

УДК 669.86:536.21

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ С ЛОКАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ*

Г.В. КУЗНЕЦОВ¹, М.А. ШЕРЕМЕТ²

¹*Томский политехнический университет,*

²*Томский государственный университет*

Представлена математическая модель нестационарного сопряженного конвективно-кондуктивного теплопереноса в замкнутом объеме с локальными источниками тепловыделения в условиях конвективно-радиационного теплообмена на одной из внешних граней области решения. Проведен численный анализ режима термогравитационной конвекции для умеренных значений числа Грасгофа. Получены характерные поля температуры и скорости, а также представлено сравнение полей искомых величин плоской и пространственной моделей по одному из типичных сечений области решения.

ВВЕДЕНИЕ

Большинство реальных задач термогравитационной конвекции возникает для областей, на внешних границах которых осуществляется теплообмен с внешней по отношению к жидкости или газу средой. Но, с другой стороны, большая часть таких задач решается без учета этого фактора, значение которого до настоящего времени однозначно не оценено.

Решение задачи термогравитационной конвекции в сопряженной постановке подразумевает совместный анализ теплопереноса как в газовой полости, так и в элементах твердого материала. Особенностью таких задач является существенное взаимное влияние свободноконвективного течения в газовой полости и кондуктивного теплопереноса в элементах конденсированной фазы.

Работы по сопряженному теплопереносу [1–5] ограничиваются только двумерной постановкой задачи с достаточно простой геометрией. Численный анализ ламинарного естественно-конвективного течения в квадратной замкнутой области с теплопроводными стенками [1] показал существенное изменение характерных параметров потока в пограничном слое по сравнению с аналогичной моделью, но в несопряженной постановке. Исследование сопряженного теплопереноса в плоской полуоткрытой каверне, где одна из стен находится под постоянным тепловым потоком, две другие, ортогональные ей, являются адиабатическими, представлено в [2]. Анализ сопряженного теплопереноса при обтекании тепловыделяющего цилиндра ламинарным потоком жидкости проведен в [3]. Теплоперенос моделировался двумя механизмами: теплопроводность внутри самого цилиндра и конвективный теплоперенос от поверхности цилиндра к потоку жидкости. Исследование сопряженной

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и администрации Томской области (№ 05-02-98006, конкурс p_объ_a).

осесимметричной задачи естественной конвекции в частично заполненном жидкостью вертикальном цилиндрическом баке с теплопроводной стенкой представлено в [4, 5].

В настоящей работе проведено решение задачи нестационарного пространственного сопряженного конвективно-кондуктивного теплопереноса в замкнутом объеме с локально сосредоточенными источниками тепловыделения в условиях конвективно-радиационного теплообмена на одной из внешних граней области решения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается краевая задача нестационарного сопряженного теплопереноса для области, показанной на рис. 1. Область решения включает 13 подобных по форме параллелепипедов, имеющих разные размеры и различные теплофизические характеристики. Температура на источниках тепловыделения остается постоянной в течение всего процесса. Горизонтальные ($z = 0, z = H$, где H — размер рассматриваемой области решения по оси z) и вертикальные ($x = L_x; y = 0, y = L_y$, где L_x — размер рассматриваемой области решения по оси x , L_y — размер рассматриваемой области решения по оси y) стенки, образующие газовую полость, предполагаются теплоизолированными с наружной стороны. На внешней границе одной из них ($x = 0$) осуществляется конвективно-радиационный теплообмен с окружающей средой.

Предполагается, 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. Движение газа и теплоотдача во внутреннем объеме принимаются пространственными, теплообмен излучением от источника тепловыделения и между стенками — пренебрежимо малым по сравнению с конвективным теплообменом, газ — абсолютно прозрачным для теплового излучения. Также в области решения присутствует зона с повышенной интенсивностью теплопередачи, состоящая из двух элементов твердого материала и слоя газа между ними (см. 4 на рис. 1).

В такой постановке процесс переноса тепла в рассматриваемой области (см. рис. 1) описывается системой нестационарных пространственных уравнений конвекции в приближении Буссинеска в газовой полости [6–8] и нестационарным

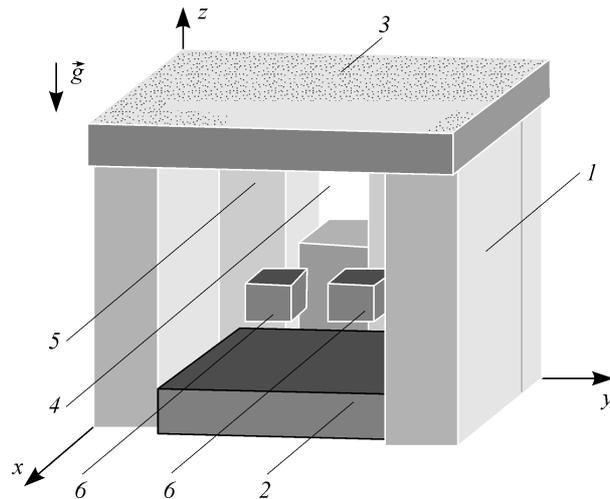


Рис. 1. Область решения рассматриваемой задачи: 1–4 — элементы твердого материала, 5 — газ, 6 — локально сосредоточенные источники тепловыделения.

пространственным уравнением теплопроводности на основе гипотезы Фурье для элементов твердого материала [9] с нелинейными граничными условиями.

Математическая модель, соответствующая сформулированной физической постановке, рассматривалась в безразмерных переменных.

В качестве масштаба расстояния выбрана длина рассматриваемой области решения по оси x . Для приведения системы уравнений к безразмерному виду использовались следующие соотношения:

$$X = \frac{x}{L_x}, \quad Y = \frac{y}{L_x}, \quad Z = \frac{z}{L_x}, \quad \tau = \frac{t}{t_0}, \quad U = \frac{u}{V_0}, \quad V = \frac{v}{V_0}, \quad W = \frac{w}{V_0}, \quad \Theta = \frac{T - T_0}{T_{\text{ит}} - T_0},$$

где $V_0 = \sqrt{g_z \beta (T_{\text{ит}} - T_0) L_x}$, при $\text{Но} = 1 \Rightarrow t_0 = \frac{L_x}{V_0} = \sqrt{\frac{L_x}{g_z \beta (T_{\text{ит}} - T_0)}}$,

где x, y, z — декартовы координаты, X, Y, Z — безразмерные координаты, соответствующие x, y, z , t — время, τ — безразмерное время, t_0 — масштаб времени, u, v, w — составляющие скорости в проекциях на оси x, y, z соответственно, U, V, W — безразмерные скорости, соответствующие u, v, w , V_0 — масштаб скорости (скорость конвекции), T — температура, Θ — безразмерная температура, T_0 — начальная температура, $T_{\text{ит}}$ — температура на источнике тепловыделения, g_z — z -составляющая вектора ускорения силы тяжести ($g_x = g_y = 0$), β — температурный коэффициент объемного расширения, $\text{Но} = V_0 t_0 / L_x$ — число гомохронности.

Моделирование процесса конвективного теплопереноса в газовой полости рассматривалось на основе переменных [10–12]:

– векторного потенциала

$$\vec{\psi} = \psi_x \vec{i} + \psi_y \vec{j} + \psi_z \vec{k},$$

удовлетворяющего следующему условию:

$$\frac{\partial \psi_x}{\partial x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial y} + \frac{\partial \psi_z}{\partial z} = 0,$$

при этом

$$\vec{V} = \text{rot} \vec{\psi},$$

– вектора завихренности скорости

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \text{rot} \vec{V}.$$

Для обезразмеривания переменных векторного потенциала и вектора завихренности скорости использовались следующие соотношения:

$$\Psi_x = \frac{\psi_x}{\psi_0}, \quad \Psi_y = \frac{\psi_y}{\psi_0}, \quad \Psi_z = \frac{\psi_z}{\psi_0}, \quad \psi_0 = V_0 L_x,$$

$$\Omega_x = \frac{\omega_x}{\omega_0}, \quad \Omega_y = \frac{\omega_y}{\omega_0}, \quad \Omega_z = \frac{\omega_z}{\omega_0}, \quad \omega_0 = \frac{V_0}{L_x},$$

где $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ — орты декартовой системы координат, ψ_x, ψ_y, ψ_z — компоненты векторного потенциала $\vec{\psi}$ в декартовой системе координат, Ψ_x, Ψ_y, Ψ_z — безразмерные компоненты векторного потенциала, соответствующие ψ_x, ψ_y, ψ_z , ψ_0 — масштаб

компоненты векторного потенциала, $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ — компоненты вектора завихренности скорости $\vec{\omega}$ в декартовой системе координат, $\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z$ — безразмерные компоненты вектора завихренности, соответствующие $\omega_x, \omega_y, \omega_z, \omega_0$ — масштаб компоненты вектора завихренности скорости.

Безразмерные уравнения Буссинеска в переменных векторный потенциал–вектор завихренности скорости–температура для рассматриваемой задачи имеют вид:

– в газовой полости (см. рис. 1)

$$\begin{aligned} \frac{1}{\text{Ho}} \frac{\partial \Omega_x}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_x}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_x}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_x}{\partial Z} - \Omega_x \frac{\partial U}{\partial X} - \\ - \Omega_y \frac{\partial U}{\partial Y} - \Omega_z \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{\text{Gr}}} \Delta \Omega_x + \frac{1}{2} \frac{\partial \Theta}{\partial Y}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\text{Ho}} \frac{\partial \Omega_y}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_y}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_y}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_y}{\partial Z} - \Omega_x \frac{\partial V}{\partial X} - \\ - \Omega_y \frac{\partial V}{\partial Y} - \Omega_z \frac{\partial V}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{\text{Gr}}} \Delta \Omega_y - \frac{1}{2} \frac{\partial \Theta}{\partial X}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\text{Ho}} \frac{\partial \Omega_z}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_z}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_z}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_z}{\partial Z} - \Omega_x \frac{\partial W}{\partial X} - \\ - \Omega_y \frac{\partial W}{\partial Y} - \Omega_z \frac{\partial W}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{\text{Gr}}} \Delta \Omega_z, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Delta \Psi_x = -2\Omega_x, \quad (4)$$

$$\Delta \Psi_y = -2\Omega_y, \quad (5)$$

$$\Delta \Psi_z = -2\Omega_z, \quad (6)$$

$$\frac{1}{\text{Ho}} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \Theta}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Pr} \sqrt{\text{Gr}}} \Delta \Theta, \quad (7)$$

– для элементов твердого материала

$$\frac{\partial \Theta_i}{\partial \text{Fo}_i} = \Delta \Theta_i, \quad i = \overline{1, 4}. \quad (8)$$

Начальные и граничные условия для сформулированной задачи (1)–(8) имеют следующий вид:

начальные условия

$$\Psi_x(X, Y, Z, 0) = 0,$$

$$\Psi_y(X, Y, Z, 0) = 0,$$

$$\Psi_z(X, Y, Z, 0) = 0,$$

$$\Omega_x(X, Y, Z, 0) = 0,$$

$$\Omega_y(X, Y, Z, 0) = 0,$$

$$\Omega_z(X, Y, Z, 0) = 0,$$

$\Theta(X, Y, Z, 0) = 0$, за исключением источников тепловыделения, на которых во все время процесса $\Theta = 1$;

граничные условия

– на границе, разделяющей внешнюю среду и рассматриваемую область, записываются граничные условия, отражающие теплообмен за счет конвекции и излучения рассматриваемого объема с внешней средой

$$\frac{\partial \Theta_i(X, Y, Z, \tau)}{\partial X} = \text{Bi}_i \Theta_i(X, Y, Z, \tau) + \text{Bi}_i \frac{T_0 - T^e}{T_{\text{ит}} - T_0} + Q_i,$$

$$\text{где } Q_i = N_i \left[\left(\Theta_i(X, Y, Z, \tau) + \frac{T_0}{T_{\text{ит}} - T_0} \right)^4 - \left(\frac{T^e}{T_{\text{ит}} - T_0} \right)^4 \right], \quad X = 0;$$

здесь $i = 1, 3, 4$ в соответствии с рис. 1;

– на всех внешних границах рассматриваемой области кроме границы, на которой осуществляется теплообмен с внешней средой, заданы условия теплоизоляции

$$\frac{\partial \Theta_i(X, Y, Z, \tau)}{\partial X^k} = 0, \quad \text{где } \begin{matrix} i = \overline{1, 3}, \\ k = \overline{1, 3}; \end{matrix}$$

– на всех участках области решения, в которых происходит сопряжение материалов с различными теплофизическими параметрами, заданы условия 4-го рода

$$\begin{cases} \Theta_i = \Theta_j & i = \overline{1, 5}, \\ \frac{\partial \Theta_i}{\partial X^k} = \lambda_{j,i} \frac{\partial \Theta_j}{\partial X^k} & \text{где } \begin{matrix} j = \overline{1, 5}, \\ k = \overline{1, 3}; \end{matrix} \end{cases}$$

– на внутренних границах твердого материала и газа, параллельных плоскости XZ ,

$$\begin{cases} \Psi_x = \frac{\partial \Psi_y}{\partial Y} = \Psi_z = 0, \\ \left\{ \begin{array}{l} \Theta_1 = \Theta_5, \\ \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} = \lambda_{5,1} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y}; \end{array} \right. \end{cases}$$

– на внутренних границах твердого материала и газа, параллельных плоскости YZ ,

$$\begin{cases} \frac{\partial \Psi_x}{\partial X} = \Psi_y = \Psi_z = 0, \\ \left\{ \begin{array}{l} \Theta_i = \Theta_5, \\ \frac{\partial \Theta_i}{\partial X} = \lambda_{5,i} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X}, \end{array} \right. \quad i = \overline{1, 4}; \end{cases}$$

– на внутренних границах твердого материала и газа, параллельных плоскости XY ,

$$\begin{cases} \Psi_x = \Psi_y = \frac{\partial \Psi_z}{\partial Z} = 0, \\ \left\{ \begin{array}{l} \Theta_i = \Theta_5, \\ \frac{\partial \Theta_i}{\partial Z} = \lambda_{5,i} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Z}, \end{array} \right. \quad i = \overline{1, 3}. \end{cases}$$

Использовались следующие обозначения: $Gr = g_z \beta (T_{ит} - T_0) L_x^3 / \nu^2$ — число Грасгофа, $Pr = \nu / a$ — число Прандтля, ν — коэффициент кинематической вязкости, a — коэффициент температуропроводности, $Fo_i = a_i t_0 / L_x^2$ — число Фурье, соответствующее i -ому материалу, Θ_i — безразмерная температура, соответствующая i -ому материалу ($i = \overline{1, 5}$ — в соответствии с рис. 1), $Bi_i = \alpha L_x / \lambda_i$ — число Био, соответствующее i -ому материалу, α — коэффициент теплообмена, λ_i — коэффициент теплопроводности, соответствующий i -ому материалу, T^e — температура окружающей среды, $N_i = \varepsilon \sigma (T_{ит} - T_0)^3 L_x / \lambda_i$ — число Старка, соответствующее i -ому материалу, $\lambda_{i,j} = \lambda_i / \lambda_j$ — относительный коэффициент теплопроводности.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Задача (1)–(8) с соответствующими начальными и граничными условиями решена методом конечных разностей [13–17].

Уравнения (1)–(8) решались последовательно, каждый временной шаг начинался с вычисления поля температуры как в газовой полости, так и в элементах твердого материала (уравнения (7), (8)), затем решались уравнения Пуассона для векторного потенциала (4)–(6). Далее определялись граничные условия для компонентов вектора завихренности и решались уравнения (1)–(3).

Для численного решения уравнений (1)–(3), (7) применялась локально одномерная схема А.А. Самарского [16]. В этой схеме решение трехмерной системы сводится к последовательному решению одномерных систем. В этом случае решение одномерной системы сводится к последовательному решению систем разностных уравнений с трехдиагональными матрицами методом прогонки [16, 17]. При этом необходимо отметить, что аппроксимация конвективных членов рассматривалась усредненной относительно U и $|U|$ (V и $|V|$ или W и $|W|$) для того, чтобы схема не зависела от знака скорости [13]. Использовалась неявная разностная схема. Эволюционный член представлял собой одностороннюю разность по времени и имел первый порядок точности относительно шага по времени. Все производные по пространственным координатам аппроксимировались со вторым порядком точности относительно шага по координате.

Уравнения (4)–(6) решались методом установления, т. е. рассматривалось решение нестационарной задачи по аналогии с решением уравнений (1)–(3). Условие выхода на стационар, например, для x -компоненты векторного потенциала имело вид

$$\max_{i,j,k} |\Psi_{xi,j,k}^{n+1} - \Psi_{xi,j,k}^n| < \varepsilon,$$

где n — номер итерации, i, j, k — координаты сеточного узла, ε — точность вычислений.

Уравнение (8) также решалось с использованием локально одномерной схемы А.А. Самарского, причем для разрешения нелинейного граничного условия III рода использовался метод простой итерации [17].

Представленный метод решения был протестирован на модельной задаче. Рассматривалась естественная конвекция в замкнутом кубе, температура на одной грани которого больше температуры противоположной грани, остальные грани — адиабатические. В постановке (1)–(7) содержится три безразмерных комплекса. Численные результаты данной задачи имеются для воздуха [18–21]. Поэтому число

Значения средних чисел Нуссельта

Число Рэлея, Ra	[18]	[19]	[20]	[21]	Полученные результаты
10^4	2,055	2,100	2,062	2,061	2,053
10^5	4,339	4,361	4,382	4,372	4,307
10^6	8,656	8,770	8,908	9,056	8,627

Прандтля фиксировано: $Pr = 0,72$, а также $Ho = 1$. Таким образом, число входных параметров сократилось до одного — числа Грасгофа Gr (или числа Рэлея $Ra = Gr \cdot Pr$). Решения получены до $Ra = 10^6$. Большинство решений получено решением нестационарной задачи на установление. В качестве определяемой величины выступало среднее число Нуссельта по грани, имеющей наибольшую температуру (табл.).

Результаты, представленные в таблице, наглядно показывают, что используемый метод приводит к достаточно хорошим соответствиям с результатами других авторов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численные исследования краевой задачи (1)–(8) с соответствующими начальными и граничными условиями проведены при следующих значениях безразмерных комплексов: $Ho = 1$, $Gr = 10^6$, $Pr = 0,71$. Безразмерные определяющие температуры имели следующие значения: $\Theta^c = -1$, $\Theta_{ит} = 1$, $\Theta_0 = 0$.

Линии тока и поле температуры, возникающие в области расположения источников тепловыделения $X = 0,26$, представлены на рис. 2. Сплошные линии тока (рис. 2, *a*) соответствуют движению против часовой стрелки, а штриховые — по часовой стрелке.

На рис. 2, *a* представлены линии тока, соответствующие режиму конвективного теплопереноса $Gr = 10^6$. Наличие циркуляционных течений в данном сечении области решения объясняется влиянием источника тепловыделения, которое в нашем случае описывается числом Грасгофа. Линии тока наглядно демонстрируют движение газовых масс: у источников тепловыделения они поднимаются, а у ближайшего элемента твердого материала с относительно низкой температурой опускаются.

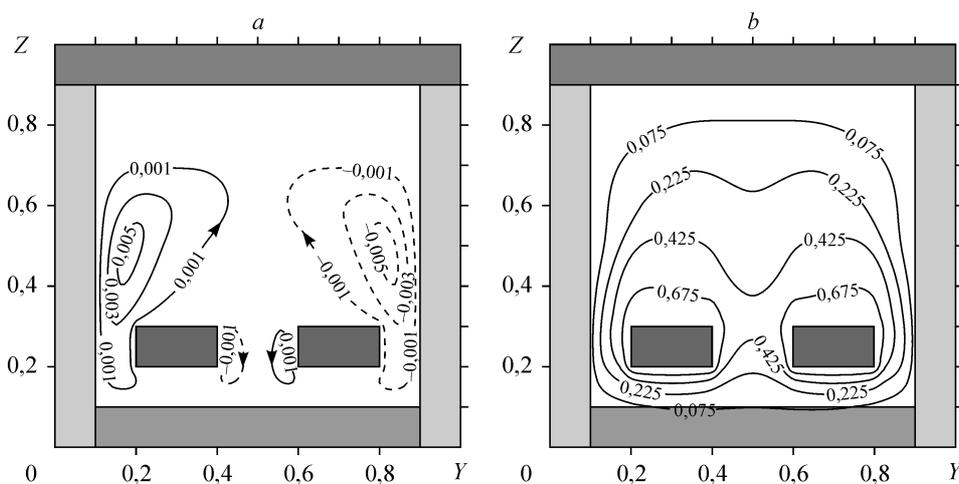


Рис. 2. Типичные линии тока (*a*) и поле температуры (*b*) в сечении $X = 0,26$.

Симметричное положение изотерм на рис. 2, *b* объясняется симметрией источников тепловыделения относительно оси $Y = 0,5$. Заметно прогревание прямоугольного элемента твердой стенки у основания области решения (температура в этой зоне увеличивается), что в свою очередь подтверждает влияние конвективного теплопереноса в газовой полости на интенсификацию теплопроводности в элементе твердого материала.

На рис. 3 изображены линии тока и поле температуры, соответствующие сечению $Y = 0,36$, проходящему через источник тепловыделения и область с повышенной интенсивностью теплопередачи. Сплошные линии тока (рис. 3, *a*) соответствуют движению по часовой стрелке, а штриховые — против часовой стрелки.

В этом сечении присутствует область с повышенной интенсивностью теплопередачи, состоящая из двух элементов твердого материала и газовым слоем между ними. Между этими двумя слоями твердого материала происходит движение массы газа против часовой стрелки, поскольку первый слой (при движении по оси X в положительном направлении) имеет температуру меньшую, чем второй слой. Аналогичная картина течения имеет место за вторым слоем твердого материала. Появившееся течение в этой области деформирует основное циркуляционное течение, находящееся внутри газовой полости.

Область с повышенной интенсивностью теплопередачи также вносит изменения в конфигурацию изотерм. В твердых слоях этой зоны изотермы продвигаются вглубь быстрее, чем в других окружающих элементах твердой стенки. Источник тепловыделения оказывает влияние на элемент твердого материала, у которого он находится. В этой области происходит сопряжение изотерм, соответствующих низкой и высокой температурам, что приводит к деформации тепловой волны и неравномерному распределению температуры во втором твердом слое зоны с повышенной интенсивностью теплопередачи.

Было проведено сравнение линий тока и полей температуры плоской [22] и пространственной постановок сопряженного конвективно-кондуктивного теплопереноса для одного из характерных сечений.

На рис. 4 представлены линии тока для сравниваемых моделей.

Рис. 4 наглядно показывает, что масштабы вторичного течения в плоском случае превышают аналогичные в пространственном случае. Такой эффект объясняется тем, что в двумерной постановке движение газовых масс осуществляется только в плоскости без возможных перетоков в третьем направлении. А в случае

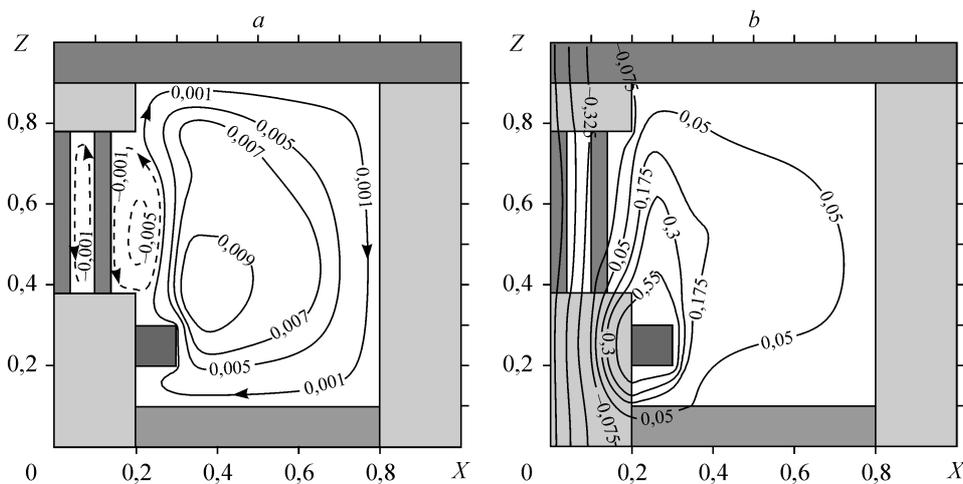


Рис. 3. Типичные линии тока (*a*) и поле температуры (*b*) в сечении $Y = 0,36$.

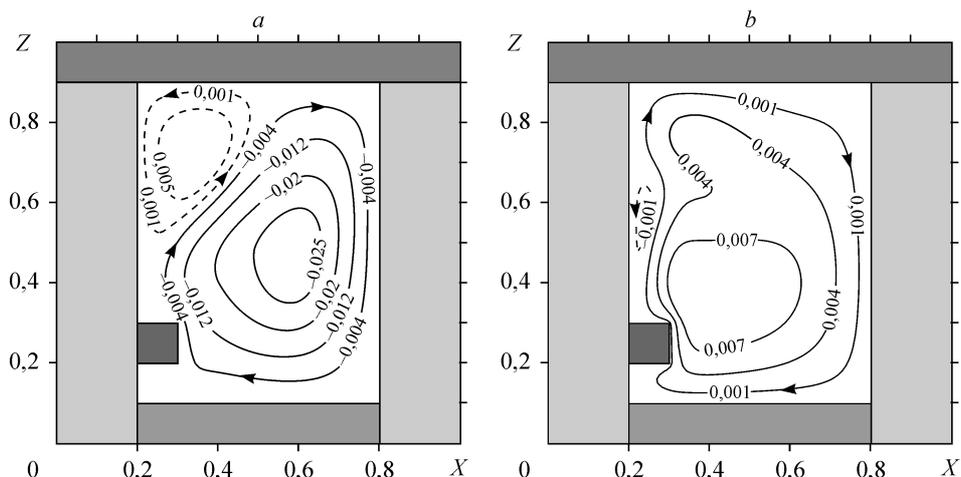


Рис. 4. Типичные линии тока: двумерная (а) и пространственная (b) постановки.

пространственной задаче на распределения как температуры, так и скорости оказывают влияние не только элементы данного сечения, но и вся область в целом, что и приводит к таким отличиям.

Распределения температуры для сравниваемых моделей представлены на рис. 5.

Характер отличий в распределении температуры аналогичен различиям в линиях тока. Основной причиной является отсутствие в двумерной модели перетоков тепла и теплоотвода во внешние области в третьем направлении. Поэтому изотермы, соответствующие безразмерным температурам 0,05 и 0,175, охватывают большую площадь, чем в случае пространственной постановки. Можно сказать, что теплоотвод на внешних границах области конвективного теплопереноса приводит не только к снижению абсолютных значений температуры в каждой точке области (см. 1 на рис. 1), но и к некоторой стабилизации самого течения и соответственно процесса теплопереноса. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что интенсивность теплообмена на внешних границах области термогравитационной конвекции определяет не только абсолютные значения температуры, но и характер самого конвективного течения. Возможно, регулируя условия

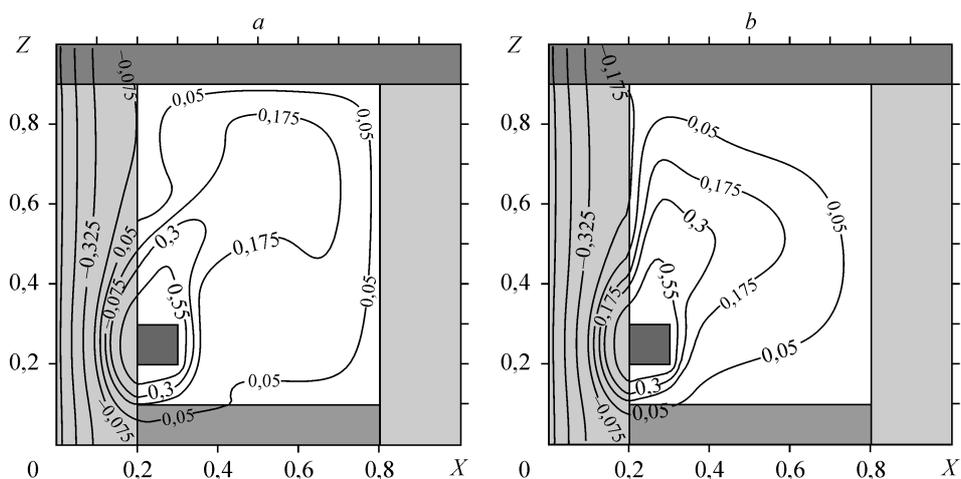


Рис. 5. Типичные поля температуры: двумерная (а) и пространственная (b) постановки.

теплоотвода на внешних границах области свободноконвективного течения, можно будет достаточно эффективно управлять течением жидкости, а соответственно и полем температур в этой области. Такой механизм управления тепловым режимом может быть целесообразен при реализации тонких химических технологий, технологий получения элементной базы радиоэлектроники, при получении новых материалов, в биотехнологиях. Выделенный механизм управления тепловым режимом может быть очень эффективным в тех приложениях, где требуются, исходя из регламента основного технологического процесса, определенные уровни градиентов температур или скоростей нагрева или охлаждения объектов.

Полученные результаты создают предпосылки для более детального анализа тепловых режимов современных малогабаритных узлов и блоков радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) с характерными размерами 10^{-2} – 10^{-1} м. Предложенный подход позволяет учесть все основные факторы, определяющие температурные поля узлов и блоков РЭА. К таким факторам можно отнести наличие источников тепловыделения, существенные отличия характерных размеров и теплофизических характеристик отдельных элементов РЭА, кондуктивный и конвективный теплообмен между отдельными поверхностями и объемами РЭА, нестационарный, как правило, характер работы аппаратуры, существенно пространственную неоднородность температурных полей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследован режим термогравитационной конвекции в сопряженной постановке в условиях конвективно-радиационного теплообмена на одной из внешних граней области решения. Показано влияние как конвективного течения на интенсификацию теплопереноса в элементах твердого материала (рис. 2, *b*, 3, *b*), так и кондуктивного теплопереноса в элементах твердой стенки на появление свободноконвективного течения (рис. 3, *a*). Все это говорит о взаимном влиянии свободноконвективного течения в газовой полости и кондуктивного теплопереноса в конденсированной фазе. При этом существенную роль играют источники тепловыделения. Они являются своеобразной преградой для тепловой волны, движущейся от окружающей среды, а также инициируют конвективное течение в газовой полости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liagat A., Baytas A.C. Conjugate natural convection in a square enclosure containing volumetric sources // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. — 2001. — Vol. 44. — P. 3273–3280.
2. Polat O., Bilgen E. Conjugate heat transfer in inclined open shallow cavities // Inter. J. of Heat and Mass Transfer. — 2003. — Vol. 46. — P. 1563–1673.
3. Jilani G., Jayaraj S., Ahmad M.A. Conjugate forced convection-conduction heat transfer analysis of a heat generating vertical cylinder // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. — 2002. — Vol. 45. — P. 331–341.
4. Моисеева Л.А., Черкасов С.Г. Естественная конвекция и теплообмен в цилиндрической емкости при распределенном подводе тепла и наличии локальных тепловых стоков на стенке // Тр. 2 Росс. национ. конф. по теплообмену. — Москва, 1998. — Т. 3. — С. 108–111.
5. Моисеева Л.А., Черкасов С.Г. Теоретическое исследование квазистационарного режима естественной конвекции в вертикальной цилиндрической емкости с теплопроводной стенкой // Тр. 3 Росс. национ. конф. по теплообмену. — Москва, 2002. — Т. 3. — С. 116–119.
6. Джалурия Й. Естественная конвекция: Тепло- и массообмен. — М.: Мир, 1983. — 400 с.
7. Соковишин Ю.А., Мартыненко О.Г. Введение в теорию свободно-конвективного теплообмена. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982. — 224 с.
8. Terekhov V.I., Terekhov V.V., Grishchenko V.V. Heat-transfer control in vertical enclosures with multiple fins attached to the walls // Proc. 6th ISHT. — Beijing, 2004. — P. 578–582.
9. Лыков А.В. Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967. — 600 с.
10. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкости. — М.: Мир, 1991. — Т. 2. — 555 с.

11. **Aziz K., Hellums J.D.** Numerical solution of three-dimensional equations of motion for laminar natural convection // *Physics of Fluids*. — 1967. — Vol. 10, No. 2. — P. 314–324.
12. **Oosthuizen P.H., Paul J.T.** Natural convection in a rectangular enclosure with two heated sections on the lower surface // *Intern. J. of Heat and Fluid Flow*. — 2005. — Vol. 26. — P. 587–596.
13. **Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А.** Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. — М.: Наука, 1984. — 288 с.
14. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика. — М.: Мир, 1980. — 616 с.
15. **Тарунин Е.Л.** Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции. — Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1990. — 225 с.
16. **Самарский А.А.** Теория разностных схем. — М.: Наука, 1977. — 656 с.
17. **Березин И.С., Жидков Н.П.** Методы вычислений. — М.: Физматгиз, 1962. — Т. 2. — 640 с.
18. **Bessonov O.A., Brailovskay V.A., Nikitin S.A., Polezhaev V.I.** Three-dimensional natural convection in a cubical enclosure: a benchmark numerical solution // *Proc. of Intern. Symp. on Advances in Computational Heat Transfer*. May 26–30, 1997. — Cesme, Izmir, Turkey. — P. 157–165.
19. **Fusegi T., Huyn J.M., Kuwahara K.** A numerical study of 3D natural convection in a differently heated cubical enclosure // *Intern. J. of Heat and Mass Transfer*. — 1991. — Vol. 34. — P. 1543–1557.
20. **Артемьев В.К., Рожков М.М.** Численное моделирование трехмерной естественной конвекции в кубической полости // *Тр. XIII Школы-семинара молодых ученых и специалистов под рук. академика РАН А.И. Леонтьева “Физические основы экспериментального и математического моделирования процессов газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках”*. — Санкт-Петербург, 2001. — Т. 1. — С. 153–157.
21. **Гинкин В.П., Ганина С.М.** Метод и программа расчета трехмерной конвекции на сетках большой размерности // *Тр. 3 Росс. национ. конф. по теплообмену*. — Москва, 2002. — Т. 3. — С. 49–52.
22. **Кузнецов Г.В., Шерemet М.А.** Моделирование нестационарного теплопереноса в замкнутой области с локальным источником тепловыделения // *Теплофизика и аэромеханика*. — 2005. — Т. 12, № 2. — С. 305–314.

Статья поступила в редакцию 6 февраля 2006 г.