

УДК 669.86:536.21

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОЙ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ОБЛАСТИ С ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

Г. В. Кузнецов, М. А. Шеремет*

Томский политехнический университет, 634050 Томск

* Томский государственный университет, 634050 Томск

E-mail: Michael-sher@yandex.ru

Проведено численное моделирование сопряженного конвективно-кондуктивного теплопереноса в прямоугольной области при наличии вынужденного течения и источника тепловыделения. Получены распределения тепловых и гидродинамических характеристик особенностей исследуемых режимов течения. Показана эволюция анализируемого процесса.

Ключевые слова: сопряженный теплоперенос, смешанная конвекция, локально сосредоточенный источник тепловыделения, прямоугольная область, ламинарный режим течения.

Введение. Совместный анализ конвекции в газовой полости и кондуктивного теплопереноса в элементах твердого материала имеет большое теоретическое [1, 2] и прикладное [3–13] значение. В настоящее время интерес к этой проблеме существенно возрос [2–13], что обусловлено возможностью применения теории сопряженного теплообмена в современных и перспективных технологических системах. Получены результаты, характеризующие особенности различных режимов течений и конфигураций областей решения. Так, в [1] рассмотрен класс сопряженных задач конвективного теплопереноса (простая геометрия, внешние граничные условия преимущественно первого и второго рода), проанализированы условия, при которых сопряженная постановка является наиболее корректной, выявлены существенные особенности такого класса задач. Большое внимание уделено проблеме постановки сопряженных задач. Численному моделированию естественной конвекции в замкнутой квадратной области с теплопроводными стенками конечной толщины посвящена работа [2]. Полученные результаты свидетельствуют о существенном изменении термогидродинамических параметров по сравнению с аналогичными параметрами в случае несопряженной постановки. В [3] на основе метода конечных разностей проведен анализ сопряженного теплопереноса в окне с двойным остеклением (рассматривается теплопроводность только в одном направлении). Определены оптимальные значения толщины воздушной прослойки между слоями остекления в окне для климатических условий различных зон, проанализировано влияние условий теплообмена на границах на термогидродинамическое состояние исследуемого объекта. В [4] исследован сопряженный теплоперенос в полностью сформировавшемся ламинарном течении в канале, обогреваемом по внешнему контуру. Рассматривался канал со стенками из карбида кремния, в котором находились жидкие металлы (литий и натрий). Проанализированы случаи течения сре-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-02-98006 конкурс р_объ_а) и администрации Томской области.

ды в канале с постоянными теплофизическими свойствами и свойствами, зависящими от температуры. Получены характерные распределения температур и термических напряжений. В [5] численно исследовалась естественная конвекция в замкнутой прямоугольной области, заполненной жидкостью, обтекающей несколько равномерно распределенных теплопроводных блоков. Область решения является аналогом как для жилых помещений, так и для типичных элементов радиоэлектронной аппаратуры. Определено влияние количества блоков и их размеров на процесс теплопереноса в полости. Изучению сопряженного теплопереноса в полукрытых кавернах (солнечные коллекторы, геотермальные резервуары, электронные чипы), где одна из стенок конечной толщины подвержена воздействию теплового потока, а другие стенки теплоизолированы, посвящена работа [6]. Получены распределения тепловых и гидродинамических параметров при различных значениях числа Рэлея и угла наклона полости к горизонту. В [7, 8] исследовалось влияние теплопроводного твердого тела, находящегося в центре газовой полости, на процесс теплопереноса. Установлено, что наличие теплопроводного препятствия приводит к снижению эффективности конвективного теплопереноса, характеризующегося средним числом Нуссельта. Численное моделирование турбулентного течения и сопряженного теплопереноса в кольцевом зазоре с движущимся нагретым внутренним стержнем выполнено в [9]. Проанализировано влияние геометрических параметров области решения и определяющих безразмерных комплексов на режимы течения и теплообмена. В [10] предложена модель теплового состояния микроканала, используемого для теплоотвода в блоках электронной аппаратуры. Установлено, что вследствие влияния термических напряжений, вызванных большими градиентами температуры на входе в канал, возможно нарушение процесса теплоотвода.

Целью рассмотренных выше работ является выделение закономерностей сопряженного теплопереноса: определение степени взаимовлияния конвекции в полости и теплопроводности в твердой стенке; оценка влияния вынужденных и естественных течений на интенсификацию кондуктивного теплопереноса; обнаружение взаимодействия естественной конвекции (вследствие динамики кондуктивного теплопереноса в элементах твердого материала) и вынужденных течений; определение роли внешнего гидродинамического источника в формировании различных режимов течения и теплообмена. Наиболее интересным представляется исследование эволюции сопряженного теплопереноса — зарождения свободноконвективных течений за счет присутствия градиента температуры внутри газовой полости и (или) кондуктивной теплопередачи в твердой стенке, взаимодействия вынужденных и естественных конвективных течений в условиях достаточно большой тепловой инерционности материалов твердых стенок, формирования некоторого стационарного или квазистационарного режима течения.

Целью настоящей работы является математическое моделирование смешанной конвекции газа в прямоугольной области при наличии твердых стенок конечной толщины в условиях конвективно-радиационного теплообмена с внешней средой на одной из границ.

Математическая модель. Рассматривается краевая задача нестационарного сопряженного теплопереноса для области, представленной на рис. 1. Исследуемый объект состоит из пяти прямоугольников, имеющих разные размеры и различные теплофизические характеристики. Температура источника тепловыделения остается постоянной в течение всего процесса. Горизонтальные стенки ($y = 0$, $y = L_y$) и вертикальная стенка ($x = L_x$) конечной толщины, образующие газовую полость, предполагаются теплоизолированными с внешней стороны. На внешней границе $x = 0$ моделируется конвективно-радиационный теплообмен с окружающей средой. Горизонтальная составляющая скорости во входном отверстии задается постоянной, при этом вертикальная составляющая приравняется к нулю. На выходе из полости задаются условия симметрии в продольном направлении потока газа.

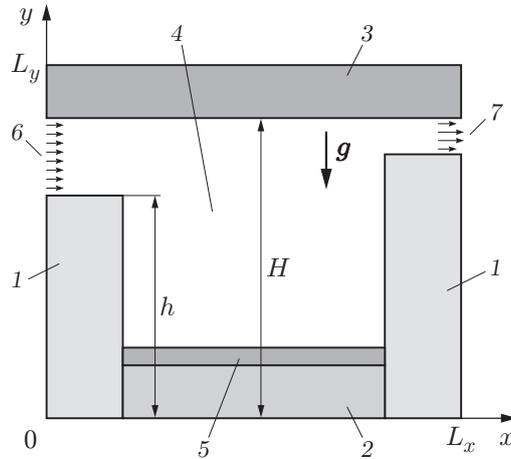


Рис. 1. Область решения рассматриваемой задачи:

1, 2, 3 — элементы твердого материала; 4 — газовая полость; 5 — источник тепловыделения; 6 — входное отверстие; 7 — выходное отверстие

Принимается, что теплофизические свойства элементов твердого материала и газа не зависят от температуры, а режим течения является ламинарным. Газ считается ньютоновской жидкостью, несжимаемой и удовлетворяющей приближению Буссинеска.

Процесс переноса тепла в рассматриваемой области (см. рис. 1) описывается системой нестационарных двумерных уравнений конвекции в приближении Буссинеска для газовой полости [14, 15] и нестационарным двумерным уравнением теплопроводности для элементов твердого материала [16] с нелинейными граничными условиями. Теплообмен за счет излучения от источника тепловыделения и между стенками полагается пренебрежимо малым по сравнению с конвективным теплообменом, газ — абсолютно прозрачным для теплового излучения.

Математическая модель сформулирована в безразмерных переменных функция тока — завихренность — температура.

В качестве масштаба расстояния выбрана длина области решения по оси x . Система уравнений приводится к безразмерному виду с использованием следующих соотношений: $X = x/L_x$, $Y = y/L_x$, $\tau = t/t_0$, $U = u/V_{in}$, $V = v/V_{in}$, $\Theta = (T - T_0)/\Delta T$, $\Psi = \psi/\psi_0$, $\Omega = \omega/\omega_0$ при $\Delta T = T_{hs} - T_0$, $\psi_0 = V_{in}L_x$, $\omega_0 = V_{in}/L_x$. Здесь x, y — координаты декартовой системы координат; X, Y — безразмерные координаты, соответствующие координатам x, y ; t — время; t_0 — масштаб времени; τ — безразмерное время; u, v — проекции скорости на оси x, y соответственно; U, V — безразмерные скорости, соответствующие скоростям u, v ; V_{in} — масштаб скорости (скорость потока на входе в полость); Θ — безразмерная температура; T_0 — начальная температура в области решения; T_{hs} — температура на поверхности источника тепловыделения; ψ — функция тока; ψ_0 — масштаб функции тока; Ψ — безразмерный аналог функции тока; ω — вихрь скорости; ω_0 — масштаб вихря скорости; Ω — безразмерный аналог вихря скорости.

Ниже приведены безразмерные уравнения сопряженного теплопереноса:

— для газа

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Omega}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}} \Delta \Omega + \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} \frac{\partial \Theta}{\partial X}; \quad (1)$$

$$\Delta \Psi = -\Omega; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Theta}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \Delta \Theta; \quad (3)$$

— для элементов твердого материала

$$\frac{1}{\text{Fo}_i} \frac{\partial \Theta_i}{\partial \tau} = \Delta \Theta_i, \quad i = \overline{1, 3}. \quad (4)$$

Здесь $\text{Re} = V_{in} L_x / \nu$ — число Рейнольдса; $\text{Gr} = g_y \beta \Delta T L_x^3 / \nu^2$ — число Грасгофа; β — температурный коэффициент объемного расширения; g_y — проекция ускорения свободного падения на ось y ($g_x = 0$); ν — кинематическая вязкость; $\text{Pr} = \nu / a$ — число Прандтля; $\text{Fo}_i = a_i t_0 / L_x^2$ — число Фурье, соответствующее i -й подобласти; a_i — теплопроводность i -й подобласти; $\Delta = \partial^2 / \partial X^2 + \partial^2 / \partial Y^2$ — оператор Лапласа.

Для сформулированной задачи (1)–(4) начальные условия имеют вид

$$\Psi(X, Y, 0) = 0, \quad \Omega(X, Y, 0) = 0, \quad \Theta(X, Y, 0) = 0.$$

На источнике тепловыделения в течение всего процесса $\Theta = 1$.

Кроме того, задаются следующие граничные условия:

1. На границе $X = 0$ выполняются условия, учитывающие теплообмен с внешней средой за счет конвекции и излучения:

$$\frac{\partial \Theta_i(X, Y, \tau)}{\partial X} = \text{Bi}_i \Theta_i(X, Y, \tau) + \text{Bi}_i \frac{T_0 - T_e}{T_{hs} - T_0} + Q_i$$

при

$$Q_i = N_i \left[\left(\Theta_i(X, Y, \tau) + \frac{T_0}{T_{hs} - T_0} \right)^4 - \left(\frac{T_e}{T_{hs} - T_0} \right)^4 \right]$$

($i = 1, 3, 4$ (см. рис. 1)).

2. На остальных внешних границах заданы условия теплоизоляции

$$\frac{\partial \Theta_i(X, Y, \tau)}{\partial X^k} = 0, \quad X^1 \equiv X, \quad X^2 \equiv Y, \quad i = \overline{1, 3}.$$

3. На всех участках области решения, где контактируют материалы с различными теплофизическими характеристиками, выполняются условия четвертого рода

$$\Theta_i = \Theta_j, \quad \frac{\partial \Theta_i}{\partial X^k} = \lambda_{j,i} \frac{\partial \Theta_j}{\partial X^k}, \quad i, j = \overline{1, 4}, \quad i \neq j, \quad k = 1, 2.$$

4. На входе в полость для уравнения энергии задаются условия третьего рода, для функции тока и для завихренности — условия

$$\Psi = Y - h/L_x, \quad \Omega = 0.$$

5. На выходе из полости выполняется условие

$$\frac{\partial \Psi}{\partial X} = \frac{\partial \Omega}{\partial X} = \frac{\partial \Theta}{\partial X} = 0.$$

6. На границах твердого материала и жидкости, параллельных осям OX , OY (за исключением границы $Y = H/L_x$) ставятся условия

$$\Psi = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial Y(\partial X)} = 0, \quad \Theta_1 = \Theta_4, \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y(\partial X)} = \lambda_{4,1} \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y(\partial X)}.$$

7. На границе $Y = H/L_x$ выполняются условия

$$\Psi = \frac{H - h}{L_x}, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \quad \Theta_3 = \Theta_4, \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = \lambda_{4,3} \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y}.$$

Граничное условие 7 получается из условия для скорости на входе в полость. Поскольку при $X = 0$ $U = 1$, $V = 0$, с учетом $U = \partial\Psi/\partial Y$ получаем

$$\Psi = \left(\int_{h/L_x}^Y U dY \right)_{U=1} = Y - \frac{h}{L_x},$$

а так как на верхней стенке выполняется условие $Y = H/L_x$, то $\Psi = (H - h)/L_x$.

В условиях 1–7 $Bi_i = \alpha L_x / \lambda_i$ — число Био, соответствующее i -й подобласти; α — коэффициент теплообмена между внешней средой и рассматриваемой областью решения; T_e — температура окружающей среды; $N_i = \varepsilon \sigma L_x (\Delta T)^3 / \lambda_i$ — число Старка, соответствующее i -й подобласти; ε — приведенная степень черноты; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $\lambda_{ij} = \lambda_i / \lambda_j$ — относительная теплопроводность; λ_i — теплопроводность i -й подобласти.

Задача (1)–(4) с соответствующими граничными и начальными условиями решена методом конечных разностей [17, 18]. Применялась равномерная разностная сетка, в которой на элементы твердого материала приходилось не менее 20 узлов и на газовую полость — не менее 100 узлов. Приведенные в работе результаты получены на сетке размером 200×200 .

Уравнения (1)–(4) решались последовательно, каждый временной шаг начинался с вычисления поля температуры как в газовой полости, так и в элементах твердого материала (уравнения (3), (4)), затем решалось уравнение Пуассона для функции тока (2), после чего определялись граничные условия для вектора завихренности с использованием формулы Вудса [17, 19] и решалось уравнение (1).

Для аппроксимации конвективных слагаемых в эволюционных уравнениях применялась монотонная схема Самарского [18] с учетом усреднения относительно U и $|U|$ (V и $|V|$), для того чтобы схема не зависела от знака скорости. Дискретизация диффузионных членов осуществлялась с помощью центральных конечных разностей. Для численного решения уравнений (1)–(4) применялась локально-одномерная схема Самарского [18], в которой решение двумерной системы сводится к последовательному решению методом прогонки одномерных систем как систем разностных уравнений с трехдиагональными матрицами. Для разрешения нелинейного граничного условия третьего рода использовался метод простой итерации. Применяемая локально-одномерная схема является абсолютно устойчивой, аппроксимация разностной схемой исходной дифференциальной задачи имеет порядок $O(\tau + h^2 + l^2)$ [18]. Уравнение Пуассона (2) для функции тока решалось на каждом шаге по времени методом установления [17].

Используемый метод решения протестирован на ряде модельных задач как свободноконвективного теплопереноса, так и сопряженного теплообмена. Сопоставление полученных результатов с результатами работ [20, 21] показало, что они достаточно хорошо согласуются.

Результаты численного моделирования. Численные исследования краевой задачи (1)–(4) с соответствующими начальными и граничными условиями проведены при следующих значениях безразмерных комплексов, характеризующих типичные режимы сопряженной смешанной конвекции: $Re = 500, 1000$, $Gr = 10^6$, $Pr = 0,702$, $Bi_1 = 1,8$, $Bi_3 = 1,3$, $N_1 = 8,3 \cdot 10^{-5}$, $N_3 = 6 \cdot 10^{-5}$. В зависимости от материала твердого элемента критерий Фурье принимал следующие значения: $Fo_1 = 4,1 \cdot 10^{-5}$, $Fo_2 = 8,6 \cdot 10^{-6}$, $Fo_3 = 3,6 \cdot 10^{-5}$. Безразмерные определяющие температуры: $\Theta_e = -1$, $\Theta_{hs} = 1$, $\Theta_0 = 0$, значение температурного комплекса $T_0 / (T_{hs} - T_0) = 7,325$. Относительные теплопроводности на границах раздела сред принимали следующие значения: $\lambda_{4,1} = 0,037$, $\lambda_{4,3} = 0,026$, $\lambda_{2,1} = 0,36$.

Поскольку рассматриваемая задача сформулирована в безразмерных переменных, полученные результаты можно использовать при разработке различных технических

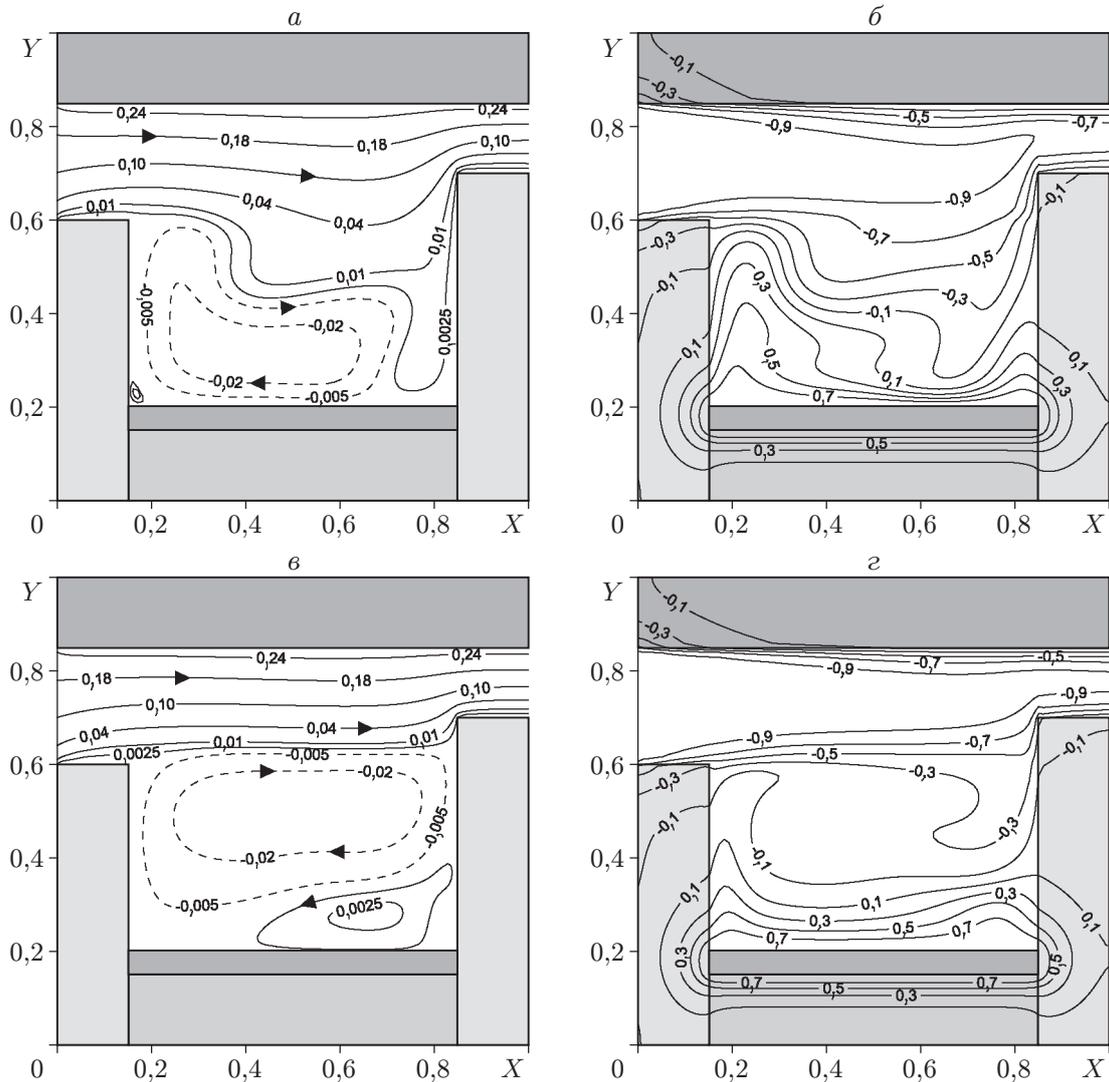


Рис. 2. Линии тока Ψ (*a*, *v*) и поля температуры Θ (*б*, *z*) при $Gr = 10^6$, $\tau = 100$ с учетом сил плавучести:
a, *б* — $Re = 500$; *v*, *z* — $Re = 1000$

устройств и аппаратуры в исследуемом диапазоне значений определяющих параметров, что ограничивает характерный размер объектов до $10^{-2} \div 10^{-1}$ м.

На рис. 2 представлены линии тока и поля температуры, соответствующие режиму смешанной конвекции при $\tau = 100$. Стрелками на линиях тока указано направление движения газа.

Рассматриваемый момент времени не является моментом, в который формируется стационарный режим течения, хотя при $Re = 1000$ устанавливается квазистационарный режим, поскольку с течением времени не происходит значительного изменения картины течения и теплопереноса. При $\tau = 100$, $Re = 500$ режим течения не является стационарным и оно продолжает эволюционировать, что можно объяснить малой скоростью внешнего течения и соответственно более интенсивным взаимодействием вынужденной и естественной конвекции.

При $Re = 500$ внутри газовой полости формируется конвективная ячейка, которая вследствие влияния вынужденного течения деформируется. Соответствующая конфигура-

ция линий тока определяется как скоростью внешнего течения, так и геометрией области. Высота правой стенки области больше, чем высота левой, что приводит к появлению вблизи правой стенки нисходящих потоков холодного газа. В угловых зонах газовой полости формируются вторичные рециркуляционные течения. Вынужденное течение достаточно интенсивно переносит холодные массы газа. Это приводит к интенсификации кондуктивного теплопереноса в элементах твердого материала. Распределение изотерм внутри газовой полости повторяет конфигурацию образовавшихся течений, что свидетельствует о взаимосвязи гидродинамики и теплообмена в задачах смешанной и естественной конвекции. Отсутствие симметрии температурного поля в левом и правом элементах твердого материала в области нагревателя обусловлено влиянием окружающей среды (конвекцией и излучением на границе $X = 0$).

Увеличение скорости вынужденного течения в два раза ($Re = 1000$) приводит к изменению как формы линий тока, так и поля температуры. Внутри газовой полости формируются две свободноконвективные ячейки. Основное циркуляционное течение занимает большую часть газовой полости над нагревателем. Причиной возникновения вторичного течения вблизи правой стенки является распространение от источника тепловыделения волны более высокой температуры. Распределение изотерм также изменяется. В результате взаимодействия двух тепловых пограничных слоев, расположенных вблизи левого и правого элементов твердого материала, в центре газовой полости формируется своеобразное кондуктивное ядро. При этом в случае $Re = 1000$ средняя температура газовой полости (от источника тепловыделения до нижней границы входного отверстия) выше, чем в случае $Re = 500$.

Проведен также анализ влияния сил плавучести на формирование анализируемых режимов течения. На рис. 3 представлены линии тока и поля температуры, соответствующие режиму вынужденной конвекции (краевая задача (1)–(4) с теми же краевыми условиями, но в уравнении диффузии вихря слагаемое, определяющее роль выталкивающей силы, равно нулю: $(Gr / Re^2) \partial\Theta / \partial X = 0$ при $\tau = 100$).

В режиме конвективного теплопереноса (рис. 3, а, б), соответствующем $Re = 500$, в газовой полости формируется только одна конвективная ячейка, что обусловлено гидродинамикой процесса. При этом вблизи правого элемента твердого материала нисходящие потоки отсутствуют. Поле температуры также отличается от распределения, полученного с учетом выталкивающей силы. Тепловой “факел” над источником тепловыделения является более однородным, чем в случае наличия выталкивающей силы, когда существенны нелинейные изменения конфигурации изотерм в области ($0,4 < X < 0,6$; $0,2 < Y < 0,4$).

Увеличение скорости внешнего вынужденного течения в два раза (рис. 3, в, г) приводит к формированию маломасштабного вторичного вихря в правом нижнем углу газовой полости, в то время как при наличии выталкивающей силы над источником энергии (см. рис. 2, в, г) формируется крупномасштабное рециркуляционное течение. В случае смешанной конвекции тепловой “факел” от источника тепла невысокий (см. рис. 2, в, г), в то время как в случае вынужденной конвекции он выше (см. рис. 3, в, г).

Указанные различия оказывают влияние на характер зависимости интегрального коэффициента теплообмена на границе $X = 0,85$ от числа Рейнольдса (рис. 4)

$$Nu_{avg} = \frac{1}{0,5} \int_{0,2}^{0,7} \left| \frac{\partial\Theta}{\partial X} \right|_{X=0,85} dY = f(Re).$$

Проведен анализ влияния нестационарности на распределения тепловых и гидродинамических характеристик с учетом сил плавучести (рис. 5) и без учета этих сил (рис. 6).

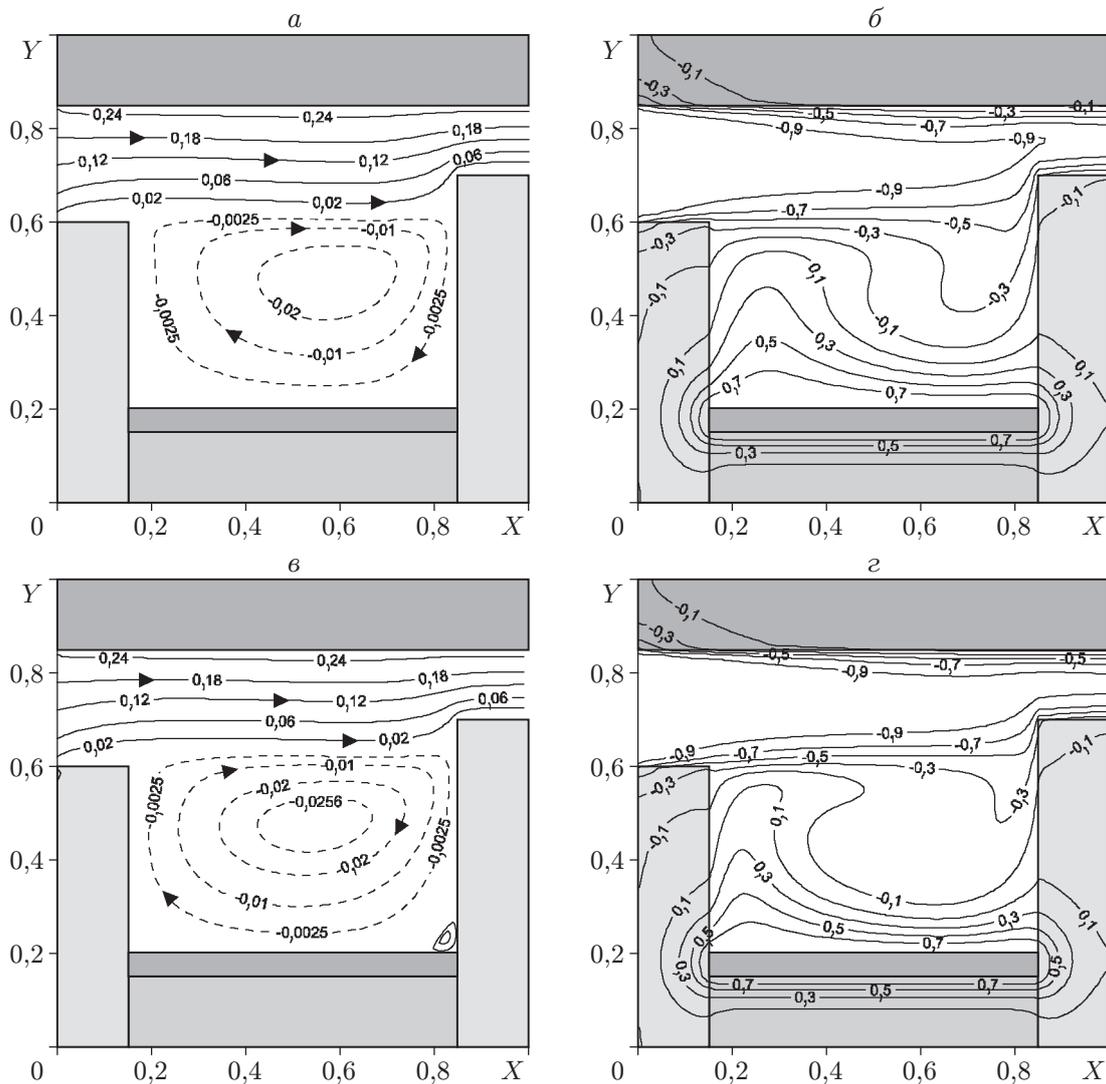


Рис. 3. Линии тока Ψ (а, в) и поля температуры Θ (б, г) при $Gr = 10^6$, $\tau = 100$ без учета сил плавучести:
а, б — $Re = 500$; в, г — $Re = 1000$

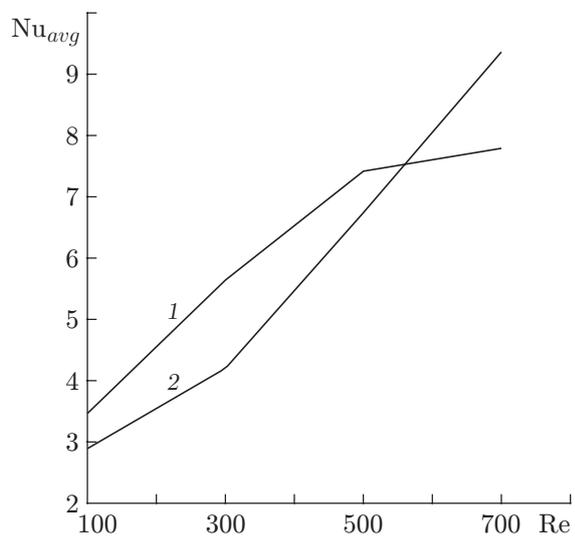


Рис. 4. Зависимость среднего числа Нуссельта на границе $X = 0,85$ от числа Рейнольдса при $Gr = 10^6$, $\tau = 100$:
1 — без учета сил плавучести, 2 — с учетом сил плавучести

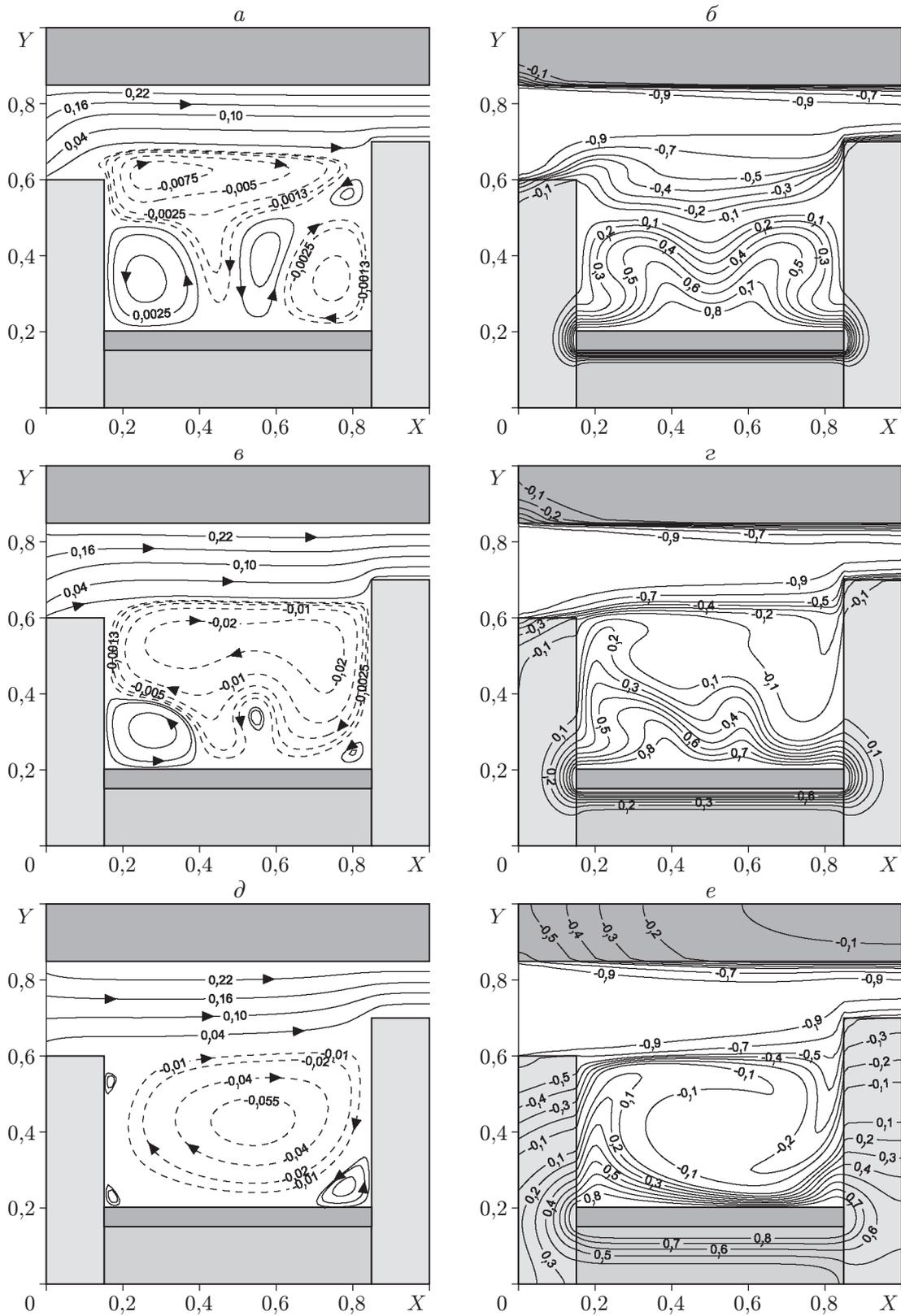


Рис. 5. Линии тока Ψ (*a*, *б*, *д*) и поля температуры Θ (*б*, *г*, *е*) при $Re = 1000$, $Gr = 10^6$ с учетом сил плавучести:
a, *б* — $\tau = 20$; *б*, *г* — $\tau = 60$; *д*, *е* — $\tau = 600$

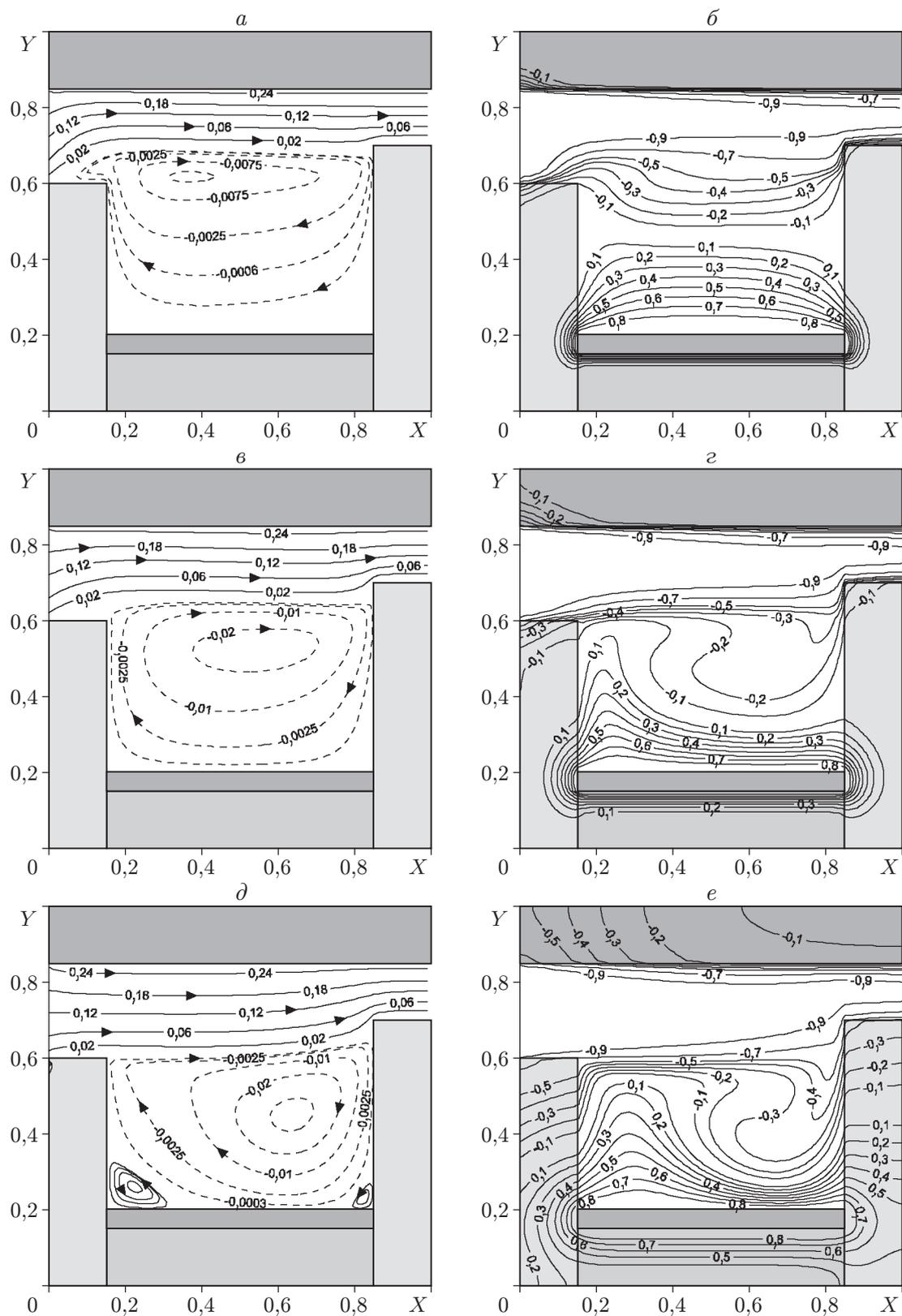


Рис. 6. Линии тока Ψ (а, в, д) и поля температуры Θ (б, г, е) при $Re = 1000$, $Gr = 10^6$ без учета сил плавучести:

а, б — $\tau = 20$; в, г — $\tau = 60$; д, е — $\tau = 600$

На рис. 5 представлены линии тока и поля температуры, соответствующие режиму течения $Re = 1000$, $Gr = 10^6$, в различные моменты времени.

При $\tau = 20$ (см. рис. 5, *a, б*) в газовой полости формируются пять конвективных ячеек, которые в некоторой степени запирают вынужденное течение, вытесняя его к верхнему элементу твердого материала. Появление таких конвективных ячеек обусловлено мгновенно возникающим температурным градиентом в полости, поскольку в начальный момент времени среда была неподвижной, хотя температура источника задавалась максимальной.

При изучении конвективного течения определяющую роль играет величина Gr / Re^2 [14], характеризующая соотношение естественной и вынужденной конвекции. При малых значениях Gr / Re^2 процесс в основном определяется вынужденной конвекцией, а при больших — естественной конвекцией. При промежуточных значениях, что соответствует рассматриваемой задаче, конвекция является смешанной.

На рис. 5, *a, б* видно, что при $\tau = 20$ температурное поле только начинает формироваться. От источника тепловыделения изотермы распространяются неравномерно, что обусловлено влиянием вынужденного течения. В свою очередь внешнее течение приводит к распространению низкой температуры в газовую полость.

В случае пренебрежения выталкивающей силой (см. рис. 6, *a, б*) в газовой полости формируется одна конвективная ячейка. При этом тепловой “факел” распространяется от источника тепловыделения равномерно.

Увеличение промежутка времени в три раза ($\tau = 60$) приводит к существенному изменению как картины течения, так и температурного поля (см. рис. 5, *в, г*). В газовой полости происходит поглощение и загибание некоторых вихрей, что приводит к уменьшению их масштабов или диссипации. Симметрия в распределении изотерм нарушается, тепловой “факел” смещается к левой стенке. Интенсификация вынужденного течения приводит к продвижению фронта холодной волны в элементах твердого материала.

В случае вынужденной конвекции (см. рис. 6, *в, г*) в газовой полости остается одна конвективная ячейка. Поле температуры формируется вследствие влияния двух потоков — теплого восходящего потока и холодного нисходящего. При взаимодействии теплового “факела” от источника тепловыделения и струи из входного отверстия немонотонные участки изотерм, которые видны на рис. 5, *в, г*, не образуются.

При дальнейшем увеличении τ (см. рис. 5, *д, е*) происходит объединение вихревых структур в одно циркуляционное течение, при этом сохраняются вторичные рециркуляции, обусловленные как геометрией области, так и исследуемым режимом течения. Поле температуры также изменяется: внутри газовой полости формируется квазистационарное температурное поле, что обусловлено взаимодействием двух пограничных слоев.

В случае отсутствия выталкивающей силы (см. рис. 6, *д, е*) картина течения и поле температуры также меняются.

Проведен анализ влияния нестационарности на среднее число Нуссельта на трех границах газовой полости и элементов твердого материала (рис. 7):

$$Nu_1 = \frac{1}{0,4} \int_{0,2}^{0,6} \left| \frac{\partial \Theta}{\partial X} \right|_{X=0,15} dY, \quad Nu_2 = \frac{1}{0,5} \int_{0,2}^{0,7} \left| \frac{\partial \Theta}{\partial X} \right|_{X=0,85} dY, \quad Nu_3 = \int_0^1 \left| \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right|_{Y=0,85} dX.$$

Видно, что значения безразмерного коэффициента теплоотдачи на трех границах раздела газовой полости и элементов твердого материала существенно различаются.

На начальном участке ($0 \leq \tau \leq 100$) значения Nu_1 изменяются немонотонно. Этот участок соответствует формированию теплового режима. Как указано выше, при $\tau = 100$ формируется квазистационарный режим течения и теплопереноса (см. рис. 7).

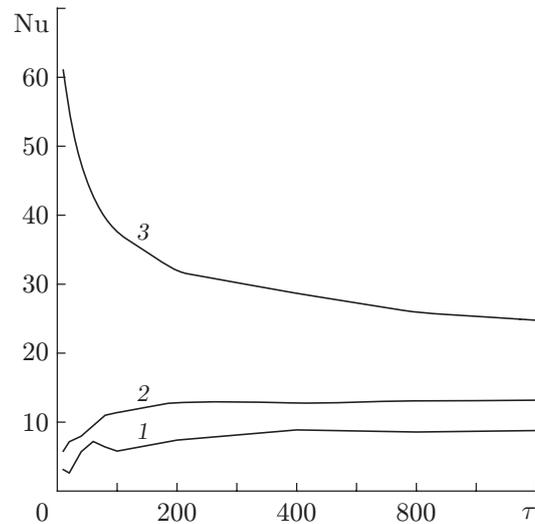


Рис. 7. Зависимость среднего числа Нуссельта от времени при $Re = 1000$, $Gr = 10^6$ с учетом сил плавучести:
 1 — Nu_1 , 2 — Nu_2 , 3 — Nu_3

Значения Nu_2 монотонно возрастают, за исключением области $\tau \approx 400$, в которой обобщенный коэффициент теплоотдачи незначительно уменьшается, что можно объяснить особенностями исследуемого процесса. Увеличение Nu_2 обусловлено наличием вблизи правой стенки нисходящих холодных потоков газа, что приводит к увеличению градиента температуры.

Значения Nu_3 монотонно уменьшаются, что объясняется постепенным охлаждением верхнего элемента твердого материала и соответственно уменьшением градиента температуры на границе с газовой средой.

Заключение. Численно решена задача смешанной конвекции в газовой полости при наличии локального источника тепловыделения и вынужденного течения в условиях радиационно-конвективного теплообмена с внешней средой. Выявлены особенности течения и теплопереноса, соответствующие значениям определяющих параметров $Gr = 10^6$, $Re = 500, 1000$. Установлено, что выталкивающая сила оказывает существенное влияние на формирование различных режимов конвективного теплопереноса. Показано влияние фактора нестационарности как на локальные характеристики (линии тока и изотермы), так и на интегральную характеристику (среднее число Нуссельта на трех характерных границах). При этом обнаружено, что эволюция исследуемого процесса обусловлена не только переменным во времени воздействием окружающей среды, но и тепловой инерционностью элементов твердого материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лыков А. В.** Сопряженные задачи конвективного теплообмена / А. В. Лыков, А. А. Алексашенко, В. А. Алексашенко. Минск: Наука и техника, 1971.
2. **Liaqat A., Baytas A. C.** Conjugate natural convection in a square enclosure containing volumetric sources // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2001. V. 44, N 17. P. 3273–3280.
3. **Aydin O.** Conjugate heat transfer analysis of double pane windows // Build. Environ. 2006. V. 41, N 2. P. 109–116.

4. **Yapici H., Basturk G., Albayrak B.** Numerical study on conjugate heat transfer in laminar fully developed flow with temperature dependent thermal properties through an externally heated SiC/SiC composite pipe and thermally induced stress // *Energy Conversion Management*. 2005. V. 46, N 4. P. 633–654.
5. **Merrikh A. A., Lage J. L.** Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2005. V. 48, N 7. P. 1361–1372.
6. **Polat O., Bilgen E.** Conjugate heat transfer in inclined open shallow cavities // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2003. V. 46, N 9. P. 1563–1573.
7. **Qi-Hong Deng, Guang-Fa Tang.** Numerical visualization of mass and heat transport for conjugate natural convection/heat conduction by streamline and heatline // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2002. V. 45, N 11. P. 2373–2385.
8. **Lee J. R., Ha M. Y.** A numerical study of natural convection in a horizontal enclosure with a conducting body // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2005. V. 48, N 16. P. 3308–3318.
9. **Shehua Huang, Chung-Hwan Chun.** A numerical study of turbulent flow and conjugate heat transfer in concentric annuli with moving inner rod // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2003. V. 46, N 19. P. 3707–3716.
10. **Fedorov A. G., Viskanta R.** Three-dimensional conjugate heat transfer in the microchannel heat sink for electronic packaging // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2000. V. 43, N 3. P. 399–415.
11. **P. Rajesh Kanna, Manab Kumar Das.** Conjugate forced convection heat transfer from a flat plate by laminar plane wall jet flow // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2005. V. 48, N 14. P. 2896–2910.
12. **Abourida B., Hasnaoui M.** Numerical study of partitions effect on multiplicity of solutions in an infinite channel periodically heated from below // *Energy Conversion Management*. 2005. V. 46, N 17. P. 2697–2717.
13. **El Alami M., Najam M., Semma E., et al.** Electronic components cooling by natural convection in horizontal channel with slots // *Energy Conversion Management*. 2005. V. 46, N 17. P. 2762–2772.
14. **Джалурия Й.** Естественная конвекция: Тепло- и массообмен. М.: Мир, 1983.
15. **Соковишин Ю. А.** Введение в теорию свободноконвективного теплообмена / Ю. А. Соковишин, О. Г. Мартыненко. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982.
16. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967.
17. **Пасконов В. М.** Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В. М. Пасконов, В. И. Полежаев, Л. А. Чудов. М.: Наука, 1984.
18. **Самарский А. А.** Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.
19. **Гарунин Е. Л.** Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции. Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1990.
20. **Vahl Davis G. de.** Natural convection of air in a square cavity: a bench numerical solution // *Intern. J. Numer. Methods Fluids*. 1983. V. 3, N 3. P. 249–264.
21. **Kaminski D. A., Prakash C.** Conjugate natural convection in a square enclosure effect of conduction on one of the vertical walls // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1986. V. 29, N 12. P. 1979–1988.

*Поступила в редакцию 6/III 2007 г.,
в окончательном варианте — 13/XI 2007 г.*