

**НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ
В САМОНАВЕДЕННЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ПОТОКАХ**

Приведен обзор результатов численного моделирования и экспериментальных исследований нестационарных процессов при распространении лазерных пучков в условиях самонаведенной конвекции. Рассмотрены вопросы условий возникновения различных режимов конвективного движения, абберации лазерных пучков, временные и амплитудные характеристики смещения изображения.

При распространении лазерного излучения в зоне покоя существенную роль играют нестационарные (переходные) процессы, связанные с установлением конвективного движения (самонаведенной конвекции) в канале распространения. Исследования возникновения и развития самонаведенного конвективного потока, искажения параметров лазерного пучка, распространяющегося в такой среде, представляют собой весьма сложную математическую задачу, так как поля температур и скоростей в конвективном потоке могут быть найдены лишь путем интегрирования уравнений гидродинамики. Анализ конвекции, индуцированной лазерным пучком, посвящены работы [1–3, 6, 7, 11], а вопросы распространения рассмотрены в [2–12], в том числе в условиях коррекции фазовых искажений [4, 5, 11].

Возникновение и развитие индуцированного конвективного движения

При скорости движения среды много меньше скорости звука и постоянном давлении движение вязкого теплопроводного газа (жидкости) описывается системой уравнений Навье–Стокса в приближении Буссинеска [1]:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla_{\perp})\mathbf{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\Delta_{\perp}\mathbf{V} + \beta\mathbf{g}(T - T_0),$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla_{\perp})T = \chi\Delta_{\perp}T + \frac{\alpha I_0}{\rho C_p} f(r); \tag{1}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0,$$

где $p = p - \rho_0(\mathbf{g}\mathbf{r})$ – квазидавление Буссинеска, т.е. давление за вычетом гидростатического; V, T – скорость и температура в среде; T_0, ρ_0, ρ_0 – температура, плотность и давление вдали от пучка; $\chi = \kappa_m/\rho C_p$ – коэффициент температуропроводности; κ_m – коэффициент теплопроводности; C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; ν – коэффициент кинематической вязкости; β – коэффициент термического расширения; α – коэффициент поглощения;

I_0 – интенсивность на оси пучка; $f(r)$ – функция, характеризующая профиль интенсивности лазерного пучка радиусом a .

Подробный анализ системы уравнений (1) и численное моделирование проведены в работе [1] в безразмерных величинах скоростей в виде чисел Пекле – $V_p = \operatorname{Re} = Va/\chi$, являющегося мерой отношения молекулярного и конвективного переносов тепла в потоке, и Рейнольдса – $V_R = \operatorname{Re} = Va/\nu$, определяющего гидродинамический характер движения среды (ламинарный поток при $\operatorname{Re} < 2320$, турбулентный – при $\operatorname{Re} > 10000$). Если рассматривается гидродинамика процесса, то безразмерная скорость выражается в виде числа Рейнольдса. Скорость, выраженная в виде числа Пекле, характеризует степень теплового самовоздействия лазерного пучка в пронизывающем его конвективном потоке. Вводятся безразмерные параметры: $\mathbf{r} = \mathbf{r}/a$ – координаты; $t_{\chi} = \chi t/a^2$, $t_{\nu} = \nu t/a^2$ – время; $T_p = \beta g(T - T_0)a^3/\chi^2$, $T_R = \beta g(T - T_0)a^3/\nu^2$ – температуры; $q_p = \alpha \beta g I_0 a^5/(\rho_0 C_p \chi^3)$, $q_R = \alpha \beta g I_0 a^5/(\rho_0 C_p \nu^3)$ – безразмерные тепловые комплексы, характеризующие плотность внутренних источников тепла. Физические свойства среды характеризуются числом подобия Прандтля $\operatorname{Pr} = \nu/\chi$, определяющим отношение сил инерции и тяжести в однородном поле.

Для проведения качественного анализа развития конвективного движения, индуцированного лазерным излучением, в работе [1] проведен размерностный анализ уравнений для безразмерных скоростей V_R, V_p . В основу такого анализа положены сопоставление различных членов, входящих в уравнения и характеризующих ход данного процесса, определение роли различных механизмов, выделение главных механизмов, поддерживающих процесс. Поскольку жидкость считается несжимаемой $\operatorname{div} \mathbf{V} = 0$ и ее скорость вдали от луча равна нулю, то поле скоростей является соленоидальным. Поэтому при анализе давление не рассматривается.

Для случая горизонтального распространения лазерного пучка размерностный анализ позволит классифицировать три режима конвекции: слабую,

умеренную и развитую. Условия возникновения этих режимов и скорости конвекции V_k^c , V_k^y , V_k^p приведены в табл. 1.

При численном моделировании решалась задача о конвективном движении, вызываемом поглощением лазерного излучения в длинной кювете прямоугольного сечения, при следующих предположениях:

- лазерное излучение распространяется параллельно оси кюветы;
- длина кюветы такова, что влияние ее концов незначительно;
- нагрев лазерным излучением однороден вдоль оси, т.е. поглощение излучения слабое.

Моделирование проведено для кюветы квадратного сечения с поперечным размером R , равным $R/a = 10$. Расчеты выполнены в безразмерных величинах тепловыделения $q_{R1} = (R/a)^5 q_R$, температуры $T_{R1} = (R/a)^3 T_R$, скорости $V_{R1} = (R/a) V_R$ и времени $t_R = tv/R^2$.

В результате численного моделирования подтверждено существование трех режимов конвекции, определены значения коэффициентов пропорциональности, времена установления стационарного режима конвекции, границы параметров тепловыделения (табл. 2, где V_m – скорость конвекции в точке максимума; V_0 – скорость на оси пучка).

Таблица 1

Скорости конвекции в различных режимах и средах

Тип среды	Режим конвекции		
	Слабая $V_R, V_p \ll 1$	Умеренная $V_R \ll 1, V_p \gg 1$	Развитая $V_R, V_p \gg 1$
Вязкие жидкости $Pr \gg 1$	$V_k^c = C_{11} \frac{\alpha \beta g a^4 I_0}{k_m \nu}$ при $V_p < C_{11}$; $0 < q_p < Pr C_{11}$	$V_k^y = C_{12} \left(\frac{\alpha \beta g a^3 I_0}{\rho_0 C_p \nu} \right)^{1/2}$ при $C_{11}^2 < V_p < Pr (C_{13}^3 / C_{12})$; $(C_{11} / C_{13}^3) Pr < q_p < \left(\frac{C_{13}}{C_{12}} \right)^6 Pr$	$V_k^p = C_{13} \left(\frac{\alpha \beta g a^2 I_0}{\rho_0 C_p} \right)^{1/3}$ при $V_p > Pr \left(\frac{C_{12}}{C_{13}} \right)$; $q_p > Pr^3 \left(\frac{C_{13}}{C_{12}} \right)^6$
Газы $Pr \approx 1$	$V_k^c = C_{21} \frac{\alpha \beta g a^4 I_0}{k_m \nu}$ при $0 < V_p < \left(\frac{C_{23}}{C_{21}} \right)^{1/2}$; $0 < q_p < \left(\frac{C_{23}}{C_{21}} \right)^{3/2}$	Явно выраженный режим отсутствует	$V_k^p = C_{23} \left(\frac{\alpha \beta g a^2 I_0}{\rho_0 C_p} \right)^{1/3}$ при $V_p > \left(\frac{C_{23}}{C_{21}} \right)^{1/2}$; $q_p > \left(\frac{C_{23}}{C_{21}} \right)^{3/2}$

Таблица 2

Значения коэффициентов пропорциональности и характерные времена установления конвективного режима в длинной кювете квадратного сечения

Тип среды	Режим конвекции		
	Слабая $V_R, V_p \ll 1$	Умеренная $V_R \ll 1, V_p \gg 1$	Развитая $V_R, V_p \gg 1$
Вязкие жидкости $Pr = 20$	$C_1 = 7,2 \cdot 10^{-4}$; $\tau_T = \tau_v = a^2 / \chi$; $q_R < 10^{-2} \div 10^{-3}$	$C_2 = 3 \cdot 10^{-2}$; $\tau_T = a / V_k$; $\tau_v = a^2 / \nu$; $10^{-2} < q_R < 10^4$	$C_3 = 0,46 - V_m$; $C_3 = 0,23 - V_0$; $\tau_T = \tau_v = a / V_k$; $q_R > 10^4$
Газы $Pr \approx 1$	$C_1 = 3,5 \cdot 10^{-5}$; $\tau_T = a^2 / \chi$; $\tau_v = a^2 / \nu, Pr < 1$; $\tau_v = a^2 / \chi, Pr \geq 1$; $q_R = 1 \div 10$		$C_3 = 0,46 - V_m$; $C_3 = 0,23 - V_0$; $\tau_T = \tau_v = a / V_k$
Плазма $Pr \approx 0,05$	$C_1 = 1,7 \cdot 10^{-6}$; $\tau_T = a^2 / \chi$; $\tau_v = a^2 / \nu$; $q_R = 10^2$	$\tau_T = a^2 \chi$; $\tau_v = a / V_k$	$C_3 = 0,46 - V_m$; $C_3 = 0,23 - V_0$; $\tau_T = \tau_v = a / V_k$

Характерные особенности возникновения и развития конвективного движения в различных режимах заключаются в следующем.

1. В режиме слабой конвекции структура конвективного движения практически одинакова, меня-

ется лишь интенсивность потока, которая плавно стремится к своему стационарному режиму. Изотермы близки к окружности. Теплоотвод из зоны тепловыделения осуществляется за счет теплопроводности. Для вязких сред и газов с числом Прандтля $Pr \geq 1$ время установления стационарного режима градиентов температуры $\tau_T = a^2 / \chi$ и скорости $\tau_v = a^2 / \chi$ определяется только теплопроводностью $\sim \kappa_m$. Для сред с числом $Pr < 1$ (газы и плазма) время $\tau_T = a^2 / \chi$ определяется теплопроводностью, а $\tau_v = a^2 / \nu$ – вязкостью. Установление температуры и скорости в режиме слабой конвекции на оси пучка T_0, V_0 и периферии T_a, V_a приведено на рис. 1. Коэффициент C_1 зависит от числа Pr , однако соотношение $C_1(Pr)/Pr \approx const$.

2. При умеренной конвекции под влиянием поля скоростей заметно искажаются изотермы, максимумы температуры и скорости смещаются вверх, над осью пучка возникают значительные горизонтальные градиенты температур. Существенную роль в теплоотводе играет конвективное движение. Процесс установления имеет характер быстро затухающих автоколебаний. Причина колебаний состоит в следующем. Конвективный поток в этом режиме отстает от температуры. Поэтому происходит локальный нагрев среды. В результате выталкивающая сила превышает

равновесное значение и жидкость разгоняется до скоростей больших, чем в стационарном состоянии. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению температуры, а затем и скорости движения. На периферии пучка процесс автоколебаний более слабый, чем в центре. Время установления стационарного режима температуры и скорости определяется числом $Pr = \nu/\chi$. Для вязких жидкостей ($Pr \gg 1$) $\tau_T = a/V_K$, $\tau_V = a^2/\nu$. Для газов ($Pr \ll 1$) режим умеренной конвекции выражен неявно и $\tau_T = a^2/\chi$, $\tau_V = a/V_K$. При оценках времени установления действует правило $\tau_V > \tau_T$. Установление температуры и скорости в режиме умеренной конвекции на оси пучка T_0 , V_0 и периферии T_a , V_a приведено на рис. 2.

3. В режиме развитой конвекции коэффициент пропорциональности C_3 не зависит от числа Pr и для скорости на оси пучка V_0 равен 0,23, а для максимальной $V_m - 0,46$. Изотермы, симметричные в первоначальный момент, под влиянием поля скоростей сильно искажаются и над осью пучка принимают грибообразный вид за счет сильной вертикальной струи горячей среды и ограниченности объема кюветы. Смещение максимумов температуры и скорости

не зависит от параметра тепловыделения. Время установления стационарного режима температуры и скорости определяется только скоростью конвекции. Более ярко выражен автоколебательный характер установления. Возникают вторичные вихри, свидетельствующие о зарождении турбулентности. Установление температуры и скорости в режиме развитой конвекции на оси пучка T_0 , V_0 и периферии T_a , V_a приведено на рис. 3.

Характерные особенности стадий возникновения и установления конвективного и температурного полей в режиме развитой конвекции в круглой кювете радиусом $R = 10a$ иллюстрируются данными на рис. 4 и 5, полученными численным интегрированием уравнений вида (2) [2]. Структура конвективного потока имеет «дипольный» вид, причем по мере развития заметно смещение максимальной завихренности вверх и циркулярное движение оказывается прижатым к верхней части кюветы. Температурное поле, имеющее круговую симметрию на начальной стадии, значительно усложняется и становится неоднородным. Скорость установления конвективного потока отстает от температуры.

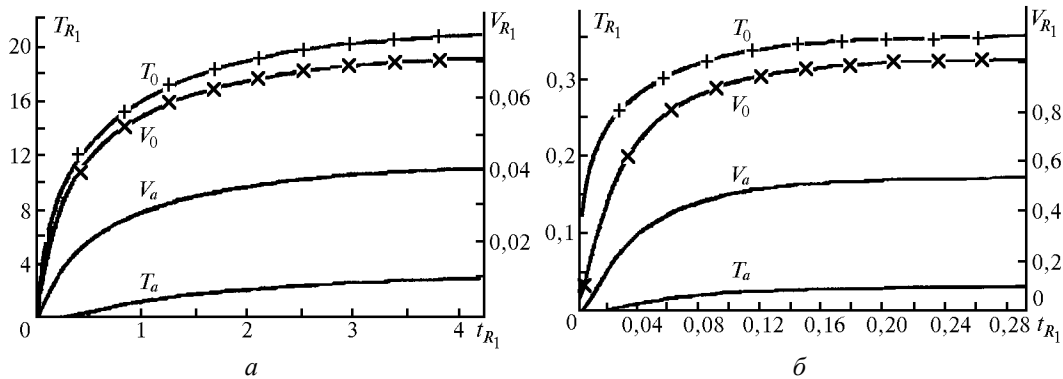


Рис. 1. Установление температуры и скорости в режиме слабой конвекции при $q_{R_1} = 10^2$ для числа Прандтля $Pr = 20$ (а); $Pr = 1$ (б) [1]

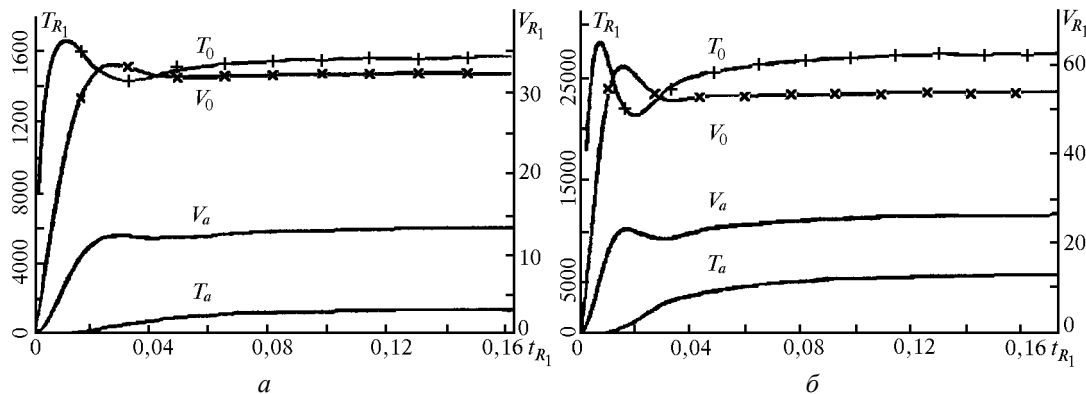


Рис. 2. Установление температуры и скорости в режиме умеренной конвекции при $q_{R_1} = 10^7$ для числа Прандтля $Pr = 20$ (а); $Pr = 1$ (б) [1]

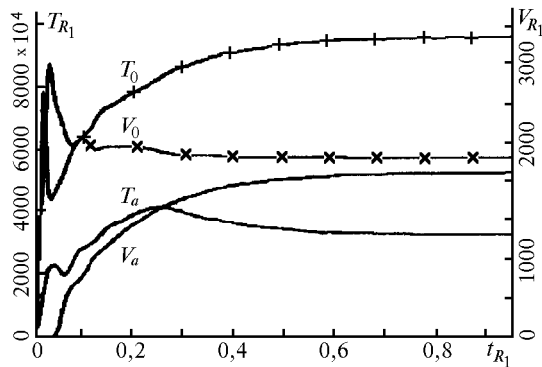


Рис. 3. Установление температуры и скорости в режиме развитой конвекции при $q_{R_1} = 10^{12}$ для числа Прандтля $Pr = 1$ [1]

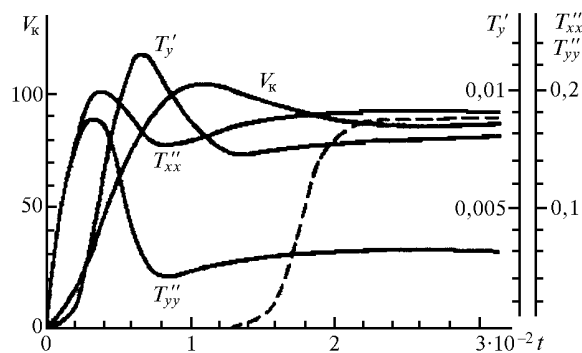


Рис. 4. Временное изменение на оси пучка ($x=y=0$) скорости конвекции $V_k = -d\psi/dx$, вертикального градиента температуры T'_y , величин $T''_{xx} = \partial^2 T / \partial x^2$, $T''_{yy} = \partial^2 T / \partial y^2$, характеризующих локализацию температуры по осям для значения $q_{R_1} = 2 \cdot 10^7$. Пунктир – поток тепла через границу кюветы. Здесь безразмерная температура записана в виде $T = T\nu\rho C_p / \alpha l_0 R^2$ [3]

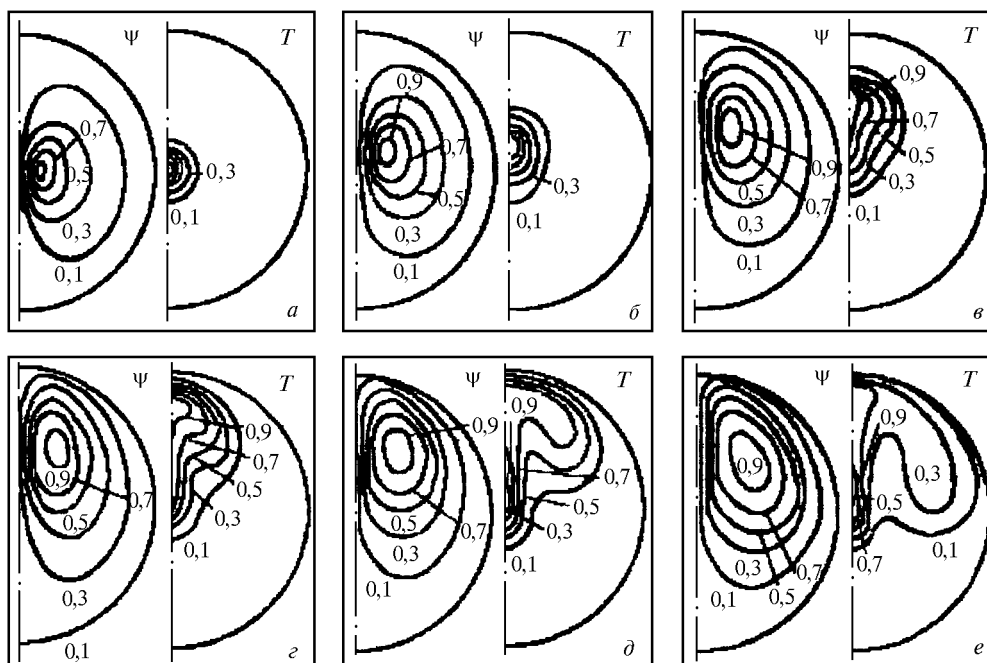


Рис. 5. Нормированные на максимальные значения изотермы $T = \text{const}$ и линии тока ψ индуцированной конвекции в цилиндрической ($R/a = 10$), газовой кювете ($Pr = 0,7$) в различные моменты времени после включения источника [2]

В работе [3] аналогичные расчеты для кюветы квадратного сечения большего размера ($R/a = 50$) показали, что структура температурного поля становится более гладкой и не имеет характерного дипольного вида. Однако это не приводит к существенному изменению формы пучка по сравнению с кюветой размером $R/a = 10$.

Стационарная скорость конвекции в газовой кювете (рис. 6) вначале растет пропорционально мощности источника $V_k = \beta g a^2 P / \pi \rho C_p \chi \nu^2$ (режим слабой конвекции), затем переходит в режим развитой конвекции $V_k = (g \alpha P / \pi \rho C_p)^{1/3}$ без явно выраженного участка умеренной конвекции. В численном эксперименте

(крестики на прямой 2) в качестве времени установления выбран момент, когда градиент температуры на оси пучка достигал максимального значения, а прямая 2 рассчитана по формуле $\tau_k \approx \eta(2a/V_k) \sim (\alpha P)^{1/3}$ с масштабным множителем $\eta = 2$.

В работе [6] решение системы уравнений (1) осуществлялось с помощью разложения в дискретные ряды Фурье с применением быстрого Фурье-преобразования. На рис. 7 [6] приведены результаты изменения возмущений плотности на оси пучка от времени, которые по форме совпадают с экспериментальными результатами для смещения изображения пучка, рассмотренными ниже.

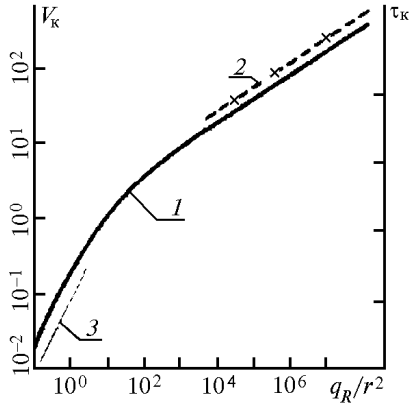


Рис. 6. Зависимость стационарной скорости индуцированной конвекции V_k (кривая 1), рассчитанной в одномодовом приближении, от мощности источника для газовой кюветы ($r = R/a = 10$, $Pr = 0,7$); кривая 2 – зависимость времени развития индуцированной конвекции $\tau_k \approx \eta(2a/V_k) \sim (\alpha P)^{1/3}$ от мощности источника; прямая 3 – $V_k \sim q_R/r^2 \sim \alpha P$ [2]

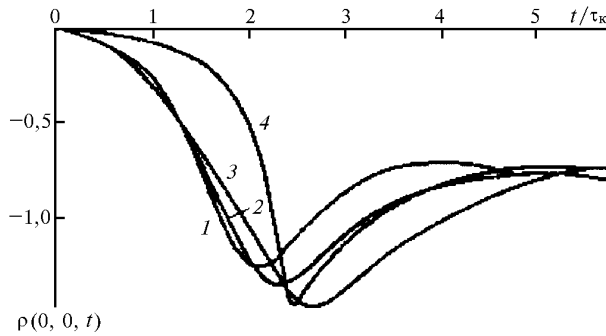


Рис. 7. Изменение возмущений плотности в центре кольцевого пучка ($a/a_s = 3$) в зависимости от времени: 1 – в открытом пространстве $Re = 56$, $Pe = 42$; 2 – в горизонтальной трубе квадратного сечения размером $6,4a$, $Re = 56$, $Pe = 42$; 3 – в более узкой трубе размером $4a$, $Re = 56$, $Pe = 42$; 4 – в менее теплопроводном и вязком газе в трубе размером $6,4a$, $Re = 343$, $Pe = 244$

Распространение лазерного излучения в условиях самонаведенной конвекции

В работах [4, 5, 11] выполнено численное моделирование теплового самовоздействия одномодового и частично когерентного излучения, распространяющегося в условиях самонаведенной конвекции. Трехмерная задача гидродинамики сводится к совокупности плоских (двумерных) задач, число которых совпадает с числом шагов дискретизации по продольной переменной z . В каждой из плоскостей $z = \text{const}$ движение вязкого теплопроводящего газа описывается системой уравнений Навье–Стокса в приближении Буссинеска (1), которые записаны в переменных «функции тока ψ – завихренность ω » [4, 5]:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla_{\perp}) \omega = \frac{1}{Re} \Delta_{\perp} \omega + \frac{q_R}{Re^3} \frac{\partial T}{\partial x},$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla_{\perp}) T = \frac{1}{Pr Re} \Delta_{\perp} T + f(r); \quad (2)$$

$$\Delta_{\perp} \psi = -\omega.$$

В системе уравнений (2) операторы Δ_{\perp} и ∇_{\perp} берутся по поперечным координатам x, y , скорость газа V имеет две компоненты $V_x, V_y, V_z = 0$, связанные с функцией тока соотношениями $V_x = \partial \psi / \partial y$, $V_y = \partial \psi / \partial x$, $\omega = \frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y}$. Для безразмерных параметров, входящих в систему уравнений (2), использована общепринятая нормировка, в основу которой положена характерная скорость движения среды в условиях развитой конвекции V_k и время $\tau_k = a/V_k$:

$$V_k = \frac{\nu q_R^{1/3}}{a} = \left(\frac{\alpha \beta g a^2 I_0}{\rho C_p} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Функция $f(r)$, характеризующая профиль интенсивности лазерного пучка на входе в среду, задается в виде гауссовской функции для одномодового излучения и гауссовской статистики функции взаимной когерентности в многомодовом режиме.

Распространение светового пучка описывается безразмерным уравнением относительно комплексной медленно меняющейся амплитуды световой волны.

В численном эксперименте случайные реализации амплитуды пучка на входе в среду задавались пространственными распределениями действительной и мнимой частей поля. Для моделирования случайных полей использовался метод частотной выборки с последующим усреднением по 100 реализациям. В эксперименте определялись следующие параметры пучка: динамическая структура нелинейных искажений и их модовый состав, пространственная структура, характеризующая спектральным критерием J_{Ω} , предельные возможности компенсации фазовых искажений многомодового излучения.

Спектральный критерий J_{Ω} характеризует относительную долю полной мощности P , сконцентрированной в заданном телесном угле Ω , и определяется выражением

$$J_{\Omega} = \frac{1}{4\pi P} \int \int_{\Omega} \Omega(k_x, k_y) |\tilde{E}(k_x, k_y, z_0, t)|^2 dk_x dk_y, \quad (4)$$

где k_x, k_y – проекции волнового вектора в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка; \tilde{E} – спектр комплексной амплитуды волны.

В численном эксперименте телесный угол Ω выбирался так, чтобы в отсутствие нелинейных искажений дифракционно-ограниченная величина критерия J_{Ω} составляла 0,5.

Исследования [4, 5] показали, что при различных значениях параметра тепловыделения поведение низших аббераций весьма сходно и они отличаются в основном лишь амплитудой и временем установления стационарного температурного поля (табл. 3).

Причем амплитуды всех мод в исследуемом диапазоне значений $q = 10^3 \div 10^5$ изменяются практически пропорционально числу Re (рис. 8), значение которого в условиях развитой конвекции равно $Re = q_R^{1/3} \sim V_k$.

Таблица 3

Установившиеся значения коэффициентов разложения выходной фазы и времена установления стационарного температурного поля при различных значениях q_R

q_R	Re	$\tau_{уст}/\tau_k$	Наклон a_2	Дефокуси- ровка a_3	Астиг- матизм a_4	Кома a_7	Кома a_9
10^3	10	30	1,56	1,1	-0,31	-0,29	0,25
10^4	21,5	15	3,39	2,37	-0,49	-0,75	0,75
10^5	46,5	7,8	7,88	5,74	-0,79	-1,77	1,59

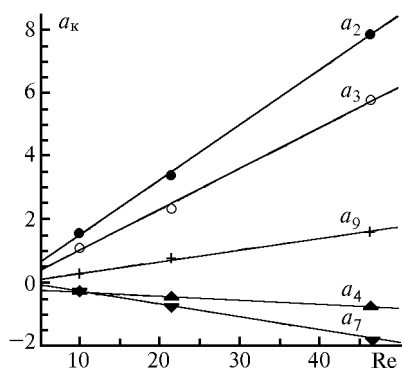


Рис. 8. Зависимость установившихся значений коэффициентов разложения фазы a_k от числа Рейнольдса. Обозначения мод соответствуют табл. 3

Уравнения линий регрессии, описывающих зависимость амплитуды коэффициентов разложения фазы a_k от числа Re , имеют вид

$$a_2 = -0,252 + 0,174 Re;$$

$$a_3 = -0,267 + 0,128 Re;$$

$$a_4 = -0,193 - 0,013 Re;$$

$$a_7 = 0,119 - 0,0406 Re;$$

$$a_9 = -0,078 + 0,0362 Re.$$

Изменение во времени амплитуд коэффициентов разложения фазы волны a_k и спектрального критерия J_Ω при модальной компенсации фазовых искажений пучка приведено на рис. 9 и 10 [4, 5].

Такое поведение коэффициентов разложения фазы обусловлено изменением давления, температуры и скорости конвективного движения (сравните рис. 4, 7 и 9). На первом этапе $t/\tau_k < 2$ происходит дефокусировка пучка a_3 за счет нагрева среды. Затем развивающийся конвективный поток искажает симметричную структуру температурного поля, что приводит к уменьшению дефокусировки a_3 , смещению пучка навстречу потоку a_2 и искажению формы пучка a_4, a_7, a_9 . При $t/\tau_k \approx 3 \div 5$, когда скорость потока достигает максимального значения, искажения и

смещение пучка также максимальны. В дальнейшем температура и скорость потока уменьшаются, и следом за ними уменьшаются искажения и смещение пучка. В результате автоколебаний устанавливается стационарный искаженный фазовый фронт.

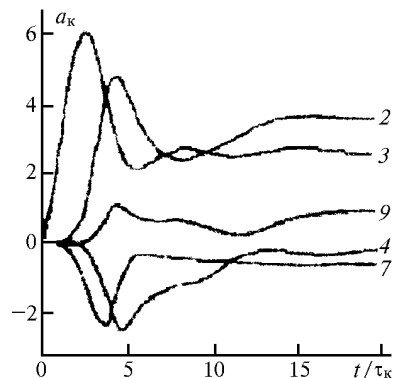


Рис. 9. Временные искажения коэффициентов разложения фазы пучка на выходе из кюветы по базису низших aberrаций при $q_R = 10^4$. Цифры у кривых соответствуют номерам мод в табл. 3 [4]

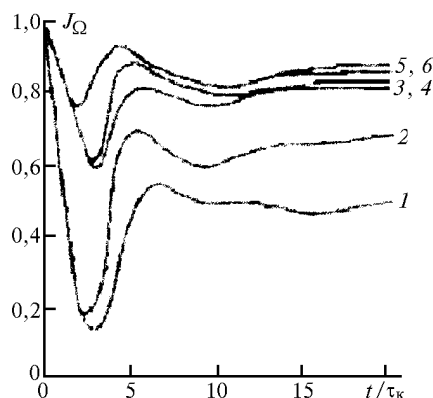


Рис. 10. Временные зависимости спектрального критерия J_Ω при модальной компенсации фазовых искажений пучка при $q_R = 10^4$. Кривая 1 – без компенсации; 2 – компенсация по наклону; 3, 4 – по модам 1-го и 2-го порядка; 5, 6 – по модам 1, 2 и 3-го порядка [4]

Результаты численных экспериментов по модовой коррекции нелинейных искажений фазы [5] представлены на рис. 10. Видно, что основной вклад в искажения вносит наклон (в стационарном режиме исключение этой aberrации приводит к улучшению спектрального критерия на 40%), влияние aberrаций второго порядка несколько меньше (улучшение критерия на 15%) и устранение комы увеличивает спектральный критерий еще на 10%. Вместе с тем, как показывает анализ результатов относительного вклада различных мод в установившуюся фазу пучка (табл. 4), с ростом параметра тепловыделения q_R пространственная структура фазовых искажений усложняется. Это выражается в возрастании относительной доли высших aberrаций, принципиально не устранимых с помощью модального корректора.

Таблица 4

Относительный вклад различных мод в установившуюся фазу пучка на выходе из кюветы, оцененный по спектральному критерию J_Ω

q_R	Наклон, %	Моды 2-го порядка, %	Моды 3-го порядка, %	Высшие моды, %
10^3	45,8	31,7	5,8	16,7
10^4	36,1	28,2	8,7	27,0
10^5	7,2	20,6	10,3	61,9

Численное решение системы уравнений (2) для исследования динамики конвективного потока в кювете квадратного сечения в условиях коррекции фазовых искажений пучка выполнено в работе [11]. Для решения уравнений использовалась неявная схема, представляющая собой вариант метода переменных направлений, с применением быстрого преобразования Фурье (БПФ). Анализировалось среднеквадратическое отклонение температурного поля во времени, определяющее с точностью до множителя среднеквадратическое отклонение фазы. Показано, что с ростом поглощенной энергии увеличиваются остаточные искажения поля температур и фазы, т.е. спектр фазовых искажений смещается в сторону более высоких aberrаций. Эффективность сегментированного корректора практически не отличается от эффективности модового корректора, корректирующего все aberrации.

Экспериментальные исследования нестационарного режима в условиях установления самонаведенной конвекции выполнены в жидкостной [8, 12] и газовой [6, 7] кюветках.

В работе [8] выполнены исследования смещения центров тяжести изображения воздействующего ($\lambda_m = 0,488$ мкм, радиус $a_m = 4$ мм) и зондирующего ($\lambda_z = 0,6328$ мкм, радиус $a_z = 0,4$ мм) пучков лазерного излучения в кювете размером 25×25 см длиной 35 см, наполненной водой, подкрашенной фуксином, с коэффициентом поглощения для $\lambda_m - \alpha = 0,06$ см⁻¹. Смещения центра тяжести измерялись в фокальной плоскости объектива, установленного после кюветы,

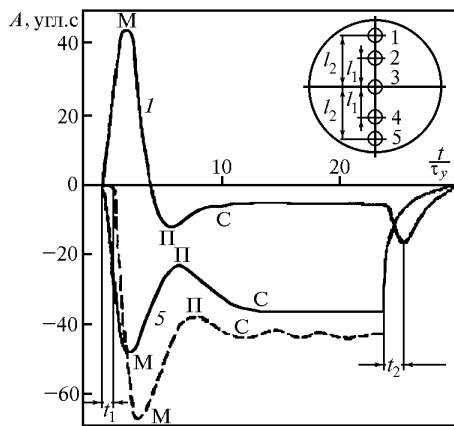


Рис. 11. Запись смещений изображений воздействующего (штриховая линия) и зондирующих пучков (сплошные линии). В верхней части рисунка показано положение зондирующих пучков в сечении воздействующего, расстояние $l_1 = 2,8$ мм, $l_2 = 4$ мм [8]

с помощью диссекторной следящей системы. Воздействующий пучок предварительно коллимировался оптической системой в среде без поглощения.

Состояние среды описывается следующими параметрами:

параметр выделения –

$$q = \frac{\beta g \alpha P a_m^3}{\pi \rho C_p v^3} = (4 \div 70); \quad (5)$$

скорость конвекции [9], см · с⁻¹,

$$V_k = \left(\frac{\beta g \alpha P a_m}{16 \rho C_p v} \right)^{1/2} = (0,22 \div 0,92); \quad (6)$$

число Рейнольдса –

$$Re = a_m V_k / \nu = (0,87 \div 3,7);$$

число Пекле –

$$Pe = a_m V_k / \chi = (6,2 \div 26,4);$$

время конвекции, с,

$$\tau_k = a_m / V_k = (18,2 \div 4,3);$$

время термодиффузии, с,

$$\tau_\chi = a_m^2 / \chi = 115;$$

характерная длина тепловой линзы, см,

$$L_T = \left(- \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\alpha P}{\pi \rho C_p V_k a_m^3 n} \right)^{1/3} = (180 \div 87),$$

где $P = \pi a^2$ – мощность источника излучения.

Значения этих параметров указывают на то, что в эксперименте реализован режим умеренной конвекции ($Re \sim 1$, $Pe \gg 1$).

Характерные смещения центров тяжести воздействующего и зондирующего пучков приведены на рис. 11. По горизонтальной оси отложено время, нормированное на время конвекции τ_k , рассчитанное для условий умеренной конвекции в жидкости ($Pr \approx 7$), реализованной в данном эксперименте.

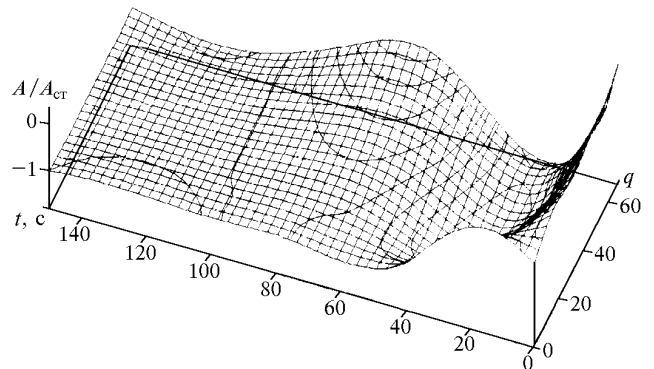


Рис. 12. Зависимость от времени t и параметра тепловыделения q смещений изображения воздействующего лазерного пучка A , нормированных на стационарное значение $A_{ст}$ [8]

На рис. 12 приведено трехмерное изображение поверхности, описывающей смещение центра тяжести изображения воздействующего пучка, нормированного на стационарное значение в зависимости от времени t и параметра тепловыделения q , построенное по средним значениям всех реализаций и дающее наглядное представление о поведении функции. Из рисунков видно, что смещение изображения центра тяжести пучка во времени, отражающее поведение наклона волнового фронта, по форме идентично расчетному (см. рис. 9, кривая 2) для условий развитой конвекции.

В эксперименте анализировались амплитуды смещений A и времена t достижения характерных точек процесса: A_M, t_M – максимальное смещение (М); A_{Π}, t_{Π} – точка перехода к стационарному состоянию (П); $A_{0,5}, t_{0,5}$ – уровень 0,5 A_M ; $A_{ст}$ – амплитуда ста-

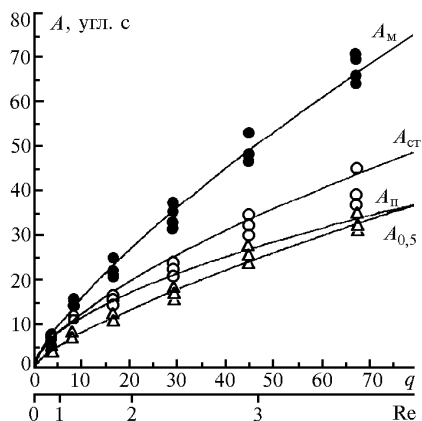


Рис. 13. Амплитуда смещения воздействующего пучка в зависимости от параметра тепловыделения q (числа Рейнольдса Re): в точке максимального смещения (A_M), в стационарном состоянии ($A_{ст}$), в переходной точке процесса (A_{Π} без экспериментальных точек) и на уровне ($A_{0,5}$) [8]

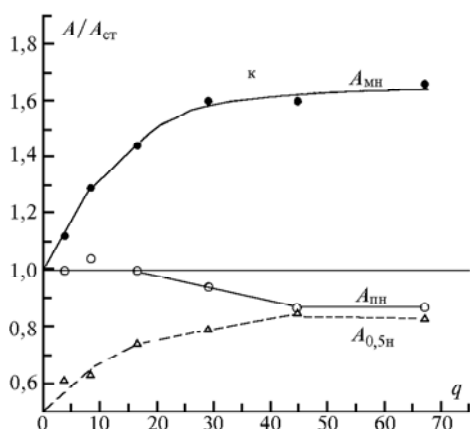


Рис. 15. Зависимость от параметра тепловыделения q амплитуд A , нормированных на стационарное значение $A_{ст}$, в точках максимального смещения – $A_{Mн}$, перегиба – $A_{Пн}$, на уровне 0,5 максимального смещения – $A_{0,5н}$ [8]

ционарного состояния (С); t_1 – время от начала воздействия до начала возникновения конвективного движения (начало смещения изображения пучка). Определить время установления стационарного режима в эксперименте с приемлемой ошибкой не удалось, так как в большинстве случаев после точки перегиба (П) наблюдается колебательный режим с небольшим трендом в сторону увеличения смещения. Однако отмечено, что начало колебаний и установления стационарного режима начинается при $t_c = 90 \div 125$ с для всех значений q . Амплитуда в момент времени t_c принималась за $A_{ст}$. Этот факт указывает на то, что в режиме умеренной конвекции время установления стационарного состояния в значительной степени определяется температуропроводностью $\tau_{\chi} = a_m^2/\chi = 115$ с. Результаты зависимости анализируемых величин от параметра тепловыделения q представлены на рис. 13–16.

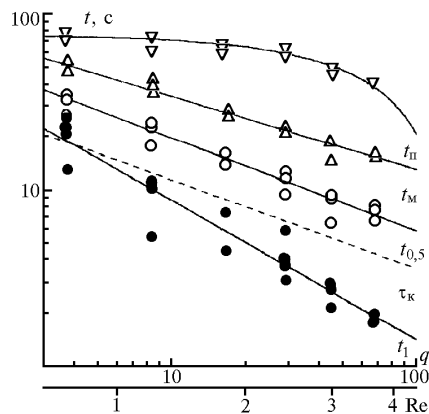


Рис. 14. Зависимость времени достижения характерных точек: максимального смещения (t_M), переходной (t_{Π}), на уровне ($t_{0,5}$), начала конвективного движения (t_1) и расчетная кривая времени конвекции τ_k (пунктирная линия) от параметра тепловыделения q (числа Re) [8]

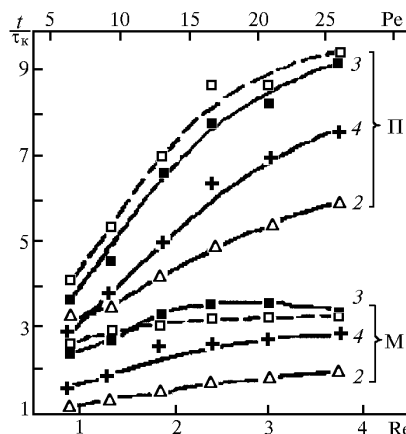


Рис. 16. Зависимость от числа Рейнольдса Re (числа Пекле Pe) нормированного на τ_k времени достижения максимального смещения (М) и переходной точки (П) воздействием (штриховые кривые) и зондирующими пучками (сплошные кривые). Положение зондирующих пучков в сечении воздействующего то же, что и на рис. 11 [8]

Уравнения линий регрессии к данным на рис. 13 и 14

$A_{0,5}$	A_m	A_n	$A_{ст}$	t_1	$t_{0,5}$	t_m	t_{II}	τ_k
$1,45q^{0,74}$	$2,84q^{0,77}$	$3,2q^{0,56}$	$2,73q^{0,66}$	$54,7q^{-0,79}$	$66q^{-0,52}$	$88q^{-0,41}$	$76 - 0,55q$	$36q^{-0,5}$
$4,9 \text{ Re}^{1,48}$	$9,3 \text{ Re}^{1,54}$	$9,7 \text{ Re}^{1,12}$	$7,8 \text{ Re}^{1,28}$	$14,5 \text{ Re}^{1,58}$	28 Re^{-1}	$45 \text{ Re}^{-0,82}$	$88 - 13q$	16 Re

Кривые на рис. 13 и 14 рассчитаны методом наименьших квадратов с использованием программы «Origin» и их уравнения приведены в табл. 5.

Результаты исследований показали, что в условиях установления самонаведенной конвекции при $q < 5$, $\text{Re} \sim 1$ центр изображения пучка достаточно плавно смещается от начального положения к стационарному. Амплитуды максимального смещения и в переходной точке A_m , A_n близки к стационарному (см. рис. 13), а время установления стационарного состояния близко $\tau_\chi = a_m^2/\chi = 115$ с. Начало смещения изображения навстречу конвективному потоку по времени близко к временам $\tau_k \leq 16$ с, $\tau_v = 16$ с. Такое поведение смещения центра тяжести изображения пучка указывает на то, что при $\text{Re} \leq 1$ реализуется режим слабой конвекции.

При $q > 5$, $\text{Re} > 1$ реализуется режим умеренной конвекции, смещение изображения имеет форму быстро затухающих автоколебаний и 3 характерных этапа:

1. На первом этапе, с момента включения источника и до времени $t_1 \sim \text{Re}^{-1,5} \sim q^{-0,75}$, происходит тепловая дефокусировка пучка за счет нагрева среды поглощенной энергией. Смещения изображения незначительные и происходят как вверх, так и вниз. В дальнейшем развивающийся конвективный поток искажает однородное температурное поле, приводящее к значительным вертикальным градиентам температуры и смещению изображения пучка навстречу потоку. Время t_1 близко к временам τ_k , τ_v при числе Рейнольдса $\text{Re} \leq 1$ и быстро уменьшается с увеличением энерговыклада (см. рис. 14).

2. На втором этапе при $t_{II} > t > t_1$ изображение пучка смещается вниз (навстречу конвективному потоку), достигает максимума (точка М) при $t_m \sim \text{Re}^{-0,8} \sim q^{-0,4}$, затем возвращается вверх, переходя через стационарное состояние, и достигает переходной точки (II), завершая первый, самый сложный период затухающего колебания (см. рис. 11, табл. 5). Особенность переходной точки в том, что время ее достижения более слабо зависит от энерговыклада q и составляет $\sim(0,7 \div 0,4)\tau_\chi$ или $\sim(4 \div 10)\tau_k$. Время, при котором амплитуда смещения равна половине максимальной, уменьшается пропорционально числу Рейнольдса $t_{0,5} \sim \text{Re}^{-1} \sim q^{-0,5}$ и наиболее точно совпадает со временем конвекции $\tau_k \sim \text{Re}^{-1}$. Отношение $t_{0,5}/\tau_k \approx 1,7$ и остается постоянным в условиях измерений (см. рис. 14, табл. 5). Значение t_m составляет $2,5 \div 3 \tau_k$ (см. рис. 16), что близко к данным численного моделирования для условий развитой конвекции в газах (см. рис. 9) и времени установления максимальных значений скорости ветра в условиях уме-

ренной конвекции (см. рис. 2). Абсолютные значения амплитуды колебательного процесса растут с увеличением q (см. рис. 13, табл. 5), однако амплитуды, нормированные на стационарное значение, достигают насыщения при $q > 50$, $\text{Re} > 3$ (см. рис. 15).

3. Третий этап, этап установления стационарного режима, наступает при $t \sim 100 \text{ с} \approx \tau_\chi$ и характеризуется плавным переходом к $A_{ст} \sim q^{0,65} \sim \text{Re}^{1,3}$. Причем при $\text{Re} > 3$ наблюдаются небольшие по амплитуде колебания около стационарного значения.

Исследования смещения изображения зондирующих пучков в канале воздействующего, определяемого наведенным полем показателя преломления, показали, что:

- поле показателя преломления в поперечном сечении канала неоднородно как по времени установления, так и по интегральному значению градиента; характер смещений зондирующего пучка с «наветренной» стороны канала аналогичен воздействию; установление стационарного смещения с «подветренной» стороны канала происходит в противофазе с воздействующим пучком;

- наиболее точно процесс смещения воздействующего пучка по амплитуде описывают зондирующие пучки в «наветренной» части канала, а по времени – в центральной (см. рис. 15);

- амплитуда и направления смещения зондирующих пучков при наклонном просвечивании канала зависят от поглощенной энергии и угла между воздействующим и зондирующими пучками [12].

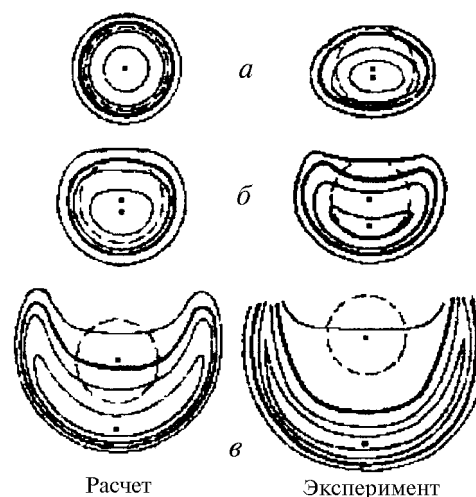


Рис. 17. Сравнение теоретических и экспериментальных изофот при установившемся тепловом самовоздействии гауссова пучка: а – $\alpha = 0,31 \text{ м}^{-1}$, $\text{Re} = 2,15$, $V_k = 1,1 \text{ см/с}$, $\tau_k = 0,27 \text{ с}$, $p = 1 \text{ атм}$; б – $\alpha = 0,22 \text{ м}^{-1}$, $\text{Re} = 4,83$, $V_k = 1,25 \text{ см/с}$, $\tau_k = 0,24 \text{ с}$, $p = 2 \text{ атм}$; в – $\alpha = 0,66 \text{ м}^{-1}$, $\text{Re} = 16,7$, $V_k = 1,72 \text{ см/с}$, $\tau_k = 0,174 \text{ с}$, $p = 5 \text{ атм}$ [6]

Численные расчеты распределения интенсивности в сечении пучка, распространяющегося в условиях самонаведенного конвективного движения, проводились во многих работах [1–3, 6, 7]. В качестве примера на рис. 17 приведено сравнение теоретических и экспериментальных изофот [6, 7] в стационарном режиме при различных условиях распространения.

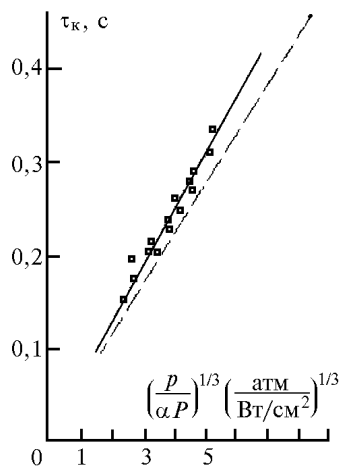


Рис. 18. Сравнение расчетной зависимости времени конвекции $\tau_k = a/V_k$ (штриховая прямая) и экспериментально измеренного времени t_m , определенного как момент максимального отклонения лазерного пучка на выходе газовой кюветы (сплошная прямая) [7]

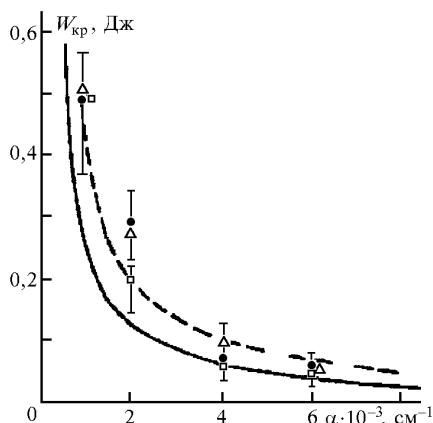


Рис. 19. Сравнение теоретической (сплошная кривая) и экспериментальной (штриховая кривая) зависимостей критической энергии $W_{кр}$ тепловой самодефокусировки от коэффициента поглощения газовой среды [7]

В работе [7] выполнены экспериментальные исследования влияния индуцированного конвективного движения газа на тепловое самовоздействие излучения CO_2 -лазера радиусом 0,3 см в горизонтальной кювете, наполненной воздухом при давлении от 1 до 10 атм с малыми примесями пропан-бутана. Это позволило варьировать условия распространения по двум независимым параметрам: коэффициенту поглощения α и давлению p . В эксперименте измерялись параметры пучка (амплитуда и время смещения точки максимальной интенсивности, радиус пучка, величина критической энергии тепловой самодефо-

кусировки), которые сравнивались с результатами расчета в безабберрационном приближении [10] для стационарных условий. Некоторые из результатов этих исследований приведены на рис. 18, 19.

Основные выводы работы [7] заключаются в следующем.

1. Возникновение конвективного движения приводит к сильному несимметричному искажению поперечного профиля пучка; формулы, основанные на безабберрационном приближении, дают завышенные значения отклонения пучка.

2. В режиме развитой конвекции время развития нелинейных искажений определяется временем конвективного теплопереноса (см. рис. 18). Отношение времени достижения максимального отклонения пучка к расчетному времени развития конвекции является величиной постоянной $t_m/\tau_k \approx 1,2$. Скорость конвекции рассчитывалась по формуле

$$V_k = \left[\frac{g\alpha P}{2\pi\rho C_p T p} \right]^{1/3},$$

где T – температура, К; p – давление. Авторы объясняют это отличие неопределенностью в выборе характерного масштаба пучка a и при выводе формулы для V_k . Заметим, что все последующие результаты численного моделирования и измерений [5, 6] показали, что это отношение $t_m/\tau_k \approx 2 \div 3$.

3. Величина критической энергии тепловой самодефокусировки при локальной инерционной нелинейности удовлетворительно согласуется с теоретической оценкой (см. рис. 19). Теоретические значения рассчитывались по формуле $W_{кр} = \rho C_p \chi^2 / n 2\pi\alpha$, где $n \sim p$ – показатель преломления среды. Пороговое значение поглощаемой мощности для возникновения заметной конвекции составляет $\alpha P \leq 0,01$ Вт·см⁻¹ для пучка диаметром ~ 1 см.

1. Гордиенко В.М. Исследование тепловых самовоздействий излучения CO_2 -лазера в газовых средах: Дис. ... к.ф.-м.н. М.: МГУ, 1976. 152 с.
2. Петрищев В.А., Пискунова Л.В., Таланов В.И., Эрм Р.Э. Численное моделирование теплового самовоздействия в присутствии индуцированной конвекции // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 2. С. 161–171.
3. Герасимов Б.П., Елизарова Т.Г., Сухоруков А.П. Численное моделирование теплового самовоздействия светового пучка в подвижной среде // ЖТФ. 1983. Т. 63. № 9. С. 1696–1705.
4. Тельпуховский И.Е., Чесноков С.С. Модальная коррекция искажений лазерного пучка, распространяющегося в кювете с газом // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 12. С. 1507–1512.
5. Черткова И.А., Чесноков С.С. Минимизация фазовый искажений лазерного пучка, распространяющегося в конвективных потоках // Оптика атмосферы и океана. 1990. Т. 3. № 2. С. 123–129.
6. Кучеров А.Н. Самовоздействие оптического пучка в теплопроводном вязком газе в условиях гравитационной конвекции // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 12. С. 1519–1527.
7. Петрищев В.А., Шеронова Н.М., Яшин В.Е. Экспериментальное изучение теплового самовоздействия в газе в присутствии конвекции // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 28. № 7. С. 963–974.
8. Сазанович В.М., Цык Р.Ш. Исследования смещения энергетических центров лазерных пучков в условиях теплового са-

- мовоздействия // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 12. С. 1528–1535.
9. Смит Д.К. Распространение мощного лазерного излучения. Тепловое искажение пучка // ТИИЭР. Т. 65. № 12. С. 59–103.
10. Алешкевич В.А., Сухоруков А.П. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 30. № 12. С. 112.
11. Лукин В.П., Фортес Б.В. Искажение фазы оптического пучка при его взаимодействии в условиях гравитационной конвекции // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 12. С. 1307–1311.
12. Ильин А.Б., Ларичев А.Р., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. Исследование рефракционного канала зондирующим пучком // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 1. С. 50–56.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
31 июля 1998 г.

R.Sh. Tsvyk. Nonstationary Processes at Propagation of Laser Beams in Self-induced Convective Flows.

The results of numerical simulation and experimental investigations of nonstationary processes at propagation of laser beams under self-induced convection conditions are reviewed in the paper. Various conditions for different modes of the convective motion arising, laser beams aberrations, and temporal and amplitude characteristics of image displacement are observed.