

А.Н. Кучеров

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ГРАВИТАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОМ ПОТОКЕ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Изучено распространение плоского вертикального лазерного пучка в гравитационно-конвективном потоке поглощающей среды. Пучок излучения рассматривается в рамках волновой теории в паракиральном приближении, гравитационная конвекция среды – в приближении Буссинеска. Выполнено сравнение режимов сильной (развитой) и умеренной (вязкой) конвекции. Представлены профили интенсивности, скорости и температуры в придонном, среднем и верхнем сечениях изучаемого объема поглощающей среды. Исследовано влияние дифракции и теплового самовоздействия на распространение лазерного пучка в условиях неустановившегося режима умеренной (вязкой) свободной конвекции.

Исследование естественной гравитационной конвекции в горизонтальных лазерных пучках было выполнено в [1–3] экспериментально и в [4–9] теоретически. Свободная конвекция в вертикальных лазерных пучках изучалась экспериментально в газах [10, 11] и в жидкостях [12–14]. Приближенные аналитические решения рассматривались в [15]. Численные решения для стационарной конвекции в вертикальном столбе излучения получены в [16], с учетом теплового самовоздействия в приближении геометрической оптики – в [17]. В настоящей работе исследуется неустановившийся процесс теплового самовоздействия вертикального лазерного пучка в поглощающей среде в условиях гравитационной конвекции в рамках волновой оптики.

Рассматриваются малые возмущения параметров среды вследствие поглощения излучения, при этом для среды справедливы уравнения Навье–Стокса в приближении Буссинеска:

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0; \quad (1a)$$

$$\frac{d}{dt} \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \nabla p = \mathbf{g} \beta (T - T_0) + \nu \Delta \mathbf{V}; \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla); \quad \nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}; \quad (1б)$$

$$\frac{d}{dt} T = \frac{\alpha I}{\rho_0 C_p} + \chi \Delta T; \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (1в)$$

где  $t$  – время;  $\mathbf{V}$ ,  $\rho$ ,  $p$ ,  $T$  – скорость, плотность, давление и температура среды соответственно;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости;  $\mathbf{g}$  – напряженность гравитационного поля ( $g$  – ускорение свободного падения);  $\chi$  – температуропроводность;  $\alpha$  – коэффициент поглощения средой излучения интенсивности  $I$ ;  $C_p$  – удельная теплоемкость среды при постоянном давлении;  $\beta$  – коэффициент теплового расширения (для газов  $\beta = 1/T$ ),  $T_0$  – начальная температура среды.

Отнесем поперечную к пучку координату  $x$  к его начальному радиусу  $r_0$ , вертикальную координату  $y$  – к длине трассы  $L$ , компоненты скорости  $v$ ,  $u$  – к величинам  $V_L$ ,  $U = V_L(r_0/L)$ , которые определим ниже, время  $t$  – к характерному времени развития гравитационной конвекции  $\tau = V_L/L = U/r_0$ , температуру и давление – к  $T_0$ ,  $p_0$ , интенсивность излучения – к характерному значению  $I_0 = W_0/\pi r_0^2$ , где  $W_0$  – полная начальная мощность пучка. Уравнения (1) примут следующий вид:

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0; \quad T = 1 + Q T_1 + \dots; \quad p/p_0 = 1 + (\rho_0 g L/p_0)[(y_0 - y) + Q p_2 + \dots]; \quad (2a)$$

$$\frac{d}{dt} \mathbf{V} = \frac{Q}{Fr} (\mathbf{j} T_1 - \nabla p_2) + \frac{1}{Re} \Delta' \mathbf{V}; \quad \Delta' = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{r_0^2}{L^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}; \quad (2б)$$

$$\frac{d}{dt} T_1 = I + \frac{1}{Pe} \Delta' T_1 \quad (2в)$$

где  $Re = Ur_0/\nu = r_0^2 V_L/\nu L$  – число Рейнольдса;  $Pe = Ur_0/\chi = r_0^2 V_L/\chi L = PrRe$  – число Пекле;  $Pr = \nu/\chi$  – число Прандтля;  $Fr = V_L^2/gL$  – число Фруда;  $Q = q_0 L/\rho_0 h_0 V_L \equiv \tau/\tau_q$  – масштаб возмущения температуры (плотности) среды;  $\tau_q = \rho_0 h_0/q_0$  – характерное время изменения температуры среды на свою величину при нагреве тепловым источником интенсивности  $q_0 = \alpha I_0$ ,  $h_0 = C_p T_0$  – энтальпия невозмущенной среды. Из уравнения сохранения поперечной компоненты импульса (1б) следует, что в узких вытянутых пучках ( $r_0/L \ll 1$ ) с погрешностью  $O(r_0^2/L^2)$  функция возмущения давления  $p_2$  зависит только от вертикальной координаты  $y$ . При достаточно удаленных параллельных пучку боковых стенках можно принять  $p_2 = 0$ , поэтому функцию  $p_2$  далее опускаем. Заметим, что переход к функции тока и завихренности в общем случае позволяет избавиться от давления  $p$  в (1б) ввиду того, что  $\text{rot grad } p = 0$ .

Волновое уравнение, описывающее распространение лазерного пучка, в параксиальном приближении  $r_0/L \ll 1$  имеет вид

$$-2iF \frac{\partial f}{\partial y} + \Delta_{\perp} f = -(iN_{\alpha} F + 2F^2 N T_1) f, \quad (3)$$

где  $f$  – комплексная функция электромагнитного поля, связанная с интенсивностью  $I = f^* f$ ;  $F = 2\pi r_0/\lambda L$  – число Френеля;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $\Delta_{\perp}$  – лапласиан по поперечным к пучку координатам;  $i$  – мнимая единица;  $N_{\alpha} = \alpha L$  – параметр поглощения излучения средой;  $N = (L/r_0)^2 Q(-\partial n/\partial T T_0) n_0$  – параметр теплового самовоздействия;  $n_0$  – показатель преломления невозмущенной среды. Начало координат поместим в центр пучка.

Примем, что объем с поглощающей средой имеет прямоугольное сечение по координатам  $x, y$  с размерами  $L_x \times L_y$ . Предполагается, что в направлении координаты, перпендикулярной к  $x, y$ , сосуд имеет достаточно большую протяженность, чтобы можно было принять распределение излучения и течение среды плоскими. В качестве начального распределения излучения на входе в поглощающую среду при  $y = y_0 = -L/2$  (распространение снизу вверх) будем задавать гауссово:  $f|_{y=y_0} = \exp(-x^2)$  при  $t \geq 0$ . На больших поперечных расстояниях будем задавать условие затухания поля  $f|_{x \rightarrow \mp \infty} \rightarrow 0$ .

Скорость  $V_L$  можно определить двумя способами. Приравнивая силу Архимеда в правой части уравнения (2б) к инерционным членам левой части ( $Q/Gr = 1$ ), получим режим с и л ь н о й или р а з в и т о й конвекции:

$$V_L = \left( \frac{q_0 g \beta T_0 L^2}{\rho_0 h_0} \right)^{1/3}; \quad Q = \left( \frac{q_0}{\rho_0 h_0} \right)^{1/3} \left( \frac{L}{g \beta T_0} \right)^{1/3}; \quad \tau = \left( \frac{\rho_0 h_0 L}{q_0 g \beta T_0} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Р а з в и т а я конвекция наблюдается при  $Re \geq 1$  и описывается уравнением неразрывности (2а) вместе с системой двух уравнений переноса (2б), (2в) с учетом ( $Re, Pe \sim 1$ ) либо без учета ( $Re, Pe \gg 1$ ) вязкости и теплопроводности. В этом режиме конвекции кроме параметра удлинения  $r_0/L$  имеются еще два параметра подобия: число Рейнольдса  $Re = (Gr)^{1/2} (r_0/L)^2$  (где  $Gr = g \beta T_0 Q L^3/\nu^2$  – число Грассгофа) и число Прандтля  $Pr = \nu/\chi$  (или число Пекле  $Pe = PrRe$ ).

В случае малых чисел Рейнольдса  $Re \ll 1$  последний член в правой части уравнения (2б), описывающий напряжение трения, будет уравновешивать силу Архимеда, а инерционными членами можно пренебречь. Приравнивая силу Архимеда к напряжению трения  $QRe = Fr$ , получим для режима в я з к о й у м е р е н н о й конвекции следующие характерные величины:

$$V_L = \left( \frac{q_0 g \beta T_0 L r_0^2}{\rho_0 h_0 \nu} \right)^{1/2}; \quad Q = \left( \frac{q_0 \nu L}{r_0^2 \rho_0 h_0 g \beta T_0} \right)^{1/2}; \quad \tau = \frac{L}{V_L} = \left( \frac{\rho_0 h_0 L \nu}{q_0 g \beta T_0 r_0^2} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Далее рассмотрим режим умеренной вязкой конвекции в жидкостях с большими значениями числа Прандтля  $Pr \gg 1$ , такими, что числа Пекле  $Pe = RePr \geq 1$ . Такие ситуации исследовались экспериментально в [12–14] для кремнийорганических жидкостей ПЭС-1, ПЭС-4, ПМС-20, ПМС-1000. Некоторые численные решения для стационарного процесса приведены в [17]. Согласно уравнению сохранения энергии (2в) характерным временем процесса является  $\tau$ , описываемое соотношением (5). Скорость конвекции согласно уравнению (2б) в каждый момент времени  $t \sim \tau$

устанавливается за более короткое «вязкое» время  $\tau_v = r_0^2/\nu \ll \tau$ . В итоге вместо (2) имеем следующую систему:

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0; \quad (6a)$$

$$\Delta' v = -T_1; \quad (6б)$$

$$\frac{d}{dt} T_1 = I + \frac{1}{\operatorname{Pe}} \Delta' T_1. \quad (6в)$$

Параметрами подобия задачи являются  $r_0/L$  и число Пекле  $\operatorname{Pe} = Ur_0/\chi = g\beta T_0 Q r_0^4 / \nu \chi L \equiv \operatorname{Ra}(r_0/L)^4$ , где  $\operatorname{Ra} = g\beta T_0 Q L^3 / \nu \chi$  – число Рэлея [18]. Можно убедиться в том, что разные числа Рейнольдса, построенные по разным характерным скоростям из соотношений (4), (5) для сильной и умеренной конвекции, выражаются через одну и ту же величину – тепловой комплекс  $A$ , использовавшийся в [5, 15]:

$$\operatorname{Re}_{\text{invisc}} = A^{1/3}; \quad \operatorname{Re}_{\text{visc}} = A^{1/2}; \quad A = \frac{q_0 g \beta T_0 r_0^6}{\rho_0 h_0 L \nu^3}. \quad (7)$$

Параметр  $A$  включает в себя величины, характеризующие пучок и среду. Условие  $A \geq 1$  определяет режимы сильной конвекции со слабой, умеренной или сильной теплопроводностью в зависимости от значения числа Прандтля (или вещества среды распространения). Условие  $A \ll 1$  задает режимы умеренной (вязкой) конвекции со слабой, умеренной или сильной теплопроводностью в зависимости от числа Прандтля.

Перейдем к функциям тока  $\psi$  и завихренности  $\omega$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad \boldsymbol{\Omega} = \operatorname{rot} \mathbf{V} = (0, 0, \omega); \quad \omega = \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right). \quad (8)$$

Уравнение неразрывности обращается в тождество, а связь завихренности с компонентами скорости (8) дает уравнение Пуассона для функции тока  $\psi$ . В режиме умеренной конвекции из (6) получим следующую систему для безразмерных функций  $\psi$ ,  $\omega$ ,  $T_1$ :

$$\Delta' \psi = -\omega; \quad (9a)$$

$$\Delta' \omega = -\frac{\partial T_1}{\partial x}; \quad (9б)$$

$$\frac{d}{dt} T_1 = I + \frac{1}{\operatorname{Pe}} \Delta' T_1. \quad (9в)$$

Для режима развитой конвекции система уравнений аналогична приведенной в [9]. Эволюционное уравнение (9в) решалось, как и в случае горизонтального лазерного пучка [9], с помощью конечно-разностной схемы Мак-Кормака (McCormack) [19] второго порядка аппроксимации. Уравнения Пуассона (9а), (9б), а также уравнение параксиальной оптики (3) решались с помощью разложения искоемых функций в ряды Фурье [20, 21], причем погрешность аппроксимации была не ниже второго порядка. Для скоростей на границах расчетной области задавались условия непротекания и прилипания, а температура на границах рассматриваемого объема полагалась равной первоначальной:

$$(u, v, T_1)|_{x=\mp L/2; y=\mp L/2} = 0. \quad (10)$$

При вычислениях в процедуре обезразмеривания (5) приняли в качестве вертикального характерного размера  $L = r_0$ . При этом лапласиан в уравнениях Пуассона принимает обычный вид  $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ . Параметром несоразмерности (удлинения)  $r_0/L$  становится обратная величина от обезразмеренной длины трассы (высота сосуда)  $1/L_y$ . Другой параметр подобия, число Пекле и характерные время, скорость и масштаб увеличения температуры становятся равными:

$$\operatorname{Pe}' = \operatorname{Pe}(r_0/L)^{1/2}, \quad \tau' = \tau(r_0/L)^{1/2}, \quad V_L' = V_L(r_0/L)^{1/2}, \quad Q' = Q(r_0/L)^{1/2}.$$

В уравнении оптики (3) параметры подобия преобразуются следующим образом:

$$F' = F(L/r_0); \quad N'_\alpha = N_\alpha(r_0/L); \quad N' = N(r_0/L)^{5/2}.$$

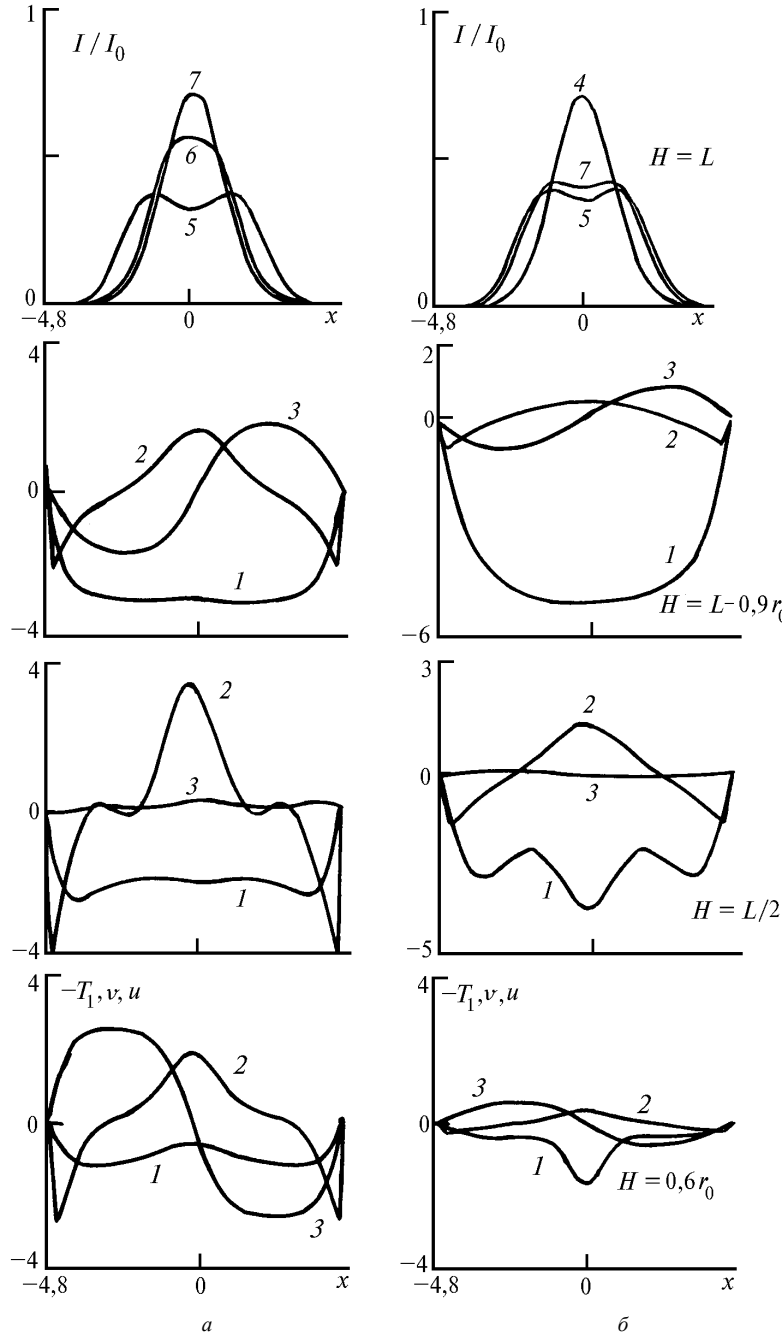


Рис. 1. Распределение по поперечной координате  $x$  безразмерных возмущений температуры  $T_1$  (кривые 1) и компонент скорости  $v = v_{\text{физ}}/V'_L$  (2),  $u = u_{\text{физ}}/U'_L$  (3) в момент времени  $t/\tau' = 20$  для режимов сильной (а) и умеренной (б) конвекции на дне (высота  $H = y - y_0 = 0,6r_0$ ; нижний ряд графиков), в середине ( $H = L_y/2$ ;  $y = 0$ ; второй ряд) иверху рассматриваемого объема ( $H = L - 0,9r_0$ ;  $y = L/2 - 3\Delta y$ ; третий ряд). В верхнем ряду – обезразмеренная интенсивность пучка  $I(x)$  в конце трассы ( $H = L$ ;  $y = L_y/2$ ) в моменты времени;  $t/\tau' = 0$  (кривые 4); 4 (5); 12 (6); 20 (7). Параметры подобия:  $r_0/L = 0,104$ ;  $Re' = 15$ ;  $F = 1,04$ ;  $N = 3,19$ ;  $N_\alpha = 0,0104$ ; а) число Рейнольдса  $Re' = 20,8$  ( $Pr = 0,72$ ); б)  $Re \ll 1$ . Размеры расчетной области:  $L_x = 9,6 = L_y$ , число узлов –  $N_x = 64$ ;  $N_y = 32$

Аналогично для режима развитой конвекции в случае замены характерной длины трассы  $L$  на величину  $r_0$  получим:

$$Pe' = Pe(r_0/L)^{1/3}; \quad Q' = Q(r_0/L)^{1/3}; \quad V_L' = V_L(r_0/L)^{2/3};$$

$$U' = U_L(r_0/L)^{5/3}; \quad \tau' = \tau(r_0/L)^{1/3}; \quad F' = F(L/r_0);$$

$$N'_\alpha = N_\alpha(r_0/L); \quad N' = N(r_0/L)^{7/3}.$$

Результаты расчетов представлены на рис. 1–4. Приведенные на рис. 1, а, б графики позволяют сопоставить режимы сильной ( $Re \geq 1$ ) и умеренной ( $Re \ll 1$ ) конвекции в условиях самовоздействия  $N = 3, 19$  и дифракции пучка  $F = 1,04$ . Обе компоненты скорости  $u, v$  существенно больше в варианте а) развитой конвекции по сравнению с вариантом б) вязкой конвекции. Профиль скорости  $v(x)$  по форме ближе к профилю распределения интенсивности в случае развитой конвекции и более размыт действием вязкости в режиме умеренной конвекции. Перемешивание в режиме развитой конвекции приводит к сглаживанию температурного профиля и к заметному уменьшению теплового расплывания пучка к моменту квазиустановления  $t/\tau' = 20$  по сравнению с моментами неустановившегося течения  $t/\tau' = 4; 12$ . Как показывают результаты рис. 2, в каждом из сопоставляемых режимов конвекции в начальный интервал происходит рост скорости и температуры среды.

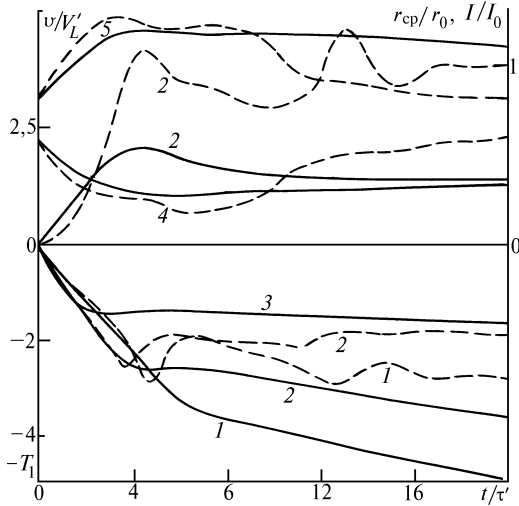


Рис. 2. Изменения во времени скорости конвекции  $v$  (кривые 2), температуры  $T_1$  (1, 2, 3), интенсивности  $I(x=0)$  (кривые 4) и среднего радиуса пучка  $r_{cp}$  (кривая 5) в конце трассы  $H=L$  для вариантов умеренной (сплошные кривые) и сильной конвекции (пунктир) на уровнях  $H=0,6r_0$  (1),  $H=L/2$  (2),  $H=L-0,9r_0$  (3),  $H=L$  (4; 5). Параметры подобия и расчетной сетки – см. подписи к рис. 1

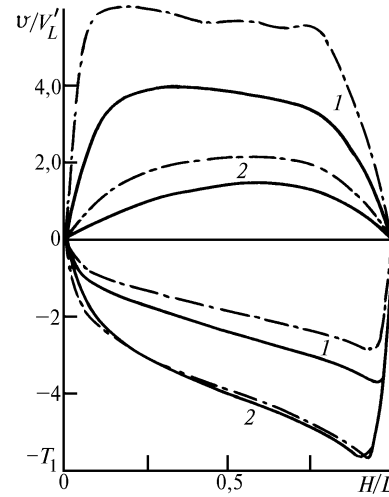


Рис. 3. Распределение по высоте  $H$  скорости  $v(x=0)$  и температуры  $T_1(x=0)$  в случае сильной (кривые 1) и умеренной (2) конвекции в момент времени  $t/\tau' = 20$ . Параметры подобия:  $Pe' = 15$ ;  $N = 3, 19$ ;  $N_\alpha = 0,0104$ ;  $F = 1,04$ ;  $r_0/L = 0,104$  (сплошные кривые),  $r_0/L = 0,052$  (штрихпунктир). Расчетная сетка:  $L_x = 9,6$  ( $N_x = 64$ ;  $\Delta x = 0,15$ ),  $L_y = 9,6$  ( $N_y = 32$ ;  $\Delta y = 0,3$  – сплошные кривые) и  $19,2$  ( $N_y = 32$ ;  $\Delta y = 0,6$  – штрихпунктир)

К моменту времени  $t/\tau' = 4$  в середине и в большей части рассматриваемого объема поглощающей среды, исключая малые области в придонной и (или) верхней части сосуда, достигается локальный максимум возмущений. В дальнейшем темп и амплитуда изменений скорости, плотности (температуры) среды, интенсивности и среднего радиуса пучка существенно снижаются. Происходит медленное квазиустановление параметров среды и пучка. При заданных краевых условиях полного установления нет в рассматриваемом ограниченном, хотя и достаточно большом объеме  $L_x \times L_y = 9,6 \times 9,6$  на протяженных интервалах времени  $t/\tau' = 20 \div 40$ .

На рис. 2 видны тенденции к медленному увеличению температуры в режиме умеренной (вязкой) конвекции и к увеличению скорости в режиме сильной (развитой) конвекции. Обе тенденции сохраняются и в последующие моменты времени. Наблюдается квазиустановление скорости в режиме умеренной конвекции и квазиустановление температуры в режиме развитой конвекции с колебаниями в несколько процентов около среднего значения. Возмущения температуры (плотности) на оси симметрии  $x = 0$  в начальный интервал времени для обоих режимов максимальны в придонной области. К моменту  $t/\tau' = 4$  максимум возмущений температуры поднимается выше середины высоты, далее приближается к верхней границе рассматриваемого объекта (к

моменту времени  $t/\tau' \geq 8$ ) и остается вблизи нее во все последующие моменты времени для режимов сильной и умеренной конвекции (рис. 3). Такова динамика изменения профиля температуры по высоте и для случая теплоизолированной верхней границы  $(\partial T/\partial y)|_{y=L,2} = 0$ .

Качественно различается динамика развития скорости конвекции  $v(y)$  в двух рассматриваемых режимах. В режиме умеренной конвекции максимум скорости вначале расположен ниже середины высоты сосуда, к моменту  $t/\tau' = 4$  – смещается в сечение выше середины  $y > 0$  и остается вблизи этой высоты  $H > L/2$  в последующие моменты времени (см. рис. 3). В режиме развитой конвекции вначале максимум распределения скорости по высоте  $v(y)$  расположен вблизи дна сосуда, после момента  $t/\tau' > 4$  вблизи или чуть выше середины высоты (в зависимости от параметров задачи, в частности от геометрических размеров сосуда), в последующие моменты  $t/\tau' \geq 12$  – ниже середины  $y = 0$ .

Увеличение относительной высоты сосуда  $L/r_0$ , как показывают результаты рис. 3 (штрихпунктир), приводит к увеличению скорости конвекции в режимах сильной и умеренной конвекции и к относительному уменьшению возмущений температуры в режиме сильной конвекции. В режиме умеренной вязкой конвекции температура практически не меняется. Форма распределения по высоте скорости  $v(y)$  и температуры  $T_1(y)$  изменяется очень слабо при увеличении относительной высоты объема  $L/r_0$  и неизменных других параметров задачи. Изме-

нения среднего радиуса пучка  $r_{cp}/r_0 = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} x^2 I(x, y, t) dx / W}$  (где  $W = \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, t) dx$  – обезразмеренная функция полной мощности) при увеличении высоты сосуда в два раза составили 0,5 и 5,9% (в моменты времени  $t/\tau' = 4$  и 20) для варианта (рис. 1, а) сильной конвекции и 9,5 и 5,7% ( $t/\tau' = 4; 20$ ) для варианта (рис. 1, б) умеренной конвекции.

На рис. 4, а, б представлены результаты исследования возмущений пучка в условиях от слабого до сильного самовоздействия ( $N = 0-3,19$ ) при различных значениях числа Френеля  $F = 1 \div 7$ . В вакууме интенсивность плоского гауссова пучка на оси  $x = 0$  изменяется вдоль траектории  $z \equiv H$  согласно выражению:  $I/I_0 = 1/\sqrt{1 + (z/LF)^2}$ . При  $F \approx 1$  интенсивность убывает приблизительно на 30% в вакууме и более чем на 60% при наличии саморефракции в свободно конвективном потоке в режиме умеренной конвекции (см. рис. 1, б).

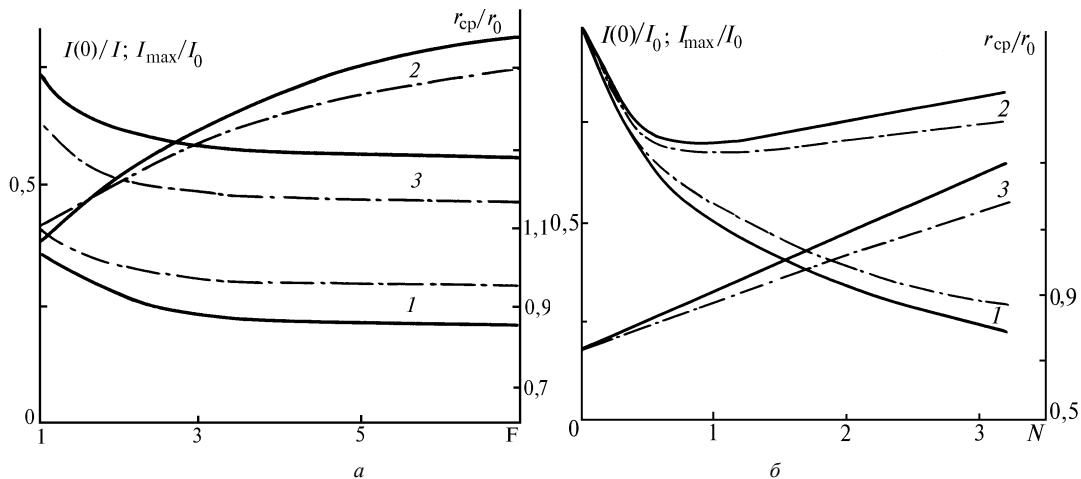


Рис. 4. Зависимости интенсивности в центре пучка  $I(x=0)$  (кривые 1), ее максимального значения  $I_{max}$  (кривые 2) и среднего радиуса пучка  $r_{cp}$  (кривые 3): а) от числа Френеля  $F$  (при  $N = 3,19$ ); б) от параметра теплового самовоздействия  $N$  (при  $F = 7$ ), – в конце трассы  $H = L$  в моменты времени  $t/\tau' = 4$  (сплошные кривые) и  $t/\tau' = 20$  (штрихпунктир) при  $N_a = 0$ ;  $Pe' = 15$ ;  $r_0/L = 0,104$ . Расчетная сетка:  $N_x = 64$ ;  $N_y = 32$ ;  $\Delta x = 0,15$ ;  $\Delta y = 0,3$ ;  $L_x = 9,6 = L_y$ .

При увеличении числа Френеля  $F = 2; 3; 5; 7$  (см. рис. 4, а) вместо куполообразного распределения интенсивности в результате теплового самовоздействия образуется кольцевое распределение с углубляющимся провалом интенсивности в центре. Максимум интенсивности при  $F > 3$  располагается по кольцу на расстоянии чуть больше экспоненциального радиуса. Наибольшее отличие между значением интенсивности в центре провала и на кольце наблюдается в момент

$t/\tau' \approx 4$ . При  $F > 5$  значение интенсивности  $I$  в центре, средний радиус пучка и средняя интенсивность  $I_{cp}(y, t)/I_0 = Wr_0/r_{cp}\sqrt{\pi}$  остаются неизменными. При  $F = 1$  провал слабо выражен даже в момент ( $t/\tau' \approx 4$ ) максимальных возмущений среды и пучка и при  $F < 1$  исчезает совсем.

Изменение параметров теплового самовоздействия  $N$  в условиях дифракционного расплывания при  $F \approx 1$  приводит, в основном, к дополнительному расширению пучка. Изменение параметра теплового самовоздействия  $N$  при достаточных больших значениях числа Френеля  $F = 5 \div 7$  влияет не только на форму распределения интенсивности, как показано на рис. 4, б, но и на средние характеристики.

При малых значениях  $N = 0,25$  образуется заметный провал интенсивности в центре порядка нескольких процентов, который вырастает до величины более 70% при  $N = 3,19$ . Отметим, что средний радиус растет по линейному закону с ростом  $N$  в рассматриваемом диапазоне. Напомним, что для первоначально коллимированного пучка (в настоящей работе) и малого параметра поглощения  $N_\alpha \approx 0$  параметр  $N$  тождественно равен фактору теплового самовоздействия  $B_2(z)$  [22, 23], который в общем случае описывает многочастотные пучки переменного радиуса. В [24] приведены данные, показывающие линейную зависимость среднего радиуса горизонтального пучка в условиях гравитационной конвекции от фактора  $B_2(z)$  и от параметра  $N$  в частности. В данной работе показана линейная зависимость  $r_{cp}(N)$  в вертикальном лазерном пучке.

Итак, на основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Режим свободной конвекции в вертикальном лазерном пучке определяется величиной теплового комплекса  $A = \alpha_0 I_0 g \beta T_0 r_0^6 / (\rho_0 h_0 v^3 L)$ . При  $A \geq 1$  ( $Re = A^{1/3}$ ) реализуется режим развистой сильной конвекции; при  $A \ll 1$  ( $Re = A^{1/2}$ ) – режим умеренной вязкой конвекции.

2. Параметрами подобия являются параметр удлинения  $r_0/L$ , а также: а) в режиме сильной конвекции – число Рейнольдса  $Re = (Gr)^{1/2} (r_0/L)^2$  и число Прандтля; б) в режиме умеренной конвекции – число Пекле, которое пропорционально числу Рэлея:  $Pe \equiv Ra(r_0/L)^4 = g \beta T_0 Q r_0^4 / \nu \chi L$ .

3. Профили распределения по вертикали гидродинамических величин и средний радиус пучка в конце трассы слабо изменяются при росте относительной высоты  $L_y = L/r_0 = 9,6 \div 19,2$  и неизменных других параметрах подобия.

4. Тепловое самовоздействие пучка с первоначально куполообразным распределением приводит к образованию провала интенсивности в центре, углубляющегося с ростом числа Френеля  $F$  и с увеличением параметра самовоздействия  $N$ .

5. Средний радиус вертикального лазерного пучка в режиме умеренной вязкой конвекции растет по линейному закону с увеличением параметра теплового самовоздействия  $N$ .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-00453).

- Whinnery J. R., Miller D. T., Dabby F. // IEEE J. Quantum. Electronics. 1967. V. QE-3. N 9. P. 382–383.
- Smith D. F. // IEEE J. Quantum. Electronics. 1969. V. QE-5. N 12. P. 600–607.
- Петрищев В. А., Шеронова Н. М., Яшин В. Е. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1975. Т. 18. N 7. С. 963–974.
- Bissonnette L. R. // Appl. Optics. 1973. V. 12. N. 4. P. 719–728.
- Герасимов Б. П., Гордиенко В. М., Сухоруков А. П. // ЖТФ. 1975. Т. 45. N 12. С. 2485–2493.
- Петрищев В. А., Пискунова Л. В., Таланов В. И., Эрм Р. Э. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. N 2. С. 161–171.
- Черткова И. А., Чесноков С. С. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 2. С. 123–129.
- Лукин В. П., Фортес Б. В. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 12. С. 1307–1311.
- Кучеров А. Н. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 12. С. 1519–1527.
- Chodzko R. A., Lin S. C. // AIAA J. 1971. V. 9. N 6. P. 1105–1112.
- Shuster J. P., Li W. O., McLean W. J. // AIAA Paper. N. 80–1522. AIAA 15-th Thermophysics Conference. Snowmass, Colorado, 1980.
- Зуев В. И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. N 2. С. 394–396.
- Зуев В. И. // ИФЖ. 1986. Т. 51. N 4. С. 584–586.
- Гуревич А. С., Зуев В. И. Экспериментальное исследование конвекции, наведенной мощным лазерным излучением. М., 1987. 40 с. (Препринт/ИФА АН СССР).
- Богатуров А. Н., Зуев В. И., Ольхов В. М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 8. С. 152–165.
- Герасимов Б. П., Гордиенко В. М., Калачинская И. С., Сухоруков А. П. Численное исследование фотоабсорбционной конвекции в вертикальной цилиндрической трубе. М. 1975. (Препринт/ИИП им. М. В. Келдыша АН СССР N. 63).
- Галич А. Е., Петрущенко В. А. // ИФЖ. 1994. Т. 66. N 5. С. 547–555.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

19. Peyret R., Taylor T.D. Computational Methods for Fluid Flow. N.Y.: Springer Verlag, 1983. Пейре Р., Тейлор Т. Вычислительные методы в задачах механики жидкости. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 352 с.
20. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. // Appl. Phys. 1976. V. 10. N. 2. P. 129–160.
21. Полежаев В.И., Бунэ А.В., Везуб Н.А. и др. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье–Стокса. М.: Наука, 1987. 271 с.
22. Кучеров А.Н., Макашев Н.К., Устинов Е.В. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1991. Т. 34. N 5. С. 528–535.
23. Кучеров А.Н., Макашев Н.К., Устинов Е.В. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1993. Т. 36. N 2. С. 135–142.
24. Кучеров А.Н., Макашев Н.К., Устинов Е.В. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 12. С. 1536–1542.

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ),  
Москва

Поступила в редакцию  
5 декабря 1995 г.

**A. N. Kuchero v. Vertical Laser Beam Propagation through the Free Convection Flow of Absorbing Medium.**

The two-dimensional vertical laser beam propagation through an absorbing medium is investigated. The optical beam is considered in the paraxial approximation of the wave theory. The gravitational convection of medium is treated for Boussinesq equations. The comparison is made of strong (developed) convection regime and moderate (viscous) one. The profiles of intensity, velocity and temperature are demonstrated for bottom, middle and top sections of the absorbing medium volume under consideration. The effect of diffraction and thermal blooming on the laser beam propagation under transient moderate (viscous) free convection regime is investigated.