 T + \frac{\alpha_g}{\rho C_p} I, \quad (2)$$

где C_p , λ_T – удельная изобарная теплоемкость и коэффициент теплопроводности среды соответственно; \mathbf{v}_0 – вектор направленного движения среды.

Для теоретического расчета спектроскопического эффекта насыщения резонансного поглощения CO₂ используем систему балансных уравнений молекулярных уровней углекислого газа и атмосферного азота CO₂–N₂, упрощенно описывающих релаксацию поглощенной энергии излучения в более сложной смеси атмосферных газов N₂–H₂O–O₂ [5, 9]. Рассматривается кинетика двух энергетических уровней CO₂ (10⁰⁰ и 00⁰¹) и находящегося в резонансе с верхним из них уровнем $\nu = 1$ азота. Атмосферные компоненты H₂O и O₂ учитываются неявно при определении вероятности V – T –релаксации уровня N₂.

В результате резонансного поглощения излучения молекулой CO₂ заселенность ее нижнего уровня 10⁰⁰ понижается, а верхнего уровня перехода 00⁰¹, наоборот, становится выше равновесной. Равновесие восстанавливается за счет колебательно-поступательной V – T –релаксации степеней свободы самой молекулы CO₂ и межмодовой колебательно-колебательной релаксации (V – V') между уровнями 00⁰¹ и $\nu = 1$ (N₂), находящихся в резонансе. Выравнивание населенностей уровней 10⁰⁰ и 00⁰¹ приводит к насыщению поглощения.

Энергообмен между молекулярными уровнями определяется следующей системой кинетических уравнений для относительных заселенностей уровней [10]:

$$\frac{dx_1}{dt} = -\frac{1}{4}\varphi(x_1 - x_2) - \frac{3}{2}P_{10}(x_1 - x_1^0),$$

$$\frac{dx_2}{dt} = \varphi(x_1 - x_2) - q(x_2 - x_3) - P_{20}(x_2 - x_2^0), \quad (3)$$

$$\frac{dx_3}{dt} = \delta q(x_2 - x_3) - P_{30}(x_3 - x_3^0),$$

где x_i – относительная заселенность (по отношению к концентрации CO_2) уровней 10^0 , 00^01 и $\nu = 1$ (N_2) соответственно; $\delta = N_{\text{CO}_2}/N_{\text{N}_2}$, N_{CO_2} и N_{N_2} – концентрации CO_2 и N_2 ; P_{10} , P_{20} , P_{30} – вероятности столкновительной дезактивации уровней; q – вероятность резонансной передачи энергии в реакции $\text{CO}_2 \rightarrow \text{N}_2$; $\varphi = \sigma_a I(t) \lambda / \hbar c$ – вероятность оптического возбуждения CO_2 ; I – интенсивность излучения; σ_a – сечение резонансного поглощения CO_2 ; c , \hbar – скорость света и постоянная Планка соответственно. Равновесная заселенность молекулярных уровней углекислого газа и азота рассчитывается согласно больцмановскому распределению при температуре газа T : $x_i^0 = \exp(-E_i/T)$, где E_i – энергия (в кельвинах) соответствующих уровней. Коэффициент поглощения молекулами CO_2 вычисляется как $\alpha_g(t) = N_{\text{CO}_2} \sigma_a [x_1(t) - x_2(t)]$.

Пример решения системы уравнений (3) для случая поглощения в смеси газов CO_2 – N_2 атмосферной концентрации ($\delta = 3,8 \cdot 10^{-4}$) гауссовского лазерного импульса с $t_p = 0,2$ мкс и интенсивностью $1 \text{ МВт}/\text{см}^2$ показан на рис. 6. Параметры расчета были следующими [5]: $E_1 = 2000 \text{ К}$, $E_2 = E_3 = 3380 \text{ К}$, $P_{10} = 10^5 \text{ с}^{-1}$, $P_{20} = P_{30} = 100 \text{ с}^{-1}$, $q = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\sigma_a = 5,2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, $T = 293 \text{ К}$.

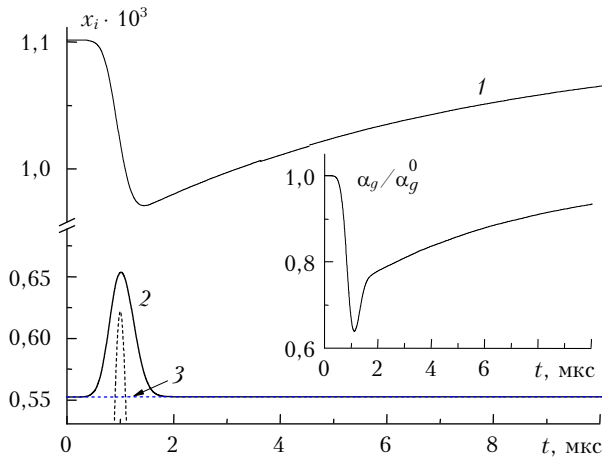


Рис. 6. Временная динамика относительной заселенности уровней молекулы CO_2 10^0 (1), 00^01 (2) и $\nu = 1$ N_2 (3) при воздействии лазерного импульса ($t_p = 0,2$ мкс, пиковая интенсивность $I_p = 1 \text{ МВт}/\text{см}^2$); пунктир – профиль исходного импульса (в отн. ед.). На фрагменте – нормированный коэффициент поглощения CO_2

Резонансный коэффициент поглощения α_g , нормированный на свое невозмущенное значение $\alpha_g^0 \equiv \alpha_g(t = 0)$, приведен на фрагменте рис. 6. Видно, что с момента начала облучения за время $t_p/2$ коэффициент поглощения уменьшается почти в 1,5 раза от начальной величины. После окончания лазерного

импульса происходит достаточно медленное (в масштабе импульса) восстановление α_g до исходного уровня за время $t \sim 1/P_{10}$.

В случае воздействия на исследуемую газовую среду последовательностью импульсов важно знать не саму временную динамику коэффициента поглощения, а его среднее за некоторый выбранный период времени τ (например, за время лазерного импульса) значение, которое определяется стандартным образом [11]:

$$\alpha_e = Q_\tau^{-1} \int_\tau \alpha_g(t) I(t) dt,$$

где $Q_\tau = Q_p(\tau f_p)$ – плотность световой энергии, поступившей в среду за время τ ; Q_p – плотность энергии в отдельном импульсе цуга.

Как видно из рис. 7, где данная величина построена для различных режимов ИП-излучения, параметр α_e обнаруживает сильную зависимость от пиковой интенсивности импульса I_p , его длительности t_p и достаточно слабо варьирует при изменении частоты повторения импульсов f_p . Расчет проводился при накоплении импульсов за время $\tau = 1$ мс, причем ситуация с $t_p = 1$ мкс и самой большой частотой повторения импульсов моделировала непрерывное излучение с интенсивностью $I_0 \approx I_p$. Результаты данного анализа подтвердили возможность использования в диапазоне интенсивностей $I_p < 2 \text{ МВт}/\text{см}^2$ предложенной в [5] упрощенной формы зависимости нелинейного коэффициента поглощения CO_2 в виде

$$\alpha_e = \alpha_g^0 \exp(-I_p/I_s), \quad (4)$$

где I_s – интенсивность спектроскопического насыщения, равная $0,25$ и $0,1 \text{ МВт}/\text{см}^2$ для $t_p = 0,2$ и 1 мкс соответственно (вне зависимости от f_p).

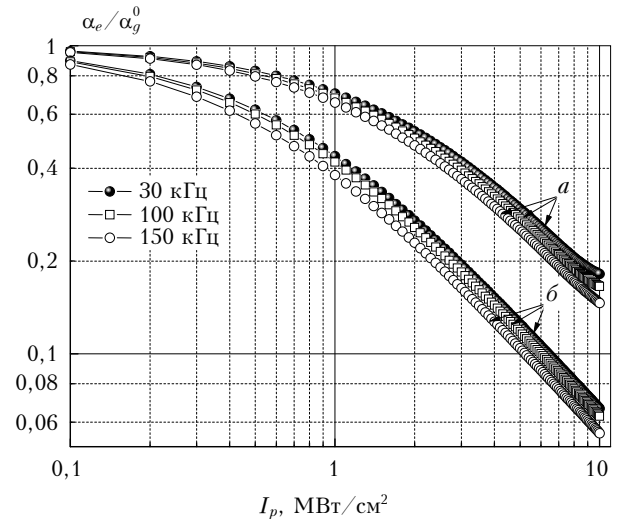


Рис. 7. Усредненный по времени ($\tau = 1$ мс) резонансный коэффициент поглощения CO_2 α_e для ИП-излучения в зависимости от пиковой интенсивности в импульсе I_p и при $t_p = 0,2$ (группа кривых *a*) и 1 мкс (группа кривых *b*). Частота следования f_p импульсов указана на рисунке

Отметим, что зависимость α_e от процентной доли содержания углекислого газа δ в смеси хотя и существует, однако она оказывается достаточно слабой. Согласно кинетической модели (3) рост параметра δ приводит к интенсификации процесса заселения соответствующего возбужденного уровня азота, что в итоге снижает скорость резонансной разгрузки верхнего уровня «рабочего» перехода CO_2 и уменьшает α_g . Расчеты показывают, что при увеличении δ на 2 порядка при прочих равных условиях средний коэффициент поглощения CO_2 уменьшается на ~60% при интенсивности непрерывного облучения 1 МВт/см^2 . Для более низких значений I_p это падение составляет всего несколько процентов.

Результаты численного моделирования распространения сфокусированного пучка CO_2 -лазера в смеси азота и 4%-го содержания углекислого газа ($\alpha_g^0 = 10^{-4} \text{ см}^{-1}$) приведены на рис. 8. Параметры излучения и трассы соответствовали эксперименту. Учитывался спектроскопический эффект насыщения поглощения CO_2 по формуле (4), и обеспечивался учет поперечного движения газа с постоянной скоростью под действием вентилятора. Нас прежде всего интересовал профиль приращения температуры среды ΔT в зоне геометрического фокуса линзы. Данная зависимость для момента времени $t = 30 \text{ мс}$ от начала воздействия показана на рис. 8, а.

Как видно, с нагревом газа наблюдается ситуация, аналогичная экспериментальным данным по скорости конвективного всплывания, приведенным на рис. 4. Во-первых, погонное приращение температуры имеет характерный М-образный профиль, т.е. в самой фокальной перетяжке оно минимально, а при удалении влево или вправо растет, достигая максимума на расстоянии ~8 см от точки фокуса, а затем вновь спадает. Во-вторых, непрерывный режим работы лазерного источника характеризуется существенно более сильным нагревом среды, чем это реализуется для ИП-излучения. При одной и той же средней мощности (1 кВт) максимальное приращение температуры газа в поле ИП-излучения более чем на порядок ниже. В-третьих, «включение» ветра в камере ($v_{\perp} = 1 \text{ м/с}$) резко уменьшает тепловое действие излучения за счет адвективного обновления канала пучка. При этом максимальное приращение температуры среды не превышает половины градуса. Кроме того, изменяется и сам характер трассового распределения температуры на V-образный вследствие более сильного влияния сноса газа именно в фокальной перетяжке.

Что касается пиковой интенсивности лазерного излучения, трассовая зависимость которой приведена на рис. 8, б (I_0 — начальная интенсивность для каждого типа излучения), то каких-либо видимых отличий режима самовоздействия ИП-излучения от линейного распространения (показано штриховой кривой) не наблюдается — кривые для данных режимов облучения среды практически сливаются. В то же время непрерывное излучение формирует в пределах перетяжки достаточно сильную тепловую линзу, которая примерно на треть снижает фокальную интен-

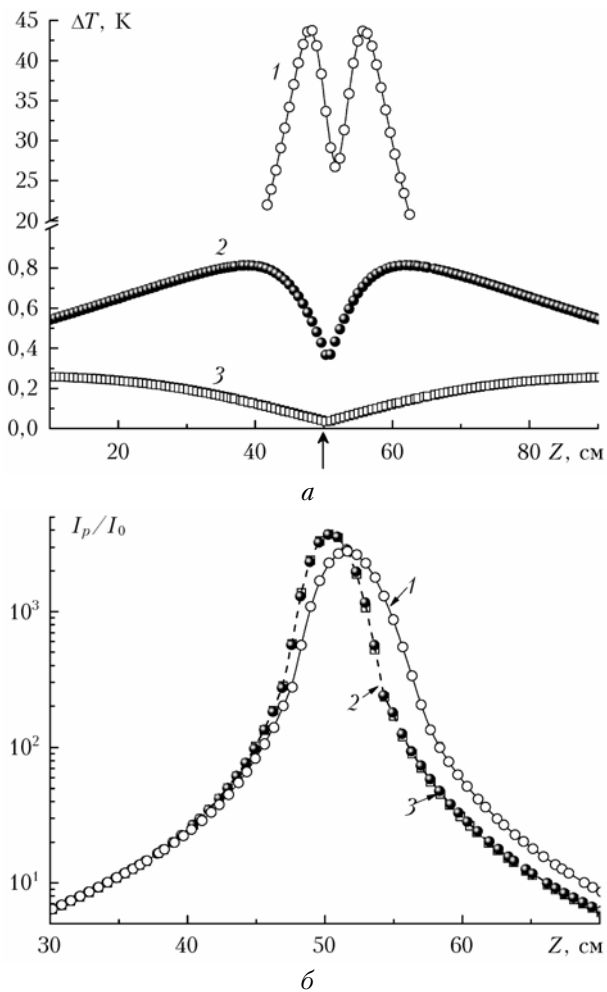


Рис. 8. Трассовая эволюция максимального приращения температуры газовой среды (а) и нормированной пиковой интенсивности излучения (б) при распространении непрерывного (1 — светлые кружки) и ИП-излучения (2, 3 — темные кружки, светлые квадраты) со средней мощностью 1 кВт ($f_p = 30 \text{ кГц}$) без ветрового сноса (1, 2) и при скорости ветра 1 м/с (3). Штриховая линия — линейное распространение. Положение фокуса показано стрелкой

сивность и смещает положение самого фокуса, удаляя его на 3 см от лазерного источника.

Заключение

Таким образом, полученные в лабораторных экспериментах и численном моделировании данные позволяют сделать следующие выводы. Взаимодействие мощного излучения CO_2 -лазера с сильно поглощающей газовой средой носит характер теплового самовоздействия. В условиях острой фокусировки излучения нагрев среды наблюдается преимущественно вблизи фокальной перетяжки пучка, что фиксируется по всплыванию нагретого газа. Здесь же формируется «тепловая линза», которая может привести к дефокусировке излучения. Однако эффект просветления позволяет существенно снизить поглощение излучения, увеличить время формирования «линзы» и предельную длительность лазерного цуга.

Оптическая сила и пространственная форма нагретой области, а следовательно, и «тепловой линзы», существенно отличаются для ИП и непрерывного излучения.

ИП-излучение, обладая при заданной средней мощности более высокой пиковой интенсивностью в импульсе, более эффективно, чем непрерывный режим, «просветляет» зону фокуса вследствие проявления спектроскопического эффекта насыщения поглощения CO₂. Это следует из анализа теневых снимков, показывающих границу нагретого газа и динамику скорости его всплывания. При этом скорость фронта нагретого газа минимальна в фокальной области, что указывает на частичное «просветление» газа лазерным излучением. Экспериментальные данные хорошо коррелируют с результатами численных расчетов авторов [6].

Исследования поддержаны СО РАН (проект № 113) и РФФИ (проект № 12-08-00587-а).

1. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Меньшиков Я.Г., Смирнов А.Л., Соболев А.В. Взаимодействие оптического пульсирующего разряда с газом: условия стабильной генерации и объединения ударных волн // Квант. электрон. 2004. Т. 34, № 10. С. 941–947.
2. Тищенко В.Н., Посух В.Г., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Павлов А.А., Бояринцев Э.Л., Голубев М.П., Кавун И.Н., Мелехов А.В., Голобокова Л.С., Мирошниченко И.Б., Павлов А.А., Шмаков А.С. Критерии формирования низкочастотного звука при облучении твердых тел широкоапертурным импульсно-периодическим лазерным излучением // Квант. электрон. 2011. Т. 41, № 10. С. 895–900.

3. Тищенко В.Н., Посух В.Г., Бояринцев Э.Л., Мелехов А.В., Голобокова Л.С., Мирошниченко И.Б. Эффективность формирования ударных волн, создаваемых оптическими пробоями на поверхности твердых тел // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 448–450.
4. Breig E.L. Limitations on the atmospheric thermal effects for high-power CO₂ laser beams // J. Opt. Soc. Amer. 1972. V. 62, N 4. P. 518–528.
5. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1989. 256 с.
6. Гейнц Ю.Э., Грачев Г.Н., Землянов А.А., Кабанов А.М., Павлов А.А., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. Тепловое самовоздействие мощного непрерывного и импульсно-периодического излучения CO₂-лазера в воздухе. I. Численное моделирование распространения на атмосферной трассе // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 363–370.
7. Азеев Б.Г., Пономарев Ю.Н., Чистякова Л.К. Исследование поглощения импульсного CO₂-лазера воздухом и углекислым газом // Изв. вузов. Физ. 1982. № 10. С. 49–51.
8. Pavlov A.A., Pavlov A.A.I., Golubev M.P. Some aspects of Schlieren technique sensitivity increasing [Электронный ресурс] // 16th International Sympos. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (ISALTFM 2012) (Portugal, Lisbon, 9–12 Jul., 2012): [Proceedings]. 2012. Paper N 314. S. 1. P. 1–14.
9. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Хохлов Р.В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения CO₂-лазера через атмосферу // Ж. техн. физ. 1974. Т. 44, вып. 5. С. 1063–1069.
10. Нетесов В.В. О влиянии кинетики молекулярного поглощения излучения на распространение импульса с $\lambda = 10,6$ мкм в атмосфере // Ж. прикл. мех. и техн. физ. 1986. № 4. С. 3–8.
11. Азеев Б.Г., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А. Нелинейная оптико-акустическая спектроскопия молекулярных газов. Новосибирск: Наука, 1987. 128 с.

G.N. Grachev, A.A. Zemlyanov, A.G. Ponomarenko, V.N. Tishchenko, Yu.E. Geints, A.M. Kabanov, A.A. Pavlov, A.I. Pavlov, V.A. Pogodaev, P.A. Pinaev, A.L. Smirnov, P.A. Statsenko. Thermal self-action of high-power continuous pulse-periodic CO₂ laser radiation in air: II. Laboratory experiments.

The results of laboratory experiments on nonlinear propagation of intense pulse-periodic and continuous wave CO₂ laser radiation in a gas medium are presented. Experiments were carried out in a cell containing a mixture of air and carbon dioxide at different partial concentrations (~1–10%), in the conditions of strong absorption and thermal blooming of laser radiation. The experimental conditions simulated the atmospheric propagation of intense laser radiation at a kilometer-length path. Sharply focused laser beams were used, and the areas of heat release along the beam channel were registered by the shadow imaging method. We found that the focal waist of the laser beam is characterized by the reduced heat release as compared with that in the pre- and post-focal beam regions. The most probable cause of this circumstance is considered to be the resonance absorption saturation of CO₂ molecules, which becomes apparent at high intensities in a laser pulse (a “path cleaning” effect). For continuous wave radiation, this effect appears in a lesser extent.