

Лабораторное моделирование процесса распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере в условиях теплового самовоздействия

Н.Г. Мельников, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык, А.Н. Шестернин*

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

Поступила в редакцию 17.04.2008 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований в модельных условиях флуктуаций диаметра и смещения центра тяжести лазерных пучков, распространяющихся в условиях развитой турбулентности, теплового самовоздействия и одновременного влияния турбулентности и теплового самовоздействия.

Ключевые слова: тепловое самовоздействие, турбулентность, центр тяжести, диаметр пучка.

Введение

Для исследования процесса распространения мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере необходимы километровые трассы и лазеры большой мощности, позволяющие наблюдать проявляющиеся эффекты теплового расплывания и смещения пучков излучения. Такие исследования требуют больших материальных и энергетических затрат, поэтому при изучении эффектов самовоздействия часто используются модельные установки, позволяющие имитировать физические процессы распространения лазерного излучения в турбулентной среде в условиях самовоздействия.

Удобство физического моделирования заключается в том, что имеется возможность повторять эксперимент при одних и тех же условиях, менять условия эксперимента в зависимости от задач исследования, моделировать отдельные физические явления, которые в атмосфере проявляются в совокупности. Коэффициенты поглощения среды в лабораторных кюветах можно повысить настолько, насколько позволяют разумные пределы длины трассы. При этом пучками мощностью в несколько ватт моделируются эффекты, которые в атмосфере проявляются на лазерах мощностью в несколько киловатт. Сравнить результаты модельного эксперимента с исследованием в атмосфере можно при выполнении следующих критериев подобия [1].

1. Размер кюветы l , измеряемый в дифракционных длинах l_d данного лазерного пучка, должен равняться относительно расстоянию до мишени L в реальной атмосфере:

$$(l/l_d)_{\text{мод}} = (L/L_d)_{\text{атм}},$$

где $l_d = (kna_0^2)_{\text{мод}}$; $L_d = (ka_0^2)_{\text{атм}}$, $k = 2\pi/\lambda$; n — показатель преломления среды; λ — длина волны лазерного излучения; a_0 — радиусы лазерного пучка на входе в среду.

2. Оптические толщину на дифракционных длинах l_d и L_d должны быть одинаковыми (α — коэффициент поглощения среды)

$$(\alpha kna_0^2)_{\text{мод}} = (\alpha ka_0^2)_{\text{атм}}.$$

Это условие может выполняться до совпадения по порядку величины, если оптические толщину на расстоянии в реальной атмосфере и в модельной среде $\alpha L \ll 1$.

3. Взаимодействие лазерного излучения с поглощающей средой удобно характеризовать параметром нелинейных искажений N_c [1]. Поэтому параметры нелинейных искажений N_c в лабораторных и атмосферных условиях также должны совпадать:

$$N_{c \text{ мод}} = N_{c \text{ атм}}, \quad N_c = -\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right) \left[\frac{\alpha P_0 L^2}{\pi r c_p a_0^3 n V_{\perp}} \right], \quad \alpha L \ll 1, \quad (1)$$

$$N_c = -\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right) \left[\frac{\alpha P_0 L^2}{\pi r c_p a_0^3 n V_{\perp}} \right] \left[\frac{2}{\alpha L} - \frac{2(1 - e^{-\alpha L})}{(\alpha L)^2} \right], \quad (1a)$$

$$\alpha L \geq 1.$$

Здесь P_0 — мощность излучения на входе в нелинейную среду; ρ , c_p — плотность и теплоемкость среды; $\partial n/\partial T$ — температурный градиент показателя преломления среды; V_{\perp} — составляющая скорости движения среды, перпендикулярная лазерному пучку. В формулах (1), (1a) и всех последующих используются параметры среды и пучка для атмосферных или модельных условий.

* Николай Григорьевич Мельников; Валентина Михайловна Сазанович; Рувим Шахнович Цвык (tsvyk@iao.ru); Андрей Николаевич Шестернин.

На натуральных трассах атмосферная турбулентность является еще одним фактором, который нельзя не учитывать при исследовании распространения мощных лазерных пучков. Поэтому к этим условиям нужно добавить подобие турбулентных условий распространения, которые определяются обобщенным параметром турбулентности [2]:

$$\beta_0^2 = 1,23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (2)$$

где C_n^2 — структурная характеристика показателя преломления среды.

Первые три условия легко моделируются в газовых кюветах выбором геометрии эксперимента, мощности излучателя и подбором газа с достаточно большим коэффициентом поглощения α для длины волны излучения. В газах изменение показателя преломления среды с температурой $dn/\partial T$ мало и создать турбулентные условия распространения, подобные атмосферным, достаточно сложно, поэтому используются жидкостные кюветы. В работах [3, 4] было показано, что в слое жидкости, подогреваемой снизу и охлаждаемой сверху при больших числах Рэлея:

$$Ra = (g\beta_T h^3 \Delta T)(\nu\chi)^{-1} > 10^6 \quad (3)$$

(g — ускорение свободного падения; β_T , ν , χ — коэффициенты объемного расширения, вязкости и теплопроводности среды; h — высота слоя; ΔT — разность температур между нагревателем и холодильником) формируется развитая турбулентность, которая является локально однородной и изотропной во всем слое, за исключением пристенных областей. Величина $dn/\partial T$ для жидкостей на 2–3 порядка больше, чем для воздуха. Поэтому в такой среде можно получить сильные флуктуации интенсивности распространяющегося излучения [2] при длине кюветы 30–50 см, которые в атмосфере достигаются на трассах более 1 км. Конечной целью лабораторных исследований является разработка моделей, адекватно описывающих распространение лазерного излучения на реальных атмосферных трассах.

Детальное исследование турбулентного обмена при конвекции в прямоугольной кювете, наполненной водой, представлено в работах [3, 4]. В них показано, что структурная функция флуктуаций температуры имеет 2/3-й участок, а частотный спектр флуктуаций показателя преломления в области частот 0,2–2 Гц спадает по закону « $-5/3$ », что соответствует колмогоровской модели турбулентности. Турбулентный режим в такой кювете можно варьировать за счет изменения разности температур между нагревателем и холодильником, высоты между ними и использования жидкости с различными характеристиками. Значения структурной характеристики показателя преломления C_n^2 в кювете превышают значения в атмосфере на несколько порядков.

Для исследования эффектов теплового самовоздействия, которые проявляются при распространении мощного излучения в поглощающей среде, жидкость в кювете подкрашивается красителем (фуксином). Концентрация красителя определяет коэффициент

поглощения. Такая среда хорошо поглощает излучение с длиной волны в сине-зеленой области спектра. Результаты ряда исследований в таких условиях представлены в работах [5–8]. Основные результаты исследований распространения лазерных пучков в условиях теплового самовоздействия в кюветах и в атмосфере обобщены в работах [9, 10]. Отметим, что в приведенных выше работах практически не исследованы спектральные характеристики флуктуаций размера пучка и его центра тяжести.

В настоящей статье приводятся результаты экспериментальных исследований динамики искажения и установления стационарного состояния параметров лазерных пучков, распространяющихся: в турбулентной среде, в однородной поглощающей среде при тепловом самовоздействии и при совместном влиянии турбулентности и теплового самовоздействия. Анализируются спектры флуктуаций центра тяжести и размеров пучка. Дано качественное объяснение флуктуаций при одновременном взаимодействии турбулентности и теплового самовоздействия.

1. Экспериментальная установка и методика измерений

Моделирование распространения излучения в турбулентной среде проводилось с использованием кюветы, заполненной дистиллированной водой. Кювета выполнена из нержавеющей стали толщиной 3 мм в виде прямоугольной камеры с внутренними размерами 35×25×25 см. Для проведения оптических измерений торцевые стенки кюветы выполнены из оптического стекла.

Конвективное движение в жидкости, заполняющей кювету, создается двумя плоскими теплообменниками, разнесенными по высоте на 9 см. По нижнему теплообменнику циркулирует горячая вода, по верхнему — холодная. Перепад температур между теплообменниками ΔT поддерживался при помощи термостатов и контролировался термометрами $T_{ст}$. В экспериментах поддерживалась разность температур, при которой число Рэлея равно 10^7 – 10^8 , что соответствует развитому турбулентному режиму. Флуктуации температуры измерялись четырьмя термометрами диаметром 0,25 мм (T_c), которые расположены вблизи центра камеры одна над другой по вертикали через 15 мм и сдвинуты от оси пучка по горизонтали на расстояние ~ 50 мм. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

Оптическая система O_1 формировала коллимированный пучок заданного размера, который направлялся в кювету, а из кюветы на отражающий экран 4. При необходимости изображение пучка на экране могло быть увеличено с помощью отрицательной линзы F_3 .

Контроль мощности излучения P_0 проводился стандартным измерителем P . Мощность падающего излучения P_0 изменялась от 0,1 до 1,34 Вт. Потери мощности на входном окне кюветы составляли $0,1P_0$.

Распределение интенсивности на экране регистрировалось телевизионной камерой «Panasonic»

с вводом в персональный компьютер (PC). Необходимая скорость регистрации кадров устанавливалась оператором. Длительность реализации определялась скоростью переноса неоднородностей через пучок. Для определения соотношения реальных размеров пучка с размерами его изображения в кадре регистрировалось изображение прямоугольника с известными размерами $L_x \times L_y$ и вычислялись масштабные коэффициенты по горизонтали и вертикали.

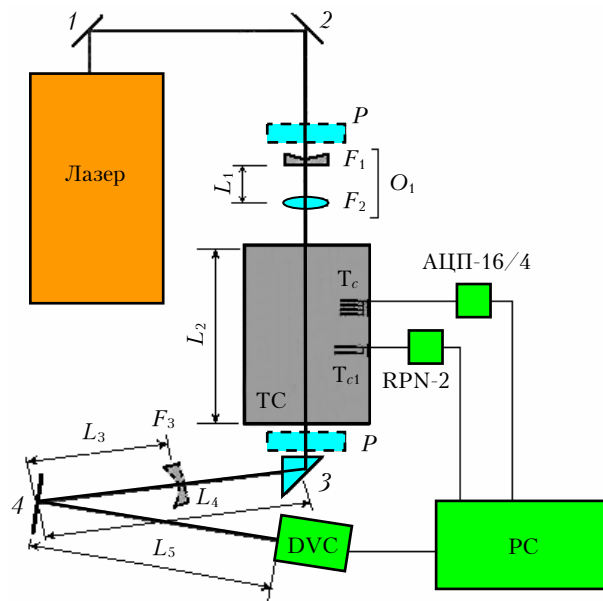


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки: 1, 2 – отражающие пластины; 3 – призма; 4 – экран; O_1 – оптическая система, которая формирует коллимированный пучок излучения (F_1 , F_2 – фокусные расстояния линз); F_3 – фокусное расстояние отрицательной линзы; $L_1 \div L_5$ – расстояние между элементами; RPN-2 – измеритель температуры холодильника и нагревателя; АЦП-16/4 – измеритель флуктуаций температуры; T_c , T_{c1} – термопары; TC – термическая кювета; DVC – цифровая видеокамера; PC – компьютер; P – измеритель мощности

Обработка кадров проводилась по разработанной программе, в которой предусматривались вычитание фона (средний кадр по 5 кадрам регистрации фона) и вычисление статистических и спектральных характеристик параметров изображения. При обработке реализаций по каждому кадру определялись размеры изображения пучка по двум координатам и координаты энергетического центра тяжести изображения. По этим данным рассчитывались статистические характеристики сигнала.

2. Результаты исследований

2.1. Флуктуации параметров лазерного пучка в турбулентной среде

По флуктуациям температуры, измеренным четырьмя датчиками, были определены средние значения и среднеквадратические отклонения температуры, рассчитаны корреляционные функции и спектральные плотности флуктуаций температуры. Ана-

лиз температурных измерений показал, что турбулентный режим в кювете в целом соответствует атмосферной турбулентности. Спектральный диапазон флуктуаций 0,01–1 Гц, масштабы корреляции соответствуют времени переноса турбулентных неоднородностей с реализовавшейся в эксперименте скоростью конвекции.

В эксперименте использовался пучок радиусом $a_0 = 14,5$ мм на уровне e^{-1} . Среднеквадратические значения скорости конвективного движения в жидкости рассчитывались по формуле, полученной в [4]:

$$V_{\perp} = \sqrt{\langle V^2 \rangle} = \sigma_v = 0,4\chi \text{Pr}^{1/3} \text{Ra}^{4/9} h^{-1}, \quad (4)$$

и в нашем эксперименте при разности температур $\Delta T = T_h - T_c = 2-4^\circ$ изменялись в пределах $0,2-0,4$ см \cdot с $^{-1}$. Здесь T_h , T_c – температура нагретого и холодного теплообменников; $\text{Pr} = \nu/\chi$ – число Прандтля. Длительность реализации была выбрана ~ 300 с, что обеспечивало статистическую достоверность результатов.

На рис. 2 приведен пример распределения интенсивности в коллимированном пучке мощностью 0,1 Вт, прошедшем кювету в отсутствие турбулентности (а) и после прохождения кюветы в турбулентном режиме (б).

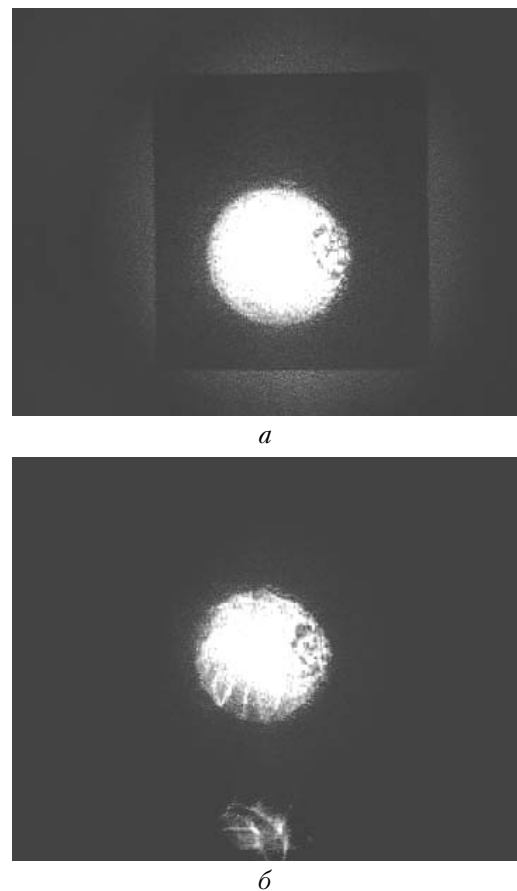


Рис. 2. Пример распределения интенсивности в коллимированном лазерном пучке при распространении через однородную (а) и турбулентную (б) среды в кювете (по изображению квадрата (а) определялись масштабные коэффициенты)

Таблица 1

Статистические характеристики по осям x и y флуктуаций параметров лазерного пучка, распространяющегося в условиях турбулентности

№ эксперимента	Координата x , мм					Координата y , мм				
	x_c	$\sigma(x_c)$	d_x	$\sigma(d_x)$	d_{cx}	y_c	$\sigma(y_c)$	d_y	$\sigma(d_y)$	d_{cy}
2	-0,45	0,25	29,9	8,6	24,1	-0,23	1,12	28,3	7,3	23,2
3	-0,54	0,24	29,7	7,8	22,5	0,09	0,99	27,7	6,9	24,3
4	-0,31	0,21	28,8	9,0	22,9	0,30	0,68	27,4	6,6	23,3

Примечание. x_c, y_c – координаты энергетического центра тяжести; d_x, d_y – диаметры пучка; $\sigma(d_x), \sigma(d_y), \sigma(x_c), \sigma(y_c)$ – среднеквадратические отклонения диаметра пучка и центра тяжести; d_{cx}, d_{cy} – диаметры пучка, определенные по среднему кадру.

Малая мощность и большой размер пучка обеспечили минимальное влияние тепловых эффектов. Разность температур между теплообменниками $\Delta T = 2$ °С. Структура в правой части пучка связана с частичным разрушением интерференционного фильтра. На снимках (рис. 2, б) наблюдаются яркие нити, образующие ячейки. В узлах ячеек проявляется дифракционная структура. Подобная структура распределения интенсивности наблюдалась в [6] при $\beta_0 = 1,5 \div 2$ и $C_n^2 = 0,5 \cdot 10^{-9}$ см^{-2/3}.

В табл. 1 приведены средние по реализациям значения и среднеквадратические отклонения измеряемых параметров.

Анализ результатов показал, что средние отклонения центра тяжести пучка по координатам составляют 1–2% диаметра пучка. Пучок после прохождения кюветы несколько вытянут по горизонтали ($d_x/d_y = 1,05–1,07$) и незначительно смещается в сторону холодной пластины. Размах колебаний пучка по вертикальной координате $\sigma(y_c)$ в 3–4 раза больше, чем по горизонтальной $\sigma(x_c)$. Это связано с конвективной направленностью движения жидкости в кювете.

Отметим, что полная мощность излучения на длине волны 0,53 мкм меняется во времени на 10–15%, что приводит к неконтролируемым ошибкам при расчете статистических характеристик параметров пучка, в частности при расчете среднеквадратических отклонений размера пучка.

Кроме средних характеристик, в работе рассчитывались спектральные плотности флуктуаций параметров пучка. Теоретический спектр случайных смещений центра тяжести коллимированного лазерного пучка в турбулентной атмосфере описывается формулой [11]:

$$W(f) \approx c(f/f_a)^{-5/3} \exp(-f^2/f_a^2); \quad (5)$$

при $f/f_a > 1$ $W(f) \sim (f/f_a)^{-5/3}$,

где $c = \text{const}$; $f_a = V_{\perp}/(a_0 \pi \sqrt{2})$ – частота, определяемая скоростью переноса неоднородностей через пучок. Наклон высокочастотной области экспериментальных спектров $\sim f^{-5/3}$, т.е. близок к теоретическому.

Основные результаты исследований распространения лазерного излучения в турбулентной среде кюветы состоят в следующем.

1. Пространственное распределение интенсивности в пучке при распространении в кювете приобретает ячеистую структуру, близкую к структуре интенсивности пучка, распространяющегося в атмосфере в условиях сильных флуктуаций.

2. Среднеквадратические отклонения $\sigma(y_c)$ больше $\sigma(x_c)$ в 3–4 раза.

3. Спектры флуктуаций координат энергетического центра тяжести пучка аналогичны спектрам, которые наблюдаются в реальной атмосфере.

2.2. Тепловое самовоздействие

Первая серия экспериментов по исследованию распространения излучения в условиях самовоздействия была проведена в однородной поглощающей среде. Вода в кювете была подкрашена фуксином. Коэффициент поглощения среды был равен $\alpha = 0,087$ см⁻¹. Измерения проводились при мощности излучения на входе в среду $P_0 = 0,1; 0,3; 0,56; 0,82; 1,13$ и $1,34$ Вт и $a_0 = 0,14; 0,19$ и $0,53$ см. Регистрация пучка, прошедшего нелинейную среду, проводилась видеокамерой с частотой 3,3 Гц.

Поглощение на длине кюветы $\alpha L > 1$, поэтому параметр нелинейных искажений N_c рассчитывался по формуле (1а), учитывающей ослабление мощности излучения на длине кюветы. В данном эксперименте перенос среды, в отличие от V_{\perp} , определяется скоростью наведенной конвекции V_k в жидкости, которая зависит от условий равновесия сил вязкости и сил плавучести. В этом случае скорость конвекции рассчитывалась по формуле [1]:

$$V_k = [(\beta_T g a_0 \alpha P_0) / (16 \nu \rho c_p)]^{1/2}. \quad (6)$$

Для расчета параметра N_c и скорости V_k использовались следующие значения физических величин: $\beta_T = 0,2 \cdot 10^{-3}$ град⁻¹; $g = 981$ см/с²; $\nu = 8 \cdot 10^{-3}$ см²/с; $\rho = 1$ г/см³; $c_p = 4,1$ Дж/(г · град); $\partial n / \partial T = -1,25 \cdot 10^{-3}$ град⁻¹; $L = 35$ см – длина пути в кювете; $n_0 = 1,332$ – показатель преломления воды при

30 °С. Результаты расчета N_c и V_k для условий эксперимента приведены на рис. 3.

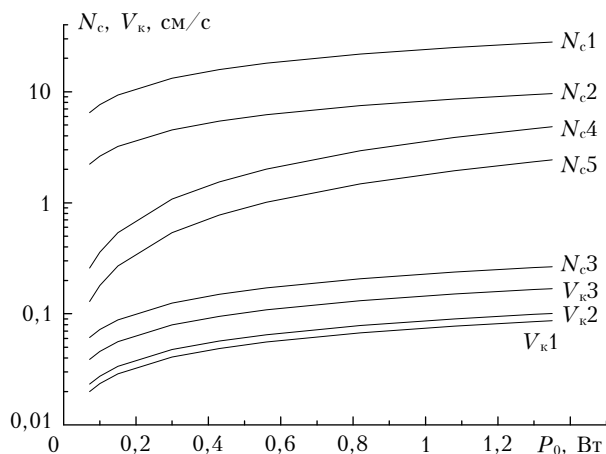


Рис. 3. Скорость конвективного потока V_k и параметр нелинейных искажений N_c в зависимости от мощности излучения для различных радиусов пучка: $a_0 = 0,14$ см (V_{k1}, N_{c1}); $0,19$ см (V_{k2}, N_{c2}) и $0,53$ см (V_{k3}, N_{c3}); N_{c4} и N_{c5} рассчитаны для пучка радиусом $a_0 = 0,19$ см и среднеквадратической скорости турбулентных потоков в кювете $\sqrt{\langle V^2 \rangle}$ [формула (4)], равной $0,2$ и $0,4$ см/с

Из рис. 3 следует, что скорость наведенного конвективного движения достигает $0,035\text{--}0,19$ см/с. Характерное время выноса неоднородностей показателя преломления из пучка, индуцированных тепловым самовоздействием ($\tau_0 = 2a_0/V_k$ — время установления стационарного режима), при максимальной мощности составляет $3\text{--}6$ с и достигает в экспериментах $10\text{--}12$ с. В атмосфере скорость движения среды, как правило, превышает $V \sim 1\text{--}3$ м/с. Время установления стационарного режима теплового самовоздействия $2a_0/V$ для пучков диаметром до 1 м — менее 1 с.

В экспериментах предельные значения параметра нелинейности N_c существенно превышают единицу при наименьшем ($a_0 = 0,14$ см) и среднем ($a_0 = 0,19$ см) радиусах пучка. При максимальном радиусе пучка ($a_0 = 0,53$ см) параметр $N_c < 1$, что соответствует значениям, реализующимся в атмосферных экспериментах с излучением CO- и CO₂-лазеров на трассах протяженностью до 1 км [10]. Значения $N_c \geq 1$ также могут быть реализованы в атмосфере на приземных трассах большой протяженности для различных типов мощных лазеров.

2.2.1. Дефокусировка пучка в режиме теплового самовоздействия

На рис. 4, а показаны выборочные кадры из реализации, иллюстрирующие динамику изменения распределения интенсивности в пучке при тепловом самовоздействии при $P_0 = 1,34$ Вт, $a_0 = 0,14$ см, а на рис. 4, б, в — изменение диаметров пучка по осям x и y и автокорреляционная функция $b(\tau)$.

По оценкам, для данной реализации время выноса тепла из канала $\tau_0 = 2a_0/V_k = 3,5$ с, что соответствует $\sim 10\text{--}15$ -му кадру. Как видно из рис. 4, в первоначальный момент времени ($\sim \tau_0$) пучок расширился симметрично относительно центра (~ 10 -й кадр) до размера, примерно в $3\text{--}3,5$ раза превышающего первоначальный, интенсивность в центре пучка резко упала. По мере развития конвективного движения в кювете ($\sim 1,6\text{--}2\tau_0$) происходит заметное изменение формы пучка. Он приобретает характерную для ветровой рефракции серповидную форму, обращенную выпуклой стороной вниз, «на ветер». Стационарное состояние устанавливается только к $50\text{--}60$ -му кадру, через время $\sim 3\text{--}4\tau_0$. Это время близко к данным, полученным в работе по тепловому самовоздействию в кювете [8].

Количественно динамику тепловой дефокусировки пучка радиусом $0,19$ см по оси y (вертикальная ось) иллюстрирует рис. 5, где показаны изменения размеров при различной мощности падающего излучения.

Каждая точка соответствует одному кадру. Частота следования кадров около $3,3$ Гц. Размеры пучка определялись в сечениях, проходящих через энергетический центр тяжести пучка, по спаданию интенсивности до уровня e^{-1} от максимального значения.

При значениях мощности $P_0 \geq 0,3$ Вт (значения параметра нелинейности $N_c \geq 4$) размер пучка по оси y растет в течение $\sim \tau_0$, достигая максимального размера, затем быстро уменьшается за время $2\text{--}3\tau_0$ и стремится к стационарному значению. В установившемся режиме размер пучка превышает первоначальный. По оси x размер пучка растет с начала воздействия и за время $\sim \tau_0$ достигает стационарного значения $\sim 2\text{--}3a_0$. При малых значениях мощности $P_0 \leq 0,1$ Вт ($N_c \leq 2$) первоначального быстрого изменения размеров пучка по оси y не происходит, и связь со смещением энергетического центра тяжести менее выражена, хотя незначительные эффекты теплового самовоздействия (смещение пучка на ветер и дефокусировка в поперечном к ветру направлении) наблюдаются и в этом случае. Результаты статистической обработки приведены в табл. 2.

Из полученных данных можно сделать следующие выводы.

1. Распределение энергии в пучке при тепловом самовоздействии в однородной среде в кювете соответствует известным теоретическим и экспериментальным данным. Под влиянием наведенного конвективного движения пучок расширяется, достигая максимальных размеров, затем он принимает серповидную форму, смещаясь навстречу потоку.

2. При параметре нелинейности $N_c \geq 4$ пучок достигает наибольшего размера по обеим координатам за время установления устойчивого конвективного движения $t \leq \tau_0$. В установившемся режиме при $t \geq 3\tau_0$ размер пучка по вертикальной оси превышает первоначальный $\sim 1,5\text{--}2$ раза, по горизонтальной оси — в $2\text{--}3$ раза.

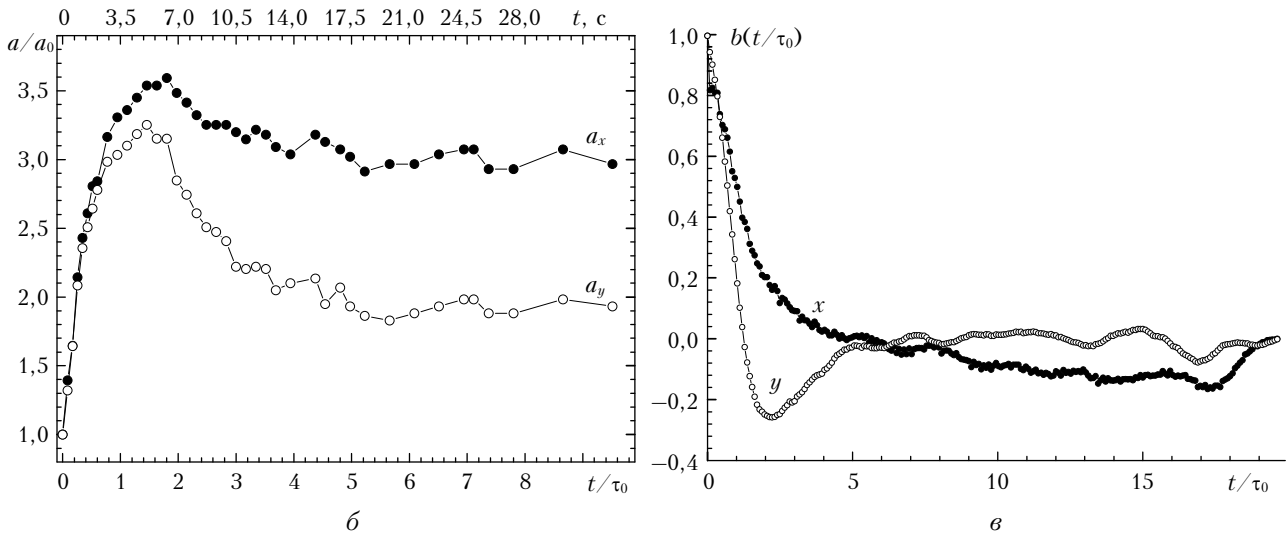
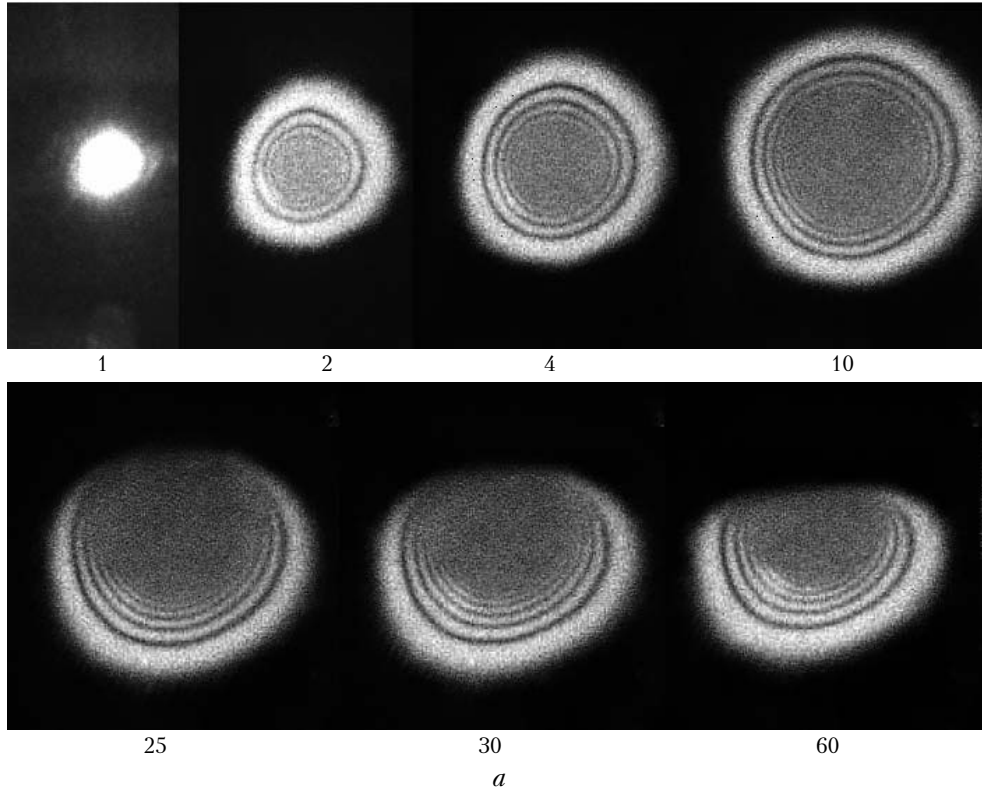


Рис. 4. Влияние тепловой нелинейности на пучок с начальным радиусом $a_0 = 0,14$ см, мощностью 1,34 Вт, $N_c = 29$: а – распределение интенсивности (указан номер кадра, время между кадрами – 0,3 с); б – дефокусировка пучка, $\tau_0 = 3,5$ с; в – временная автокорреляционная функция дефокусировки пучка

Таблица 2

Средние значения координат центра тяжести x_c , y_c и диаметров d_x , d_y пучка; среднеквадратические отклонения диаметров пучка $\sigma(d_x)$, $\sigma(d_y)$ и диаметры d_{xc} , d_{yc} пучка, определенные по среднему кадру в установившемся режиме

P_0 , Вт	Координата x , мм				Координата y , мм			
	x_c	d_{xc}	d_x	$\sigma(d_x)$	y_c	d_{yc}	d_y	$\sigma(d_y)$
0,1	0,26	7,1	5,84	0,67	0,32	5,9	5,61	0,4
0,3	0,74	6,9	6,73	0,6	0,13	6,3	5,85	0,6
0,56	0,98	8,1	7,55	1,1	0,16	5,6	5,70	1,1
0,82	1,26	9,5	7,75	1,9	0,26	6,2	5,71	0,9
1,13	1,83	12,4	7,67	1,5	0,52	6,2	5,22	0,7
1,34	2,14	16,1	5,6	1,3	0,74	5,1	4,49	0,7

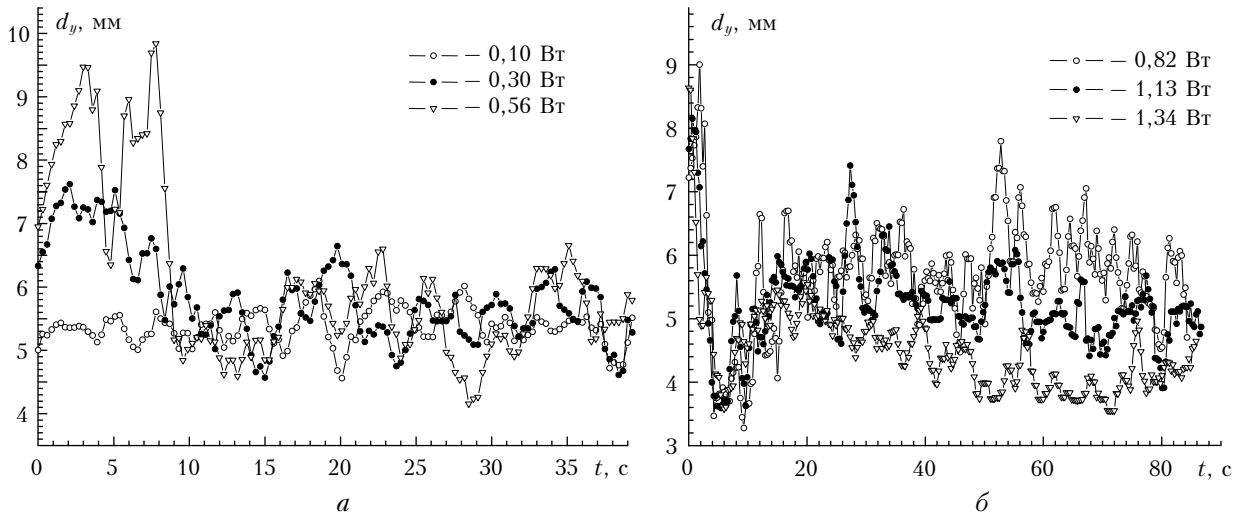


Рис. 5. Изменение размера пучка во времени при $a_0 = 0,19$ см и различных P_0

2.2.2. Смещения энергетического центра тяжести пучка

Смещения энергетического центра тяжести пучка по осям координат определяются процессами установления конвективного движения в канале воздействия. На рис. 6 показан процесс смещения пучка и установления стационарного состояния для (крайних) предельных значений мощности пучка, используемых в эксперименте. Видна зависимость амплитуды смещения по вертикали от мощности излучения.

При анализе смещений энергетического центра тяжести пучка определялись:

- x_c, y_c – координаты начального положения энергетического центра пучка ($t = 0$);
- A_0 – амплитуда начального положения пучка по y ;
- $A_{\max 1}, t_{\max 1}$ – амплитуда и время достижения первого максимума при движении пучка по потоку;

это период дефокусировки пучка и спада интенсивности;

– A_{\min}, t_{\min} – амплитуда и время достижения минимума (максимальное смещение пучка навстречу потоку). Период $t_{\max 1} + t_{\min}$ – период наибольшей скорости возникающего конвективного потока;

– $A_{\max 2}, t_{\max 2}$ – амплитуда и время установления квазистационарного состояния.

На рис. 7 приведены результаты экспериментального определения перечисленных выше параметров от мощности пучка для вертикальной координаты. Рассчитанная по формуле (6) скорость наведенной конвекции для пучка размером $a_0 = 0,19$ см менялась от 0,025 до 0,1 см \cdot с $^{-1}$.

Анализ полученных результатов показал:

1. При $N_c < 3$ пучок сразу начинает смещаться вниз навстречу конвективному потоку (A_{\min}), возникающему в среде за счет поглощенной энергии. Затем пучок незначительно поднимается по потоку вверх ($A_{\max 2}$) и выходит на квазистационарное значение.

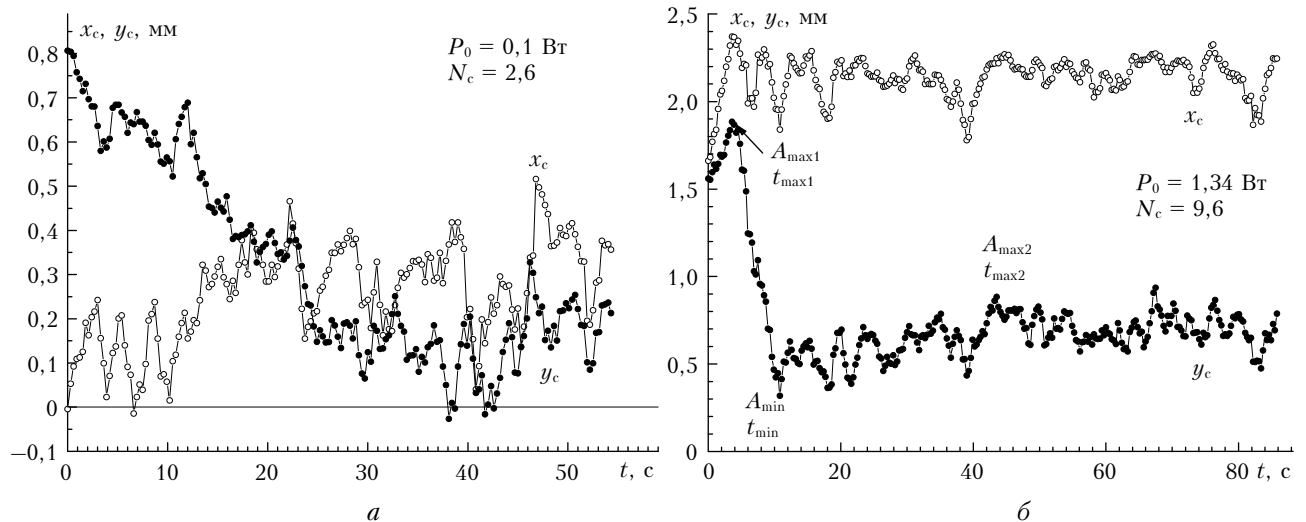


Рис. 6. Смещение энергетического центра тяжести пучка при различной мощности ($a_0 = 0,19$ см)

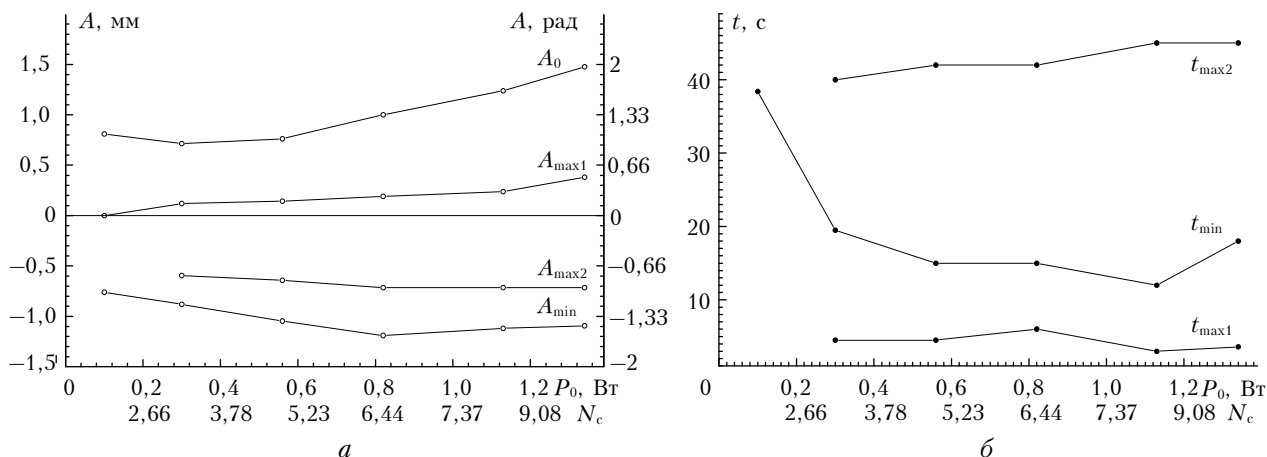


Рис. 7. Зависимость амплитуд смещения пучка по вертикали A_0 , $A_{\max 1,2}$, A_{\min} (а) и время $t_{\max 1}$, $t_{\max 2}$, t_{\min} достижения этих амплитуд (б) как функции мощности пучка P_0 и N_c

2. Колебательный режим перехода к стационарному состоянию проявляется при $N_c \geq 3$. В начальный период воздействия скорость конвективного потока мала и поток не успевает отводить тепло, происходят перегрев среды и, как следствие, дефокусировка пучка. При этом пучок незначительно смещается по потоку на величину $A_{\max 1}$ за время $t \leq \tau_0 = 2a_0/V_k$. Затем скорость конвекции нарастает и пучок смещается навстречу конвективному потоку вниз (A_{\min}), тепло из канала выносится, скорость конвекции уменьшается, пучок поднимается по потоку вверх ($A_{\max 2}$) и принимает квазистационарное положение. Увеличение мощности ведет к увеличению амплитуды этого автоколебательного процесса.

3. Время t_{\min} достижения A_{\min} с увеличением мощности уменьшается, если значения $N_c < 3$. При $N_c \geq 3$ с увеличением мощности t_{\min} практически не меняется.

4. С увеличением мощности время достижения первого максимума $t_{\max 1}$ незначительно уменьшается, а время установления квазистационарного состояния $t_{\max 2}$ медленно увеличивается.

2.3. Тепловое самовоздействие при турбулентном режиме в кювете

Эксперимент по тепловому самовоздействию в турбулентной поглощающей среде проведен при

тех же параметрах оптической схемы, что и в эксперименте по тепловому самовоздействию в однородной среде. Распространяющийся пучок был коллимированный, радиусом $a_0 = 0,19$ см. Коэффициент поглощения среды $\alpha = 0,087$ см⁻¹. Разность температур между нагревателем и холодильником менялась от 1 до 4 °С. В этом эксперименте при оценке параметра нелинейности N_c необходимо учитывать среднеквадратическую скорость турбулентного движения среды в кювете σ_v [формула (4)], которая больше скорости возникающего при воздействии конвективного потока в 2–4 раза. Это обстоятельство приводит к уменьшению расчетных значений N_c , полученных для однородной поглощающей среды, в 2–4 раза при одних и тех же значениях мощности (см. рис. 3).

2.3.1. Смещение энергетического центра тяжести и дефокусировка пучка излучения

В первой серии экспериментов (№ 1–3, табл. 3) измерения производились в условиях установившегося турбулентного состояния среды в кювете.

Сначала включались нагреватель и холодильник, и после установления вертикального температурного градиента и конвективного потока в жидкости пучок направлялся в кювету. Это позволяло исследовать влияние турбулентного перемешивания на проявление эффектов теплового самовоздействия.

Таблица 3

Средние значения и среднеквадратические отклонения центра тяжести x_c , $\sigma(x_c)$, y_c , $\sigma(y_c)$, диаметров пучка d_x , $\sigma(d_x)$, d_y , $\sigma(d_y)$, диаметров, определенных по среднему кадру (d_{cx} , d_{cy}) разности температур нагревателя и холодильника ΔT

P_0 , Вт	№ эксперимента	Координата x , мм					Координата y , мм					ΔT , °С
		x_c	$\sigma(x_c)$	d_x	$\sigma(d_x)$	d_{xc}	y_c	$\sigma(y_c)$	d_y	$\sigma(d_y)$	d_{yc}	
1,34	1	1,77	0,41	7,09	0,4	7,0	1,76	0,4	8,48	0,6	8,6	4,0
0,56	2	1,37	0,41	5,98	0,5	6,8	1,25	0,26	6,80	0,37	7,3	2,1
1,34	3	1,79	0,2	11,6	1,7	8,5	1,52	0,2	10,3	0,9	8,3	0,6
1,34	4а	1,87	0,7	8,75	0,85	8,1	1,77	0,5	10,4	1,7	8,5	1,7
0,3	4б	1,3	0,59	4,81	0,71		1,19	0,6	5,43	0,77		
0,1	4в	1,12	0,88	4,03	0,86		0,84	0,71	4,22	0,8		

Вторая серия экспериментов (№ 4а, в табл. 3) была проведена следующим образом. Включался пучок мощностью 1,34 Вт. После установления квазистационарного режима теплового самовоздействия включались нагреватель и холодильник, в кювете создавался турбулентный режим. Через 315 с (1050-й кадр) лазер переключался в режим с мощностью 0,3 Вт, а через 525 с (1590-й кадр) — в режим с мощностью 0,1 Вт. В отличие от первой серии, этот эксперимент давал возможность визуализировать процесс разрушения установившегося стационарного режима теплового самовоздействия турбулентным перемешиванием воды.

Экспериментальные результаты по смещению центра тяжести и дефокусировки пучка излучения по обеим сериям экспериментов представлены в табл. 3.

Внешне проявление эффектов теплового самовоздействия при мощностях 1,34 Вт и малых градиентах температуры между нагреваемой и охлаждаемой пластинами ($\Delta T = 1^\circ\text{C}$) остается таким же, как и в однородной среде. В вертикальном направлении происходит смещение пучка навстречу потоку, пучок по горизонтали уширяется больше, чем по вертикали. Турбулентность приводит лишь к ослаблению этих эффектов и появлению осцилляций. Осцилляции появляются вследствие того, что размеры пучка относительно невелики и всплывающие вверх крупномасштабные турбулентные температурные неоднородности «раскачивают» пучок как единое целое. Однако при мощностях $P_0 < 0,56$ Вт, когда тепловое самовоздействие не столь велико, вследствие турбулентного раскачивания пучка большими всплывающими неоднородностями может реализоваться такая ситуация, когда размер пучка по вертикали становится в среднем больше, чем по горизонтали, хотя регулярное смещение пучка навстречу потоку для этих условий еще имеет место. Еще большее отклонение от типичной картины теплового самовоздействия наблюдается при мощностях $P_0 = 1,34$ Вт и больших градиентах температуры $\Delta T = 4^\circ\text{C}$ (рис. 8).

В этом случае уже отсутствует и регулярное смещение пучка «на ветер». Движения энергетического центра тяжести пучка становятся хаотическими с примерно одинаковыми амплитудами в горизонтальном и вертикальном направлениях. Средний размер пучка по вертикали становится больше, чем по горизонтали, вследствие раскачивания пучка всплывающими вверх температурными неоднородностями. Наблюдаются флуктуации параметров пучка в области низких частот.

На рис. 9 приведены примеры распределений интенсивности во второй серии экспериментов. Видно, что в этом случае распределение интенсивности существенно отличается как от распределения интенсивности в пучке в турбулентной среде (см. рис. 2), так и в однородной среде при тепловом самовоздействии (см. рис. 4). Если в начальный момент времени ($t = 0$), как правило, пучок уширялся вследствие тепловой дефокусировки, и распределение интенсивности пучка было серповидным, то в последующие моменты ($t > \sim 70$ с) турбулентность деформировала начальное распределение интенсивности, препятствуя ему принять серповидную форму. Из распределений интенсивности в пучке видно, что пучок мог принимать весьма оригинальную форму под влиянием эффектов взаимодействия наводимого теплового канала и ячеистой структуры турбулентности.

На рис. 10 показаны смещения энергетического центра тяжести (x_c, y_c) и изменение радиуса пучка (a_x, a_y) при включении турбулентности после установления состояния теплового самовоздействия.

Начало временного отсчета соответствует включению турбулентного режима. Видно, что примерно через 40–50 с развивающийся турбулентный режим в кювете практически полностью подавляет формирование классической картины теплового самовоздействия пучка (см. рис. 4). Усиливаются флуктуации центра тяжести пучка. К 50–60 с компенсируется начальное смещение, возникшее за счет теплового

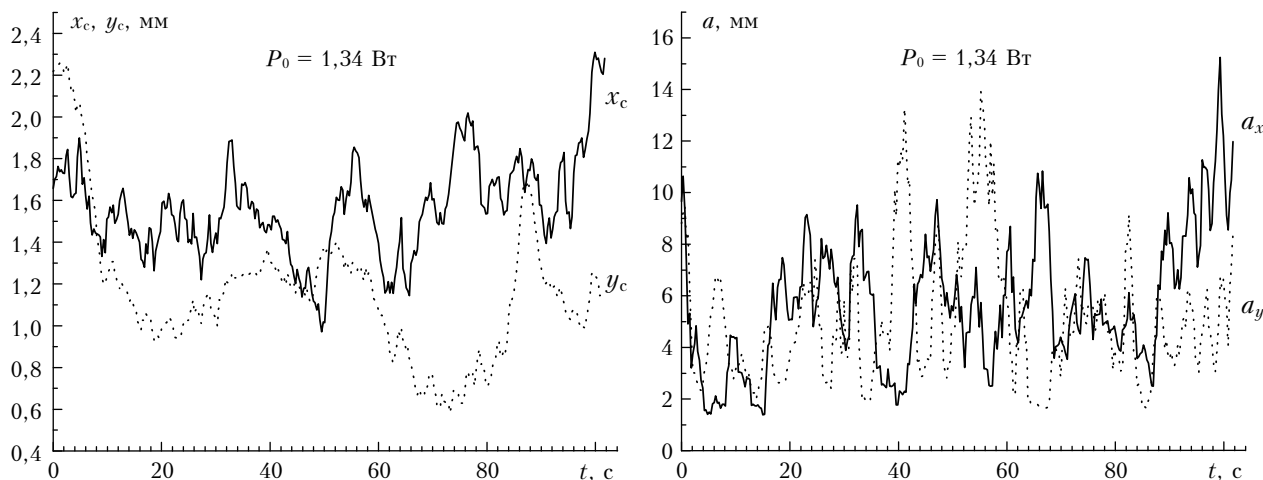


Рис. 8. Смещения энергетического центра тяжести x_c, y_c и изменение радиуса пучка a_x, a_y при включении излучения после установления турбулентного режима

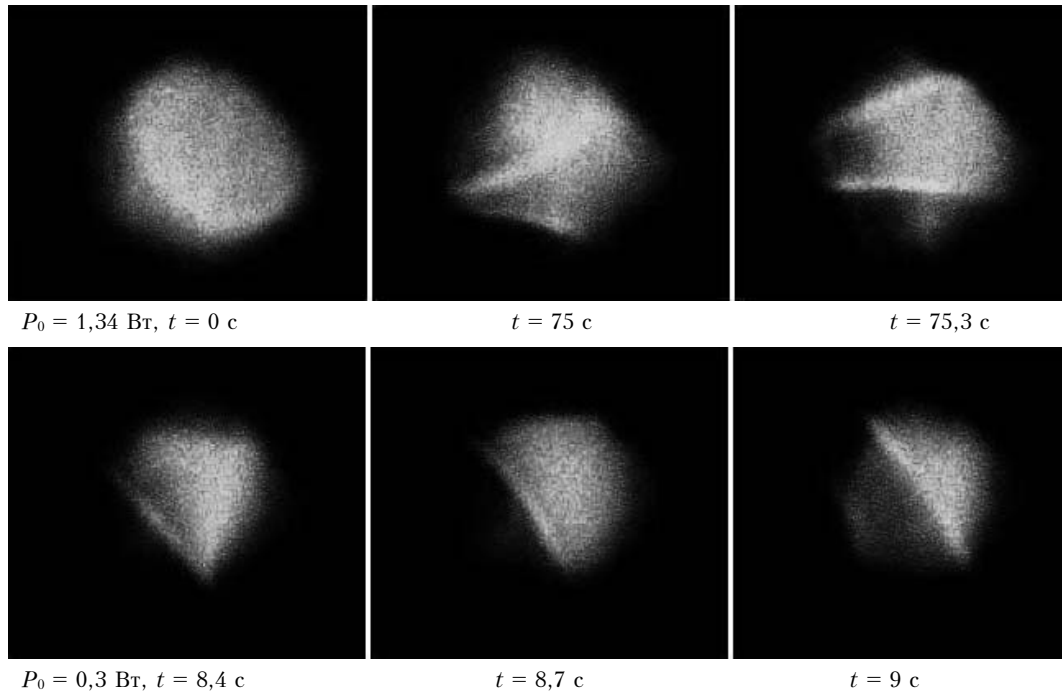


Рис. 9. Примеры распределения интенсивности в пучке при различных мощностях излучения во второй серии экспериментов

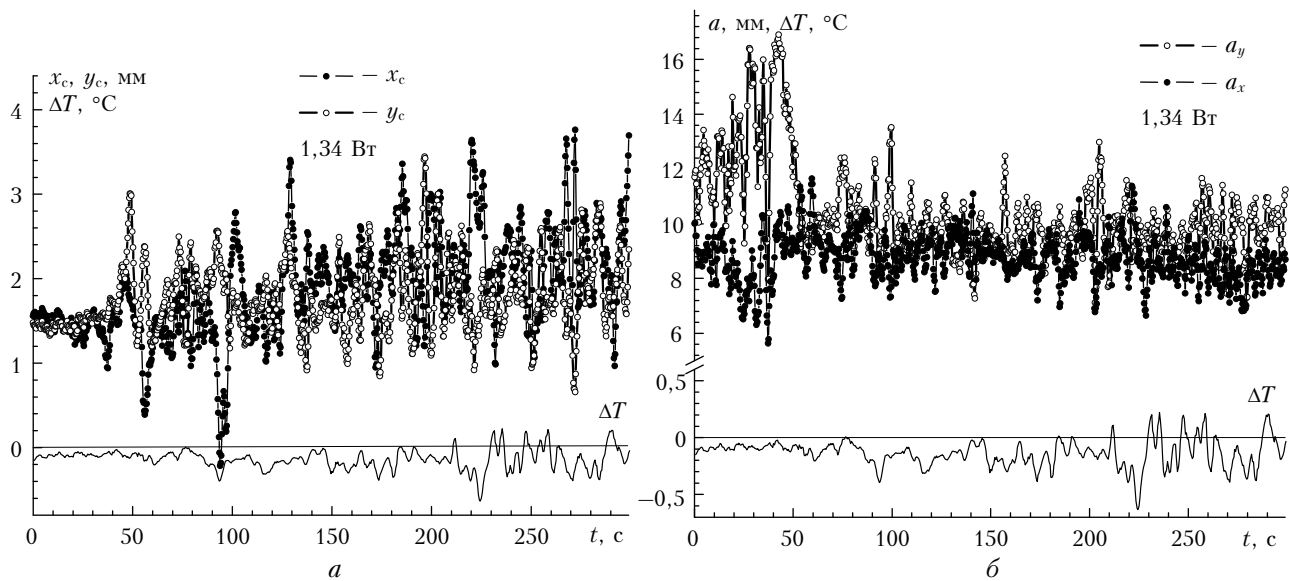


Рис. 10. Смещения энергетического центра тяжести x_c , y_c , изменение радиуса пучка a_x , a_y и разность температур ΔT между термопарами T_c , размещенных ниже и выше пучка на втором и третьем уровнях, при стационарном тепловом самовоздействии и последующем включении турбулентного режима

самовоздействия. Нет преимущественного теплового расплывания пучка в поперечном к движению среды направлении.

Смещения пучка флуктуируют примерно с одинаковой амплитудой как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. Пучок в установившемся режиме незначительно вытянут по вертикали. Радиус пучка при мощности $P_0 = 1,34$ Вт по верти-

кали значительно превышает горизонтальный размер лишь в начальный момент ($t \leq 40 \div 50$ с), до установления устойчивого взаимодействия теплового нагрева канала и турбулентности. На наш взгляд, это связано с раскачиванием пучка неоднородностями температуры порядка размера пучка, которые возникают за счет нагрева среды при включении лазера.

2.3.2. Спектральная плотность флуктуаций энергетического центра тяжести

На рис. 11 приведены примеры спектральной плотности флуктуаций центра тяжести пучка при различных режимах и степенная функция $fW(f) \sim f^{-5/3}$, соответствующая теоретическому спектру для распространения в условиях развитой турбулентности [5].

Из представленных спектров и их сравнения с данными для турбулентности следует, что при тепловом самовоздействии в турбулентной среде в спектре возрастает мощность на низких частотах. При мощности 0,56 Вт это область ниже 0,04 Гц, а при мощности 1,34 Вт — ниже 0,07 Гц. Причина этого заключается, по-видимому, в усилении роли масштабов неоднородностей, сравнимых с размерами пучка. Возможно, что при этом возникает режим автоколебаний. В этом режиме тепловая нелинейность стремится расширить пучок, а турбулентность, разрушая структуру теплового канала, уменьшает размер пучка и, как следствие, вновь усиливая роль тепловой нелинейности. При этом пучок временами разруша-

ется на отдельные пучки. Причем увеличение мощности ведет к ускорению этого процесса. Внутренняя ячеистая структура, характерная для турбулентного режима (см. рис. 2), полностью подавлена.

Анализ результатов экспериментов по распространению излучения в поглощающей турбулентной среде показал следующее.

1. Тепловое самовоздействие лазерного пучка мощностью $P_0 = 1,34$ Вт при развитой конвективной турбулентности и малых градиентах температуры между нагревателем и холодильником (скорость движения среды в кювете сравнима со скоростью наведенной пучком конвекции) происходит по тому же сценарию, что и в однородной среде. При этом эффекты теплового самовоздействия (ветровая рефракция и дефокусировка пучка) проявляются в меньшей степени, чем в однородной среде. Однако с уменьшением мощности пучка и при больших вертикальных градиентах температуры (увеличивается скорость движения среды), когда влияние турбулентности становится преобладающим, эффекты теплового самовоздействия подавляются полностью.

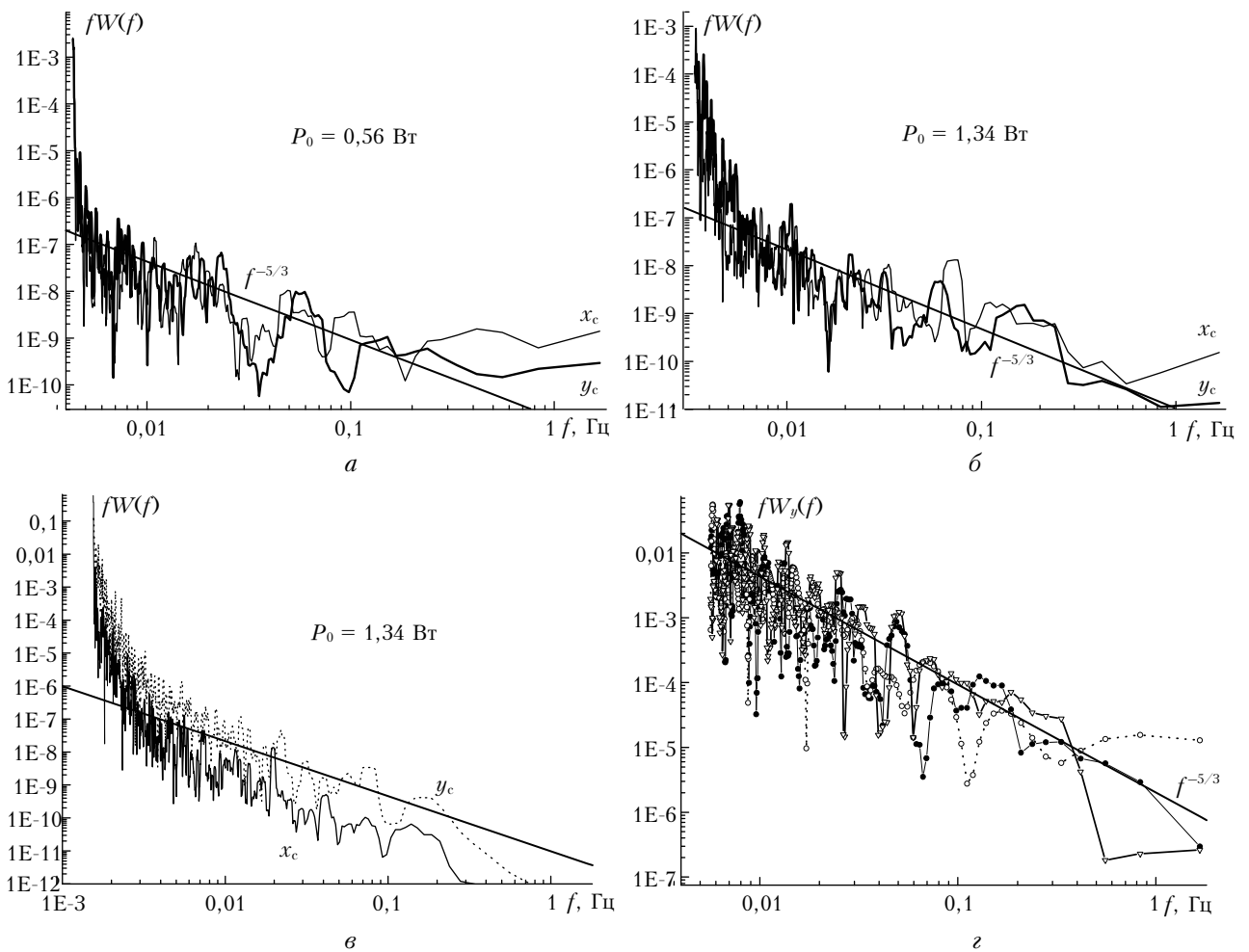


Рис. 11. Спектральная плотность флуктуаций центра тяжести лазерного пучка в режиме развитой конвективной турбулентности при тепловом самовоздействии (а, б), при стационарном тепловом самовоздействии и последующем включении турбулентного режима (в) и без теплового самовоздействия (г)

2. «Включение» турбулентного режима при установившемся тепловом самовоздействии пучка полностью разрушает классическую картину теплового самовоздействия. Смещения центра пучка во времени становятся хаотическими с близкими амплитудами по вертикали и горизонтали. Дефокусировка пучка также носит случайный флуктуирующий характер с примерно одинаковыми амплитудами по обеим осям координат.

3. При распространении излучения в поглощающей турбулентной среде в условиях теплового самовоздействия в спектрах флуктуаций смещения центра тяжести пучка увеличивается вклад низких частот по сравнению с турбулентной средой в отсутствие самовоздействия.

Заключение

1. Проведенные модельные эксперименты по распространению пучков различных размеров и мощности в однородной среде в условиях теплового самовоздействия подтвердили колебательный характер установления стационарного состояния и позволили определить времена установления характерных изменений размеров и смещений пучка. Время установления стационарного режима при тепловом самовоздействии $t \geq 3\tau_0$ и мало меняется при изменении мощности излучения. Увеличение мощности приводит к возрастанию размера пучка и амплитуды его смещений. В установившемся режиме размер пучка по вертикальной оси превышает первоначальный в 1,5–2 раза, по горизонтальной оси в 2–3 раза. Результаты исследований не противоречат известным теоретическим и экспериментальным результатам по распространению лазерных пучков в атмосфере и модельных средах на лабораторных установках.

2. При распространении излучения в поглощающей турбулентной среде в условиях теплового самовоздействия характерные эффекты теплового самовоздействия (серповидное распределение интенсивности и смещение пучка «на ветер») подавляются полностью турбулентной средой при параметре нелинейных искажений пучка излучения $N_c < 4$. В свою очередь, тепловое самовоздействие подавляет характерную для турбулентности ячеистую и нитевидную структуру.

В спектрах флуктуаций смещения центра тяжести и размера пучка увеличивается вклад низких частот по сравнению с турбулентной средой в отсутствие самовоздействия. Возможно, что при этом возникает режим автоколебаний. В этом режиме тепловая нелинейность стремится расширить пучок, а турбулентность, разрушая структуру теплового канала, уменьшает размер пучка, и, как следствие, вновь усиливает роль тепловой нелинейности. При этом пучок временами разрушается на отдельные пучки. Причем увеличение мощности ведет к ускорению этого процесса.

1. Смит Д.К. Распространение мощного лазерного излучения. Тепловое искажение пучка // ТИИЭР. 1977. Т. 65. № 12. С. 59–103.
2. Гурвич А.С., Каллистратова М.А., Мартвелль Ф.Э. Исследование сильных флуктуаций интенсивности света в турбулентной среде при малом волновом параметре // Изв. вузов. Радиофиз. 1977. Т. 20. № 7. С. 1020–1031.
3. Bissonnette L.R. Atmospheric scintillation of optical and infrared waves: a laboratory simulation // Appl. Opt. 1977. V. 16. N 8. P. 2242–2251.
4. Garon M., Goldstein R.J. Velocity and heat transfer measurements in thermal convection // Phys. Fluids. 1973. V. 18. N 11. P. 1818–1823.
5. Воробьев В.В., Гурвич А.С., Мякинин В.А. О влиянии турбулентного перемешивания на тепловую дефокусировку лазерных пучков // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1984. Т. 20. № 1. С. 97–100.
6. Азровский Б.С., Воробьев В.В., Гурвич А.С., Каллистратова М.А., Криндач В.П., Мякинин В.А. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в турбулентной среде // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 11. С. 59–65.
7. Цвык Р.Ш. Нестационарные процессы при распространении лазерных пучков в самонаведенных конвективных потоках // Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11. № 11. С. 1175–1186.
8. Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. Исследования смещения энергетических центров тяжести лазерных пучков в условиях теплового самовоздействия // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 12. С. 1528–1535.
9. Воробьев В.В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент. М.: Наука, 1987. 200 с.
10. Аксенов В.П., Банах В.А., Валуев В.В., Зуев В.Е., Морозов В.В., Смалихо И.Н., Цвык Р.Ш. Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / Под ред. д.ф.-м.н. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 341 с.
11. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 278 с.

N.G. Mel'nikov, V.M. Sazanovich, R.Sh. Tsvyk, A.N. Shesternin. Laboratory modeling of laser radiation propagation in the turbulent atmosphere under thermal self-action.

Results of experimental researches in modeling conditions of fluctuations of diameter and displacement of the centre of gravity of the laser beams extending in conditions of developed turbulence, thermal self-influence and simultaneous influence of turbulence and thermal self-influence are presented.