

УДК 621.373.826

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ В ПРИСУТСТВИИ ИНДУЦИРОВАННОЙ КОНВЕКЦИИ

*В. А. Петрищев, Л. В. Пискунова, В. И. Таланов, Р. Э. Эрм*

Численными методами исследованы процесс установления и структура конвекции, индуцированной лазерным излучением в поглощающем газе, и особенности теплового самовоздействия световых пучков в присутствии конвекции. Проведено сравнение численных расчетов теплового самовоздействия с безаберрационным приближением. Показано, что при достаточно большой мощности лазерного пучка процесс установления конвекции и искажения поперечной структуры пучка имеет немонотонный характер, предложена простая механическая аналогия этого эффекта.

Тепловое самовоздействие мощного лазерного излучения в жидких и газообразных средах обладает важными особенностями, отличающими его от аналогичного эффекта в твердых телах. Эти особенности связаны с тем, что в случае жидкости или газа профиль температуры определяется не только диффузией тепла, но и переносом тепла движущейся средой: а) ветром, течением и т. п.; б) индуцированным конвективным потоком газа или жидкости в поле силы тяжести. Наличие направленного движения среды приводит к отклонению светового пучка навстречу потоку, к ослаблению дефокусирующего действия нелинейной поглощающей среды, к характерным искажениям поперечной структуры распространяющегося излучения.

Влияние движения газа на тепловое самовоздействие изучается довольно интенсивно, в частности, выполнено большое количество работ по расчету искажений структуры лазерных пучков в атмосфере при наличии бокового ветра [1]. Такие расчеты требуют привлечения численных методов и могут быть осуществлены только на высокопроизводительных ЭВМ (последнее обстоятельство связано с тем, что, как показали уже первые эксперименты, искажения пучка при боковом ветре являются существенно несимметричными, и для адекватного описания требуется решение трехмерных задач). Приближенное аналитическое решение этой задачи дано в [2].

Описание теплового самовоздействия в том случае, когда движение среды индуцируется самим лазерным излучением (конвективное движение), является еще более сложным, чем при боковом ветре, поскольку к уравнению для поля волны и температуры добавляется еще уравнение (нелинейное) для поля скоростей. В большинстве работ по индуцированной излучением конвекции [3-5] авторы интересовались, в основном, структурой течения газа или жидкости в замкнутых плоских областях (в связи с вопросами «перемешивания» и теплоотдачи) при освещении плоским однородным световым потоком. Исследованию конвекции, индуцированной ограниченным лазерным пучком, посвящены работы [6, 7].

Обратное влияние конвекции на излучение почти не рассматривалось. Исследования в этих работах проводились численными методами\*.

В настоящей статье сообщается о численном моделировании влияния самоиндуцированной конвекции на искажение структуры лазерных пучков при тепловом самовоздействии.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Тепловое самовоздействие волновых пучков в присутствии индуцированной конвекции описывается совместным решением

а) квазиоптического уравнения для комплексной амплитуды поля волны  $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$

$$2ik \left( \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \right) = \Delta_{\perp} \mathcal{E} + \frac{2k^2}{n_0} n'_T (T - T_0) \mathcal{E} - ik\alpha \mathcal{E}; \quad (1)$$

б) уравнения баланса тепла

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla T \right) = \kappa \Delta T + \alpha \frac{cn}{8\pi} |\mathcal{E}|^2; \quad (2)$$

в) уравнения для поля скоростей  $\mathbf{u}$  конвективного движения (уравнения Навье—Стокса в приближении Буссинеска)

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} = - \frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{u} - \mathbf{g} \beta T.$$

В (1)—(3):  $\alpha$  — коэффициент линейного (однофотонного) поглощения света,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности,  $\rho c_p$  — удельная теплоемкость,  $p$  — давление,  $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости,  $\beta = - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho_0}{\partial T} \right)_p$  — коэффициент теплового расширения газа,  $\mathbf{g}$  — ускорение силы тяжести,  $v$  — групповая скорость света в среде,  $n^{NL} = n_0 + n'_T (T - T_0)$  — нелинейный показатель преломления газа,  $\rho_0$  и  $T_0$  — невозмущенные значения плотности и температуры газа.

Изменение поля в световом пучке по продольной координате значительно медленнее, чем в поперечном направлении. Такое же утверждение справедливо и для распределения температуры как функционала от источника — лазерного пучка. Поэтому в уравнении (2) ограничимся

поперечным оператором Лапласа  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ . По этой же причине

можно пренебречь продольной составляющей скорости конвекции, если ось  $z$  направлена горизонтально. Уравнение (3) будет описывать тогда плоские течения  $\mathbf{u} \equiv (u_x, u_y, 0)$ . Зависимость  $T, u_x, u_y$  от  $z$  как от параметра будет заключена в зависимости от продольной координаты интенсивности источника  $\sim |\mathcal{E}|^2$ . Далее, будем рассматривать тепловое самовоздействие непрерывных источников света, в том числе и нестационарные процессы после включения, с характерным временем на много порядков больше времени пробега света вдоль трассы, тогда член

$\frac{1}{v} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}$  из уравнения (1) можно исключить. После этих замечаний перейдем в системе (1)—(3) к безразмерным переменным

\* Экспериментальные исследования по тепловому самовоздействию при боковом ветре описаны в [8–11], в присутствии конвекции — в [12–14].

$$(x, y) = \frac{1}{R}(x, y)_{\text{ст}}, \quad t = \frac{\nu}{R^2} t_{\text{ст}}, \quad u = \frac{R}{\nu} u_{\text{ст}}, \quad (4)$$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 e(r, t), \quad \theta = \frac{8\pi\nu\rho c_p}{\alpha n_0 \mathcal{E}_0^2 R^2} T, \quad z = \frac{z_{\text{ст}}}{kR^2}.$$

Введем функцию тока  $\psi$

$$u_x = \partial\psi/\partial y, \quad u_y = -\partial\psi/\partial x$$

и, произведя обычные для двумерных задач гидродинамики преобразования [15], получим систему

$$2i \frac{\partial e}{\partial z} = \Delta_{\perp} e - \Gamma \theta e - 2i\delta e; \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Delta_{\perp} \psi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \Delta_{\perp} \psi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Delta_{\perp} \psi}{\partial y} = \Delta_{\perp} \Delta_{\perp} \psi - G \frac{\partial \theta}{\partial x}; \quad (6)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{\text{Pr}} \Delta_{\perp} \theta + |e|^2, \quad (7)$$

$$\Gamma = \frac{2k^2 n'_{\text{T}} c \alpha \mathcal{E}_0^2 R^4}{8\pi\rho c_p \nu}, \quad \delta = \frac{1}{2} \alpha (kR^2),$$

$\text{Pr} = \frac{\rho c_p \nu}{\kappa}$  — число Прандтля,  $G = \frac{g\beta R^3 c n \alpha \mathcal{E}_0^2}{8\pi\rho c_p \nu^3}$  — число Грасхофа, несколько модифицированное применительно к нашей задаче; как известно, число Грасхофа характеризует степень развитости конвективного движения. Ось  $y$  направлена вертикально,  $\mathbf{g} = (0, g, 0)$ ,  $R$  — параметр, имеющий размерность длины.

Пусть газ заключен в горизонтально расположенную бесконечную цилиндрическую полость. Тогда в качестве  $R$  выбирается радиус полости. Решение системы (5)–(7) определяется пятью безразмерными параметрами  $\Gamma$ ,  $\delta$ ,  $\text{Pr}$ ,  $G$  и параметром  $\bar{r}$ , характеризующим соотношение между радиусом полости  $R$  и поперечным масштабом  $a$  лазерного пучка:  $\bar{r} = R/a$ .

Самосогласованное решение системы (5)–(7) представляет большую сложность даже с использованием современной вычислительной техники. Разобьем исходную задачу на две независимые:

а) расчет структуры конвективного течения, возбуждаемого заданным источником тепла — лазерным пучком; б) расчет обратного влияния получаемого таким образом течения на структуру пучка излучения.

## 2. СТРУКТУРА КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ

Система уравнений (6), (7), описывающих нестационарную двумерную конвекцию, индуцированную лазерным пучком заданного профиля,

$$e = \exp [-(1/2)\bar{r}^2 r^2],$$

решалась численным интегрированием. Решение задачи Коши по времени с начальными условиями  $\theta = 0$ ,  $\psi = 0$  при  $t = 0$  осуществлялось методом, изложенным в [17], при граничных условиях непроницаемости стенок, прилипания и быстрого охлаждения стенок:

$$\psi = \partial\psi/\partial r = 0, \quad \theta = 0 \quad \text{при} \quad r \equiv \sqrt{x^2 + y^2} = 1. \quad (8)$$

Стационарное решение системы (6), (7) находилось по решению начальной задачи при  $t \rightarrow \infty$ .

Задача симметрична относительно вертикальной оси  $x = 0$ ; разностная схема записывалась в декартовой сетке в полукруге единичного радиуса ( $x \geq 0$ ) с числом точек (по осям  $x$  и  $y$ , соответственно)  $21 \times 41$  и  $41 \times 81$  (рис. 1). При этом граничные условия (8) в правой полуплоскости дополнялись условиями симметрии на прямой  $x = 0$ :

$$\psi(x) = -\psi(-x), \quad \theta(x) = \theta(-x).$$

При каждом  $t_n = n\tau$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $\tau$  — шаг сетки по времени  $t$ ) граничные условия (8), заданные при  $r = 1$ , переносятся на ближайшие узлы прямоугольной сетки по переменным  $x$  и  $y$ .

В задаче (6)–(8) три параметра. Число Прандтля задавалось равным 0,7 (значение для воздуха при комнатной температуре), параметр  $r$  был равен 10. Таким образом, различные варианты задачи отличались значением параметра  $G$  в пределах  $0 \leq G \leq 2 \cdot 10^{10}$ .

## 2.1. Установление конвективного движения и температуры после включения источника

Мы рассмотрим основные особенности развития конвекции и процессов установления на варианте  $G = 2 \cdot 10^7$ .

Рис. 1. Геометрия численного эксперимента. Пунктиром показана область, занятая лазерным лучом (по уровню  $e^{-2}$  от максимальной интенсивности).

На рис. 2 показаны распределения функции тока  $\psi$  и температуры  $\theta$  в различные моменты времени (из-за симметрии изображена только правая полуплоскость). Линии тока  $\psi = \text{const}$  и изотермы  $\theta = \text{const}$  проведены через 0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9 от максимального значения  $\psi$  и  $\theta$  в данный момент времени.

На рис. 3 изображены графики изменения во времени вертикальной скорости конвекции в центре полости  $u_k = -\left. \frac{\partial\psi}{\partial x} \right|_{x,y=0}$  и вертикального градиента температуры  $\theta'_y = \left. \frac{\partial\theta}{\partial y} \right|_{x,y=0}$ .

Процесс установления конвекции и распределения температуры включает в себя три характерные стадии.

1. *Стадия локального нагрева.* На этом этапе (в рассматриваемом варианте  $0 < t < 1,5 \cdot 10^{-3}$ ) происходит локальный нагрев газа без теплопереноса. Температура газа нарастает пропорционально времени

$$\theta = \int_0^t |e|^2 dt' \sim t. \quad \text{Распределение температуры аксиально-симметрично}$$

и повторяет профиль источника. Конвективное движение существует и на этом начальном этапе, однако скорость конвекции и количество тепла, уносимого потоком, малы и не оказывают влияния на распределение температуры. Структура конвекции имеет «дипольный» вид.

2. Стадия развития конвективного движения ( $1,5 \cdot 10^{-3} < t < 8 \cdot 10^{-3}$ ). Здесь происходит увеличение скорости конвекции и усиление конвективного теплопереноса. Вынос тепла потоком из области источника вверх приводит к появлению вертикального градиента температуры и асимметрии в распределении температуры по осям  $x$  и  $y$ : на рис. 3 показаны осциллограммы величин  $\theta''_{xx} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \Big|_{x, y=0}$  и  $\theta''_{yy} \Big|_{x, y=0}$ , характеризующих распределение температуры в центральной области

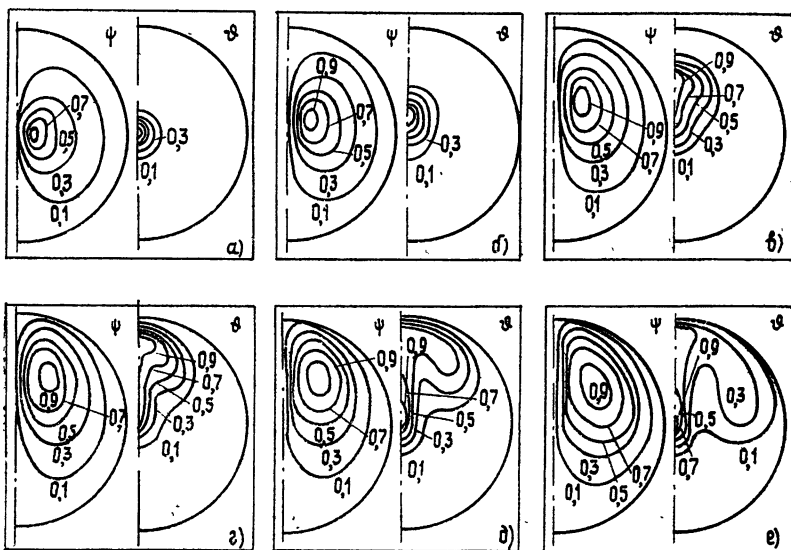


Рис. 2. Изотермы  $\theta = \text{const}$  и линии тока  $\psi = \text{const}$  индуцированной конвекции в различные моменты времени после включения источника ( $G = 2 \cdot 10^7$ ).

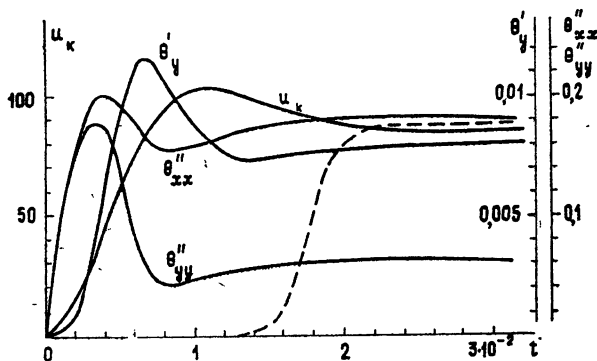


Рис. 3. Временное изменение скорости конвекции в центре полости  $u_k = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{x, y=0}$ , вертикального градиента температуры  $\theta''_y \Big|_{x, y=0}$ , величин  $\theta''_{xx} \Big|_{x, y=0}$ ,  $\theta''_{yy} \Big|_{x, y=0}$ , характеризующих локализацию температуры по осям ( $G = 2 \cdot 10^7$ )  
Пунктир — поток тепла через границу полости.

по горизонтальному и вертикальному направлениям. Структура течения сохраняет дипольный вид, однако заметно смещение точки максимальной завихренности вверх,

3. На третьей стадии происходит окончательное установление потока и распределения температуры. При этом происходит прогрев потока верхней части полости вплоть до верхней границы, где происходит охлаждение газа и интенсивная теплоотдача в окружающее пространство. Циркулярное движение газа оказывается прижатым к верхней части стенки. К концу процесса установления (установление определяется по выходу полного потока тепла через границу на стационарный уровень) распределение температуры еще более усложняется, так как газ, поднимающийся в центре из нагретой области, не успевает охлаждаться вверх и уносит тепло вдоль стенки вниз. В результате горизонтальное распределение температуры (по оси  $x$ ) становится немонотонным. При выбранном соотношении между размером полости и масштабом источника этот эффект, однако, оказывает слабое влияние на распределение температуры в центре, в области источника.

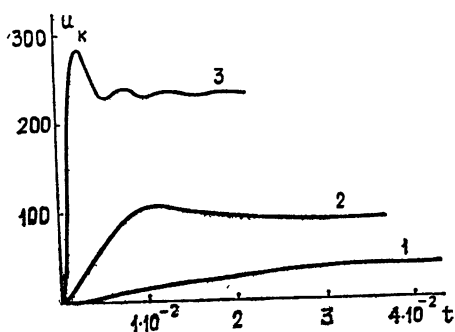


Рис. 4. Установление конвекции при различных интенсивностях источника: 1 —  $G = 2 \cdot 10^6$ ; 2 —  $G = 2 \cdot 10^7$ ; 3 —  $G = 6 \cdot 10^8$ .

Установление конвективного движения и распределения температуры при достаточно больших числах Грасгофа  $G$  имеет немонотонный характер. На рис. 4 показаны графики временной зависимости скорости конвекции (в центре полости) при трех различных значениях  $G$ :  $G = 2 \cdot 10^6$ ;  $2 \cdot 10^7$ ;  $6 \cdot 10^8$ . Видно, что с ростом  $G$  характер процесса установления изменяется от монотонного к квазиосцилляторному.

Процесс развития индуцированной конвекции имеет простую механическую аналогию. В одномодовом приближении (приближении фиксированной структуры течения),  $\psi(r, t) = A(t)\Psi(r)$ , процесс описывается обыкновенным дифференциальным уравнением

$$\ddot{A} + a_1 \dot{A} + a_2 A + a_3 A^2 + a_4 A^3 = G/\bar{r}^2, \quad (9)$$

представляющим собой уравнение нелинейного осциллятора с затуханием, на который действует внешняя сила

$$f(t) = I(t) (G/\bar{r}^2).$$

Реакция осциллятора на функцию включения  $\sim I(t)$  определяется соотношением между частотой  $\omega_0 = [a_2 + a_3 A + a_4 A^2]^{1/2}$  и затуханием  $h = (1/2)a_1$ . В случае нелинейного осциллятора это соотношение зависит от величины вынуждающей силы  $G/\bar{r}^2$ . При малых  $G$   $h^2 > \omega_0^2$  и процесс монотонный. С увеличением  $G$  частота  $\omega_0(A(G/\bar{r}^2))$  растет, и установление становится немонотонным, а затем квазиосцилляторным (рис. 4).

Как показали счеты, течение при этом остается ламинарным, а поле скоростей сохраняет «дипольный» вид при значениях  $G \gtrsim 10^{10}$ . Более сложные типы течения в численном эксперименте не возникали.

## 2.2. Стационарное конвективное движение

При  $t \rightarrow \infty$  в полости устанавливается стационарное течение газа и распределение температуры (рис. 2е). На рис. 5 приведен график установившейся вертикальной скорости конвекции  $u_k$  в центре полости (на

\* Максимальное значение  $G$  в счетах было  $G = 2 \cdot 10^{10}$ .

оси лазерного пучка) в зависимости от мощности источника  $G$ . Сплошной линией на этом рисунке приведен результат расчета стационарной скорости конвекции в одномодовом приближении с использованием простейшей функции  $\Psi$ , удовлетворяющей граничным условиям  $\Psi = x[1 - (x^2 + y^2)]^2$ .

В этом случае в стационарном режиме

$$48 \text{Pr}^{-1} A + A^3 = G/\bar{r}^2,$$

$$u_k = - \left. \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right|_{x, y=0} = A = \left\{ \frac{G}{2\bar{r}^2} + \left[ \frac{G^2}{4\bar{r}^4} + \left( \frac{16}{\text{Pr}} \right)^3 \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \frac{G}{2\bar{r}^2} - \left[ \frac{G^2}{4\bar{r}^4} + \left( \frac{16}{\text{Pr}} \right)^3 \right]^{1/2} \right\}^{1/3}. \quad (10)$$

При слабой конвекции (малые  $G/\bar{r}^2$ ) скорость конвективного потока равна

$$u_k = G\text{Pr}/48\bar{r}^2, \quad (11)$$

в размерных переменных

$$u_k = g\beta R^2/48 \pi \kappa \nu^2. \quad (11')$$

Случай слабой конвекции соответствует пренебрежению в (6) нелинейными «инерциальными» членами, структура течения определяется только «вязким» членом  $\Delta\psi$ , а распределение температуры — термодиффузией.

В случае сильной конвекции вязкость несущественна, а теплоперенос осуществляется за счет конвективного движения среды и

$$u_k = (G/\bar{r}^2)^{1/3}, \quad (12)$$

в размерных переменных

$$u_k = (g\alpha p/\pi r c_p)^{1/3}. \quad (12')$$

Рис. 5 показывает, что приближенная формула (10) хорошо согласуется с результатом численного эксперимента и может быть использована для оценок скорости конвекции, индуцированной световым пучком в газовой среде.

Формулу (12) можно использовать для оценок времени установления в режиме сильной конвекции. В этом случае, в условиях преобладания конвективного теплопереноса, время установления должно быть порядка времени прохождения среды через поперечник лазерного пучка:

$$\tau_k \approx \eta (2a/u_k). \quad (13)$$

В численном эксперименте в качестве времени установления мы выбирали время  $\tau$  от включения источника до момента времени, когда

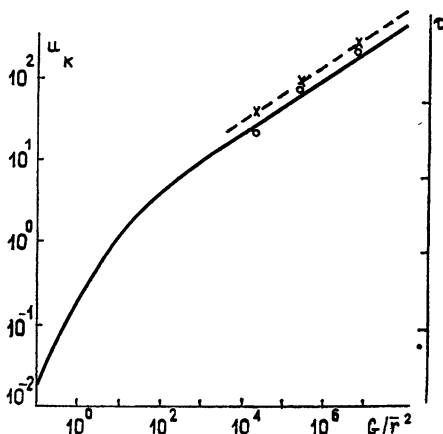


Рис. 5. Кружки — зависимость скорости стационарной индуцированной конвекции от мощности источника. Сплошная линия — расчет в одномодовом приближении; крестики — зависимость времени развития индуцированной конвекции от мощности источника, пунктир — по формулам (12), (13).

вертикальный градиент температуры достигал максимального значения (см. рис. 3). Зависимость  $\tau(\bar{G})$  показана на рис. 5, где пунктиром проведена зависимость по формулам (12), (13) с масштабным коэффициентом  $\eta = 2$ .

В заключение разд. 2 сделаем следующее замечание. Основные этапы в развитии конвекции и формирования структуры течения происходят на отрезке времени, в течение которого поток тепла через границу полости (пунктир на рис. 3) пренебрежимо мал. Это означает, что область вблизи стенок не оказывает заметного влияния на течение и распределение температуры в центре полости в области луча\*. Результаты численного эксперимента применимы, таким образом, и для описания индуцированной конвекции в свободном пространстве.

### 3. ИСКАЖЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ПРИ ТЕПЛОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ В ПРИСУТСТВИИ КОНВЕКЦИИ

Рассмотрим, как влияет изменение показателя преломления среды вследствие рассчитанного в разд. 2 изменения температуры на пространственную структуру проходящего излучения. Методика расчета соответствует приближению «фазового экрана»:

1) при прохождении пучка через слой нелинейной среды толщиной  $\Delta z^{NL}$  распределение амплитуды не меняется, а самовоздействие приводит к фазовым искажениям  $\varphi_{\text{вых}} = \varphi_{\text{вх}} + \Delta\varphi^{NL}$ ;

2) за нелинейным слоем пучок распространяется в линейной среде. Это приближение соответствует случаю, когда либо среда обладает сильным поглощением, так что пучок теряет большую часть мощности на начальном участке и при дальнейшем распространении нелинейность незначительна, либо слой эффективного поглощения достаточно тонкий.

Имеем

$$\Delta\varphi^{NL} = \Gamma\theta(x, y, t)\Delta z^{NL}.$$

Поле за слоем рассчитывалось с помощью френелевского преобразования

$$e(x, y, l, t) = \frac{c}{2\pi} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e(x', y', 0, t) \times \\ \times \exp\left\{-\frac{c}{2} [(x-x')^2 + (y-y')^2]\right\} dx' dy', \quad (14)$$

где  $e(x', y', 0, t)$  — поле на выходе из нелинейного слоя:

$$|e(x, y, 0, t)| = \exp\left[-\frac{l(x^2 + y^2)}{2c_n}\right],$$

$$\arg e = \Delta\varphi^{NL}(x, y, t),$$

$c_n = ka^2/l$ ,  $c = kb^2/l$ ,  $a$  — ширина пучка,  $b$  — размер апертуры,  $l$  — расстояние от нелинейного слоя до плоскости наблюдения.

На рис. 6 показаны поперечные распределения интенсивности поля в дефокусированном пучке в различные моменты после включения лазера за нелинейным слоем, изменение температуры в котором соответствует варианту  $\bar{G} = 2 \cdot 10^7$  разд. 2 (остальные параметры следующие:  $c = 20$ ;  $c_n = 2$ ;  $\Gamma = 10^4$ ;  $\Delta z^{NL} = 0,3 ka^2$ ).

\* Данное утверждение согласуется с тем, что по приближенному описанию (10)–(12) в случае сильной конвекции скорость установившегося течения (12) в центре не зависит от радиуса полости  $R$  (мы пренебрегли членами  $\sim O(\bar{r}^{-2})$ ).



В соответствии с динамикой индуцированной конвекции и установлением температуры обнаруживаются три стадии в нестационарной тепловой самодефокусировке.

1) Стадия самодефокусировки при локальной инерционной нелинейности, соответствующей локальному нагреву [16]. На этом этапе нагрев и изменение показателя преломления пропорциональны энергии прошедшего излучения, а самодефокусировка определяется превышением энергии излучения  $W$  над критической энергией  $W_{кр} = \frac{2\pi\rho c_p}{n' k^2 a}$  [16]. В рас-

считываемом варианте  $W/W_{кр}$  к началу конвекции ( $t = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ) составляет величину  $\approx 10$ . Поперечный профиль дефокусированного пучка сохраняет аксиальную симметрию и имеет вид кольца с провалом на оси, а ширина пучка увеличивается в 2,6 раза по сравнению с распространением в отсутствие нелинейных эффектов (рис. 6а).

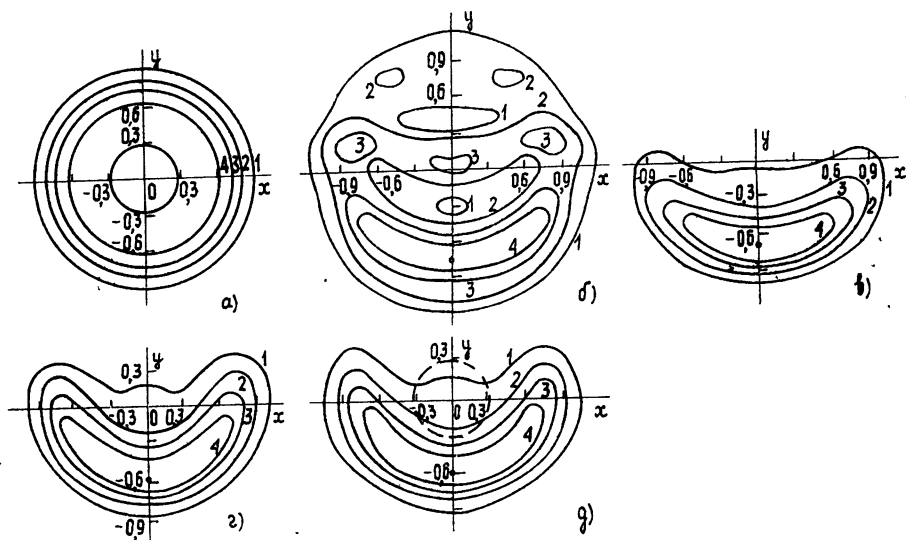


Рис. 6. Поперечная структура лазерного пучка при нестационарном тепловом самовоздействии в присутствии конвекции в различные моменты времени после включения.

2) На последующем этапе ( $t > 1,5 \cdot 10^{-3}$ ) с развитием конвективных потоков возникают несимметричные искажения профиля пучка (рис. 6б, в). Структура пучка принимает характерный серпообразный вид, наблюдавшийся в многочисленных экспериментах по тепловому самовоздействию в потоках газа или жидкости, со смещением вниз точки максимальной интенсивности.

3) При дальнейшем увеличении  $t$  ( $t > 8 \cdot 10^{-3}$ ) форма поперечного сечения пучка изменяется мало, но наблюдаются колебания интенсивности вблизи максимума и на периферии пучка (рис. 6г, д).

На рис. 7 показаны поперечные сечения пучка в вертикальном направлении ( $x = 0$ ) и в горизонтальном направлении ( $y = 0$ ) (б) в различные моменты времени.

Общая дефокусировка пучка происходит на этапе локального нагрева за времена, меньшие характерного времени конвективного теплопереноса, а с развитием конвекции наблюдается перераспределение мощности по сечению пучка и ослабление дефокусирующего действия нелинейной среды — увеличение максимальной (по сечению пучка) интенсивности и уменьшение пятна излучения. Смещение пучка в конвективном потоке возникает, таким образом, в результате перераспреде-

ния интенсивности в первоначально симметричном дефокусированном пучке. Установившиеся профили пучка показаны на рис. 8: а)  $G = 2 \cdot 10^6$ ,  $\Gamma = 10^3$ ; б)  $G = 2 \cdot 10^7$ ,  $\Gamma = 10^4$ ; в)  $G = 6 \cdot 10^8$ ,  $\Gamma = 5 \cdot 10^4$ .

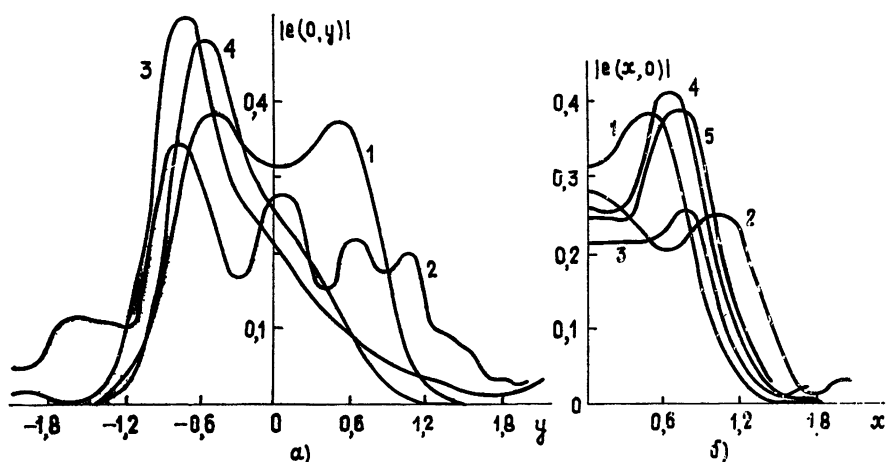


Рис. 7. Распределение интенсивности в вертикальном (а) и горизонтальном (б) сечениях пучка при нестационарном тепловом самовоздействии в присутствии конвекции: 1 —  $t = 1,5 \cdot 10^{-3}$  (профиль (а) на рис. 6); 2 —  $t = 4,2 \cdot 10^{-3}$  (б) на рис. 6); 3 —  $t = 8 \cdot 10^{-3}$  (в) на рис. 6); 4 —  $t = 14 \cdot 10^{-3}$  (д) на рис. 6); 5 —  $t = 28 \cdot 10^{-3}$  (е) на рис. 6).

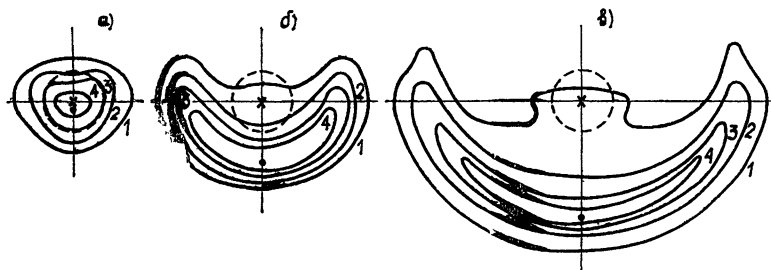


Рис. 8. Стационарные профили лазерного пучка: а)  $G = 2 \cdot 10^6$ ,  $\Gamma = 10^3$ ; б)  $G = 2 \cdot 10^7$ ,  $\Gamma = 10^4$ ; в)  $G = 6 \cdot 10^8$ ,  $\Gamma = 5 \cdot 10^4$ . Линии уровня проведены через 0,2 от максимальной по сечению интенсивности.

В работах [2, 14] для оценок теплового самовоздействия в присутствии самоиндуцированной конвекции использовалось безабберационное приближение. Сравнение с результатами численного эксперимента показывает, что безабберационный расчет дает хорошее приближение при оценке смещения луча в конвективном потоке: при смещении точки максимальной интенсивности  $\Delta y_m$  в численном эксперименте  $\Delta y_m/a = 4$  ошибка расчета по безабберационному приближению не превышала 20%. Заметное отличие, однако, наблюдается в величине максимальной интенсивности в пучке. Это связано с тем, что профиль дефокусированного пучка существенно отличается от эллиптического (в безабберационном приближении) и вычисление максимальной интенсивности по полной мощности пучка и ширине пятна в горизонтальном и вертикальном направлении дает неправильный результат. Аберрации нелинейной линзы в конвективном потоке приводят к эффекту, аналогичному эффекту фо-

куировки в дефокусирующей среде в присутствии бокового ветра [1], т. е. к возрастанию интенсивности по сравнению с безабберационным приближением (рис. 9).

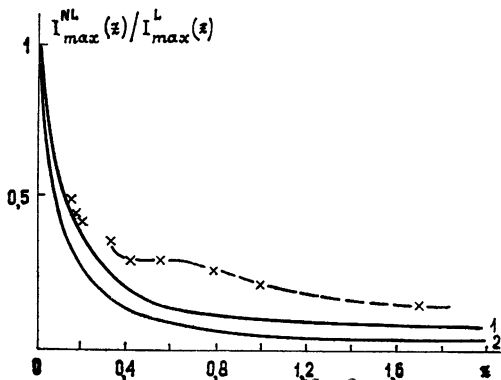


Рис. 9. Изменение максимальной (по сечению) интенсивности в пучке за нелинейным слоем.

Крестики — численный эксперимент  
1 — безабберационное приближение с использованием распределения температуры из численного расчета,  
2 — безабберационное приближение по формулам работы [2].

В заключение отметим, что основные особенности теплового самодействия в присутствии конвекции экспериментально наблюдались в [14].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gebhardt F. G., Smith D. C.—Appl. Phys. Lett., 1969, 14, p. 52; Rosenstock H. B., Hancock J. H.—Appl. Opt., 1971, 10, 1292; Hayes J. N., Ulrich P. B., Aitken A. H.—Appl. Opt., 1972, 11, p. 257; Wallace J.—JOSA, 1972, 62, p. 373; Reichert J. D. a. o.—J. Appl. Phys., 1973, 44, p. 3641; Hayes J. N.—Appl. Opt., 1974, 13, p. 2072.
2. Алешкевич В. А., Сухоруков А. П.—Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, с. 112.
3. Берковский Б. М., Ноготов Е. Ф.—ИФЖ, 1970, 19, № 6.
4. Берковский Б. М., Иванов Л. П., Ноготов Е. Ф.—В сб.: Конвекция в каналах.—Минск: ИТМО, 1971.
5. Берковский Б. М., Иванов Л. П.—Изв. АН СССР—МЖГ, 1971, № 3.
6. Герасимов Б. П., Гордиенко В. М., Сухоруков А. П.—ИФЖ, 1978, 33, с. 709.
7. Герасимов Б. П., Гордиенко В. М., Сухоруков А. П.—ИФЖ, 1979, 34, с. 331.
8. Smith D., Gebhardt F.—Appl. Phys. Lett., 1970, 16, p. 275.
9. Kelly P. a. o.—Appl. Phys. Lett., 1970, 17, p. 539.
10. Ванин Н. В., Мигулин А. В., Сухоруков А. П.—ЖТФ, 1973, 43, с. 1102.
11. Brown R. T., Smith D. C.—Appl. Phys. Lett., 1974, 25, p. 500.
12. Smith D. C.—IEEE J., 1969, QE-5, p. 600.
13. Chodzko R. A., Lin S. C.—Appl. Phys. Lett., 1970, 16, p. 434.
14. Петрищев В. А., Шеронова Н. М., Яшин В. Е.—Изв. вузов—Радиофизика, 1975, 18, № 7, с. 963.
15. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.—М.: Наука, 1978.
16. Петрищев В. А., Таланов В. И.—В сб.: Квантовая электроника, 1971, № 6, с. 35.
17. Берковский Б. М., Ноготов Е. Ф.—Изв. АН СССР—МЖГ, 1970, 2, № 2, с. 147.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
16 января 1980 года

#### NUMERICAL MODELLING OF HEAT SELF-ACTION IN THE PRESENCE OF INDUCED CONVECTION

V. A. Petrishchev, L. V. Piskunova, V. I. Talanov, R. E. Erm

Process of formation and the structure of convection induced by laser radiation in an absorbing gas as well as peculiarities of the heat self-action of light beams in the presence of convection are investigated by numerical methods. A comparison of numerical calculation of the heat self-action in the aberrationless approximation is made. It is shown that with a sufficiently large power of a laser beam the process of the convection establishment and distortions of the transverse beam structure are of a nonmonotonous character. A simple mechanic analogy of this effect is suggested,