

УДК 669.86:536.21

Математическое моделирование сложного теплопереноса в замкнутой прямоугольной области*

Г.В. Кузнецов¹, М.А. Шеремет²

¹*Томский политехнический университет, Томск*

²*Томский государственный университет, Томск*

E-mail: Michael-sher@yandex.ru

Проведено численное моделирование конвективно-радиационного теплопереноса в замкнутой области с источником тепловыделения при наличии теплопроводных стенок конечной толщины. Получены распределения как локальных характеристик (линии тока, поля температуры), так и интегральных (средние числа Нуссельта на характерных границах), описывающие основные закономерности исследуемого процесса в реальном диапазоне изменения определяющих параметров. Установлены масштабы влияния излучения при формировании тепловых режимов. Проанализировано влияние фактора нестационарности на развитие полей как гидродинамических, так и термодинамических характеристик. Получены корреляционные соотношения для определения среднего числа Нуссельта на границах газовой полости и твердой стенки в зависимости от числа Грасгофа.

Ключевые слова: сопряженный теплоперенос, естественная конвекция, излучение, теплопроводность, замкнутая область, приближение Буссинеска, приближение Росселанда.

ВВЕДЕНИЕ

Совместный теплоперенос за счет механизмов конвекции и излучения играет определяющую роль во многих инженерных решениях (солнечные коллекторы, теплообменники, электронная и радиоэлектронная аппаратура) [1, 2]. При этом значимым фактором является наличие теплопроводных стенок конечной толщины, которые оказывают существенное влияние на режимы теплопереноса [3, 4].

Исследований в области сложного теплообмена не так много [5–8]. Это связано в первую очередь со сложными механизмами переноса энергии, а также с вычислительными трудностями при реализации соответствующих им математических моделей. В работе [5] выполнено численное исследование конвективно-радиационного теплопереноса в излучающей, поглощающей и изотропно рассеивающей среде в полости квадратного сечения (несопряженная постановка). Установлено, что наличие излучения приводит к увеличению температуры в среде, а также сказывается на режимах течения. Исследование [6] посвящено математи-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-08-00402-а).

ческому моделированию смешанной конвекции при наличии излучения от стенок конечной толщины в канале с прямоугольными препятствиями. В этой работе излучение моделируется только на границе между стенками и газовой полостью канала. Установлена связь поля температуры с безразмерными определяющими комплексами (числа Рейнольдса и Грасгофа), а также показано влияние приведенной степени черноты поверхности на тепловые режимы. Анализ сопряженной турбулентной естественной конвекции при наличии поверхностного излучения также проведен в [7].

Обзор работ показывает, что в большей степени при анализе излучения в несопряженной постановке [5, 8] используются интегродифференциальные уравнения переноса излучения, а при исследовании сопряженных задач теплообмена рассматривается приближение поверхностного излучения [6, 7].

Целью же настоящей работы является математическое моделирование нестационарного сопряженного конвективно-радиационного теплообмена в замкнутой области при наличии зоны температурной неоднородности и нелинейного теплообмена с внешней средой. При анализе излучения в газовой полости используется приближение Росселанда, которое является промежуточной моделью между приближением поверхностного излучения и использованием уравнений переноса излучения.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается краевая задача нестационарного сложного теплообмена в замкнутой прямоугольной области, представленной на рис. 1. Перенос тепла в системе газ–твёрдая стенка осуществляется тремя механизмами: конвекцией, излучением и кондукцией.

Исследуемый объект представляет собой систему, состоящую из 5 прямоугольников $\{0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y\}$. В эту систему входят элементы твёрдого материала (1–3 на рис. 1). Внутренняя полость заполнена газом с известными свойствами (4 на рис. 1). Предполагается, что источник тепловыделения представляет собой термостат (например, электрорадиоэлемент с постоянной интенсивностью тепловыделения). Горизонтальные ($y = 0, y = L_y$) и вертикальная ($x = L_x$) стенки предполагаются теплоизолированными с наружной стороны. На границе $x = 0$ осуществляется теплообмен с окружающей средой за счет механизмов конвекции и излучения.

Предполагается, что теплофизические характеристики элементов твёрдого материала и газа не зависят от температуры, а режим течения является ламинарным. Газ считается несжимаемой, вязкой, теплопроводной, излучающей, ньютоновской жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска. В настоящей работе помимо конвективного теплообмена в газовой полости также рассматривается

и теплообмен излучением от источника тепловыделения и между стенками.

Процесс переноса тепла в области (см. рис. 1) описывается системой нестационарных двумерных уравнений

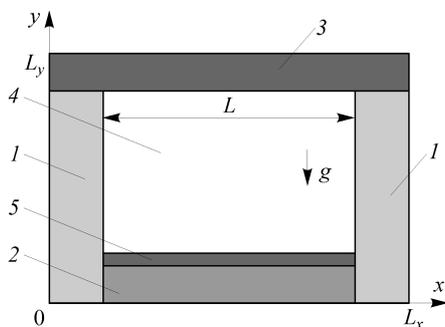


Рис. 1. Область решения рассматриваемой задачи: 1, 2, 3 — элементы твёрдого материала, 4 — газовая полость, 5 — источник тепловыделения.

на основе приближения Буссинеска для конвекции [9–11] и приближения Росселанда для излучения [2] в газовой среде, а также нестационарным двумерным уравнением теплопроводности для элементов твердого материала [12] с нелинейными граничными условиями.

Математическая модель сформулирована в безразмерных переменных функция тока–завихренность–температура [13].

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

$$X = x/L, Y = y/L, \tau = t/t_0, U = u/V_0, V = v/V_0, \Theta = (T - T_0)/\Delta T, \\ \Psi = \psi/\psi_0, \Omega = \omega/\omega_0,$$

при $\Delta T = T_{\text{hs}} - T_0$, $V_0 = \sqrt{g_y \beta \Delta T L}$, $\psi_0 = V_0 L$, $\omega_0 = V_0/L$,

где x, y — координаты декартовой системы координат, X, Y — безразмерные координаты, соответствующие координатам x, y , L — длина газовой полости по оси x , t — время, t_0 — масштаб времени, τ — безразмерное время, u, v — составляющие скорости в проекции на оси x, y соответственно, U, V — безразмерные скорости, соответствующие скоростям u, v , V_0 — масштаб скорости (скорость естественной конвекции), T_{hs} — температура на источнике тепловыделения, T_0 — начальная температура области решения, g_y — составляющая ускорения силы тяжести в проекции на ось y ($g_x = 0$), β — температурный коэффициент объемного расширения, Θ — безразмерная температура, ψ — функция тока, ψ_0 — масштаб функции тока, Ψ — безразмерный аналог функции тока, ω — вихрь скорости, ω_0 — масштаб вектора вихря, Ω — безразмерный аналог вектора вихря.

Безразмерные уравнения на основе приближений Буссинеска и Росселанда в переменных функция тока–завихренность–температура примут вид:

– для газовой полости —

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{\sqrt{\text{Gr}}} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) + \frac{\partial \Theta}{\partial X}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\Omega, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Pr} \sqrt{\text{Gr}}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \right) + \\ + \frac{16\text{N}}{3\tau_\lambda \text{Pr} \sqrt{\text{Gr}}} \left\{ 3(\Theta + \zeta)^2 \left[\left(\frac{\partial \Theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right)^2 \right] + (\Theta + \zeta)^3 \left[\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \right] \right\}, \quad (3)$$

– для элементов твердого материала —

$$\frac{1}{\text{Fo}_i} \frac{\partial \Theta_i}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_i}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_i}{\partial Y^2}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (4)$$

Здесь $\text{Gr} = g_y \beta \Delta T L^3 / \nu^2$ — число Грасгофа, ν — коэффициент кинематической вязкости, $\text{Pr} = \nu/a$ — число Прандтля, $\text{N} = \varepsilon \sigma L (\Delta T)^3 / \lambda$ — число Старка в газовой

полости, ε — приведенная степень черноты, σ — постоянная Стефана–Больцмана, τ_λ — монохроматическая оптическая толщина среды, $\zeta = T_0/\Delta T$ — температурный параметр, $Fo_i = a_i t_0/L^2$ — число Фурье, соответствующее i -й подобласти, a_i — коэффициент температуропроводности i -й подобласти.

Начальные и граничные условия для сформулированной задачи (1)–(4) имеют следующий вид.

Начальное условие:

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

$\Theta(X, Y, 0) = 0$, за исключением источника тепловыделения, на котором в течение всего процесса $\Theta = 1$.

Граничные условия:

– на границе $X = 0$ моделируется конвективно-радиационный теплообмен с внешней средой

$$\frac{\partial \Theta_i(X, Y, \tau)}{\partial X} = Bi_i \Theta_i(X, Y, \tau) - Bi_i \Theta_e + Q_i,$$

$$\text{при } Q_i = N_i \left[(\Theta_i(X, Y, \tau) + \zeta)^4 - (\Theta_e + \zeta)^4 \right],$$

где $i = 1, 3$ в соответствии с рис. 1,

– на остальных внешних границах заданы условия теплоизоляции

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

– на всех участках области решение, где происходит сопряжение материалов с различными теплофизическими параметрами, выполнялись условия сопряжения А.В. Лыкова:

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

– на внутренних границах твердого материала и газа, параллельных оси OX :

$$\Psi = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \quad \Theta_3 = \Theta_4, \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = \lambda_{4,3} \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y},$$

– на внутренних границах твердого материала и газовой полости, параллельных оси OY :

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

здесь $Bi_i = \alpha L/\lambda_i$ — число Био, соответствующее i -й подобласти, α — коэффициент теплообмена между внешней средой и рассматриваемой областью решения, Θ_e — безразмерная температура окружающей среды, $N_i = \varepsilon \sigma L (\Delta T)^3 / \lambda_i$ — число Старка, соответствующее i -й подобласти, λ_i — коэффициент теплопроводности i -й подобласти, $\lambda_{ij} = \lambda_i / \lambda_j$ — относительный коэффициент теплопроводности.

Задача (1)–(4) с соответствующими граничными и начальными условиями решена методом конечных разностей [14].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численные исследования краевой задачи (1)–(4) с соответствующими начальными и граничными условиями проведены при следующих значениях безразмерных комплексов: $Gr = 10^5 - 10^7$, $Pr = 0,702$, $N = 9 \cdot 10^{-4}$, $\tau_\lambda = 1, 2, 3$. Теплофизические характеристики элементов твердого материала (см. рис. 1 — 1, 2, 3): $Bi_1 = Bi_3 = 0,027$, $N_1 = N_3 = 1,8 \cdot 10^{-7}$, $Fo_1 = Fo_2 = Fo_3 = 8,6 \cdot 10^{-4}$. Относительный коэффициент теплопроводности (газ — твердый материал) $\lambda_{4,i} = \lambda_4 / \lambda_i = 5,7 \cdot 10^{-4}$ ($i = 1, 2, 3$). Безразмерные определяющие температуры имели значения: $\Theta_c = -1$, $\Theta_{hs} = 1$, $\Theta_0 = 0$. Проанализировано влияние основных комплексов, характеризующих процесс, а также проведены сопоставления со случаем неизлучающей среды [13].

Влияние числа Грасгофа

На рис. 2 представлены линии тока и поля температуры, соответствующие режиму сложного теплопереноса $\tau_\lambda = 2$. Стрелками на линиях тока указано направление движения газа.

При $Gr = 10^5$ (см. рис. 2, *a*) внутри газовой полости формируются две конвективные ячейки, отличающиеся направлением движения. При этом левое циркуляционное течение имеет размеры несколько большие по сравнению с правым вихрем. Причиной тому является наличие конвективно-радиационного теплообмена с внешней средой на границе $X = 0$. Появление данных течений обусловлено влиянием источника тепловыделения, а также динамикой кондуктивного теплопереноса в элементах твердого материала. Также в газовой полости присутствуют вторичные вихри, расположенные в угловых зонах области решения, наличие которых обусловлено геометрией задачи. При пренебрежении излучением [13] в газовой полости также образовывались два основных вихря, но, в отличие от рис. 2, *a*, меньшей интенсивности. Также менее заметны зоны вторичных рециркуляционных течений. Поле температуры достаточно неравномерно (см. рис. 2, *a*). В центре газовой полости заметно формирование термического факела. Асимметрия поля температуры в газовой полости объясняется влиянием окружающей среды, что наглядно подтверждается расположением изотермы, соответствующей безразмерной температуре 0,6. Термический факел [13] в случае отсутствия излучения только начинает формироваться и его высота меньше высоты факела при наличии излучения. Все это подтверждает тот факт, что излучение приводит к интенсификации процесса теплопереноса и, соответственно, к увеличению температуры в газовой полости.

Увеличение числа Грасгофа в 10 раз (см. рис. 2, *b*) приводит к существенной модификации как поля течения, так и поля температуры. В газовой полости (см. рис. 2, *b*) происходит образование новых вихревых структур за счет диссипации прежних вихрей. Структура теплового факела становится “двухуровневой” — при $\Theta < 0,8$ факел ориентирован так же, как при $Gr = 10^5$, а при $\Theta > 0,8$ образуется обратная структура. Такое распределение изотерм связано в первую очередь с влиянием радиационной составляющей. В случае же только естественной конвекции [13] рециркуляционных зон в газовой полости меньше, и поле температуры при этом имеет четко выраженный тепловой факел. Факел имеет “одноуровневую” структуру [13], но заметны зоны локальной немонотонности у элементов твердого материала.

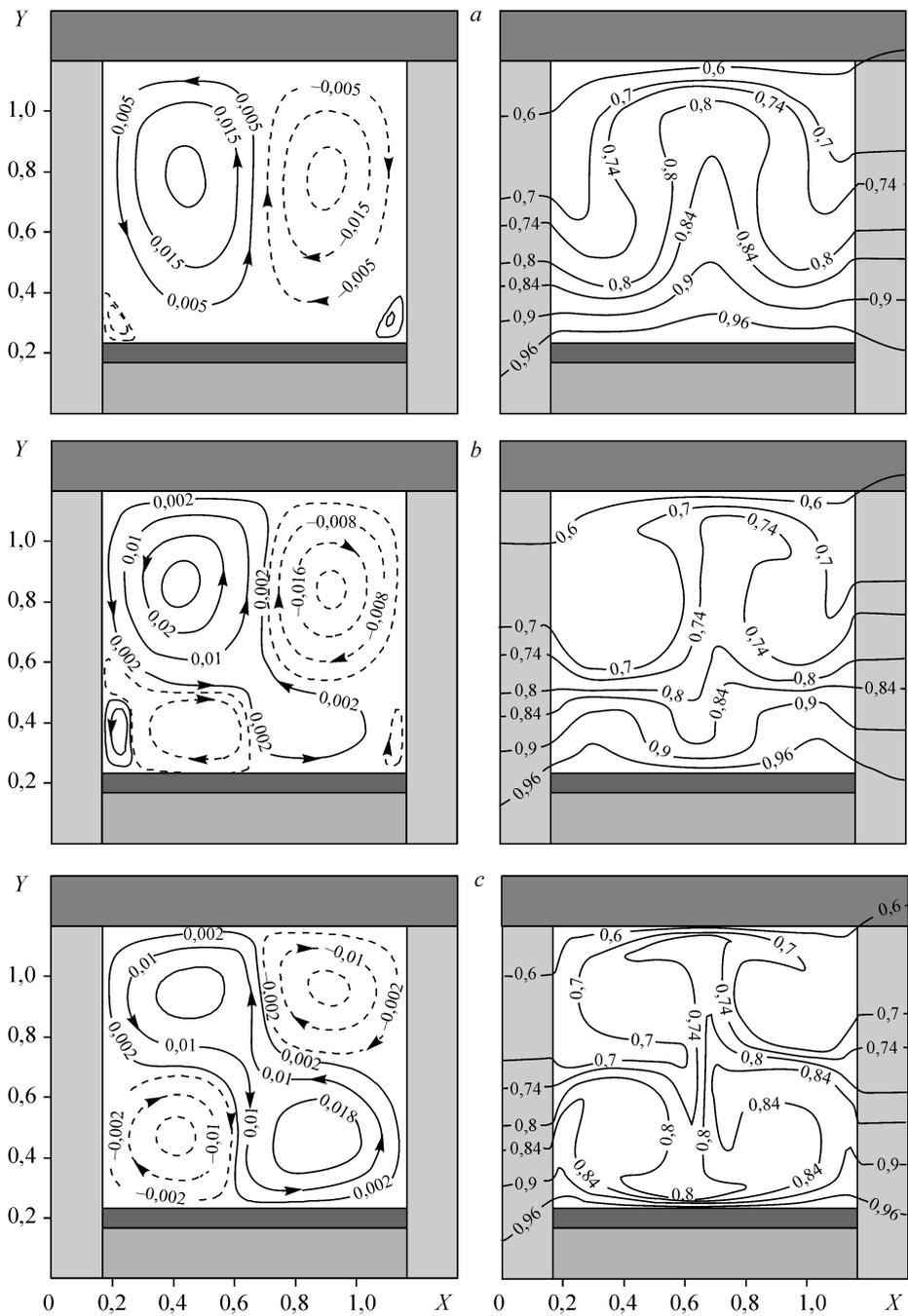


Рис. 2. Типичные линии тока Ψ и поле температуры Θ при: $\tau_\lambda = 2$, $\tau = 750$: $Gr = 10^5$ (a), 10^6 (b), 10^7 (c).

В режиме $Gr = 10^7$ (см. рис. 2, c) происходит дальнейшее изменение как структуры течения, так и поля температуры. В газовой полости (см. рис. 2, c) формируются 3 вихря: два вращаются в направлении по часовой стрелке и один — против часовой стрелки. При этом интересно то, что непосредственно над источником тепловыделения подъем газовых масс осуществляется у элементов твердого материала, а нисходящие потоки образуются в центральной зоне. Поле температуры

Таблица

Зависимость среднего числа Нуссельта от числа Грасгофа

Без излучения ($\tau_\lambda = \infty$)	С излучением ($\tau_\lambda = 2$)
$Nu_1 = 0,012 \cdot Gr^{0,293}$	$Nu_1 = 0,047 \cdot Gr^{0,192}$
$Nu_2 = 0,011 \cdot Gr^{0,292}$	$Nu_2 = 0,059 \cdot Gr^{0,168}$
$Nu_3 = 0,018 \cdot Gr^{0,339}$	$Nu_3 = 0,176 \cdot Gr^{0,205}$
$Nu_4 = 0,037 \cdot Gr^{0,26}$	$Nu_4 = 0,016 \cdot Gr^{0,329}$

дополняет гидродинамическую картину — изотермы повторяют контуры вихрей. Таким образом, поле температуры позволяет выделить 4 тепловые ячейки в газовой полости со своими термическими факелами. В случае неизлучающей среды [13] в газовой полости образуются две масштабные конвективные ячейки, в которых восходящие потоки находятся в центре полости, а нисходящие — у элементов твердого материала. Термический факел при этом имеет устойчивую форму, напоминающую характер движения газовых масс в конвективных ячейках.

Проведен анализ влияния числа Грасгофа на значение среднего числа Нуссельта на четырех границах газовой полости и элементов твердого материала:

$$Nu_1 = \frac{1}{0,94} \int_{0,23}^{1,17} \left. \frac{\partial \Theta}{\partial X} \right|_{X=0,17} dY, \quad Nu_2 = \frac{1}{0,94} \int_{0,23}^{1,17} \left. \frac{\partial \Theta}{\partial X} \right|_{X=1,17} dY, \quad Nu_3 = \int_{0,17}^{1,17} \left. \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right|_{Y=1,17} dX,$$

$$Nu_4 = \int_{0,17}^{1,17} \left. \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right|_{Y=0,23} dX.$$

В таблице представлены корреляционные соотношения для средних чисел Нуссельта в зависимости от числа Грасгофа при $\tau = 750$ в диапазоне $10^5 \leq Gr \leq 10^7$. Например, на границах $Y = 0,23$ и $1,17$ значения среднего числа Нуссельта в случае излучающей среды выше, чем для неизлучающей среды, а для границ $X = 0,17$ и $1,17$ — ситуация противоположная. Уменьшение Nu_1 и Nu_2 при введении в модель [13] механизма излучения связано с уменьшением градиента температуры на этих границах, что обусловлено уменьшением толщины теплового пограничного слоя. Для иллюстрации таблицы ниже приведены графические зависимости (рис. 3) среднего числа Нуссельта от числа Грасгофа.

На рис. 4 представлена зависимость среднего числа Нуссельта на границе $Y = 0,23$ при различных значениях оптической толщины среды.

Из рис. 4 видно, что увеличение оптической толщины приводит к росту среднего числа Нуссельта.

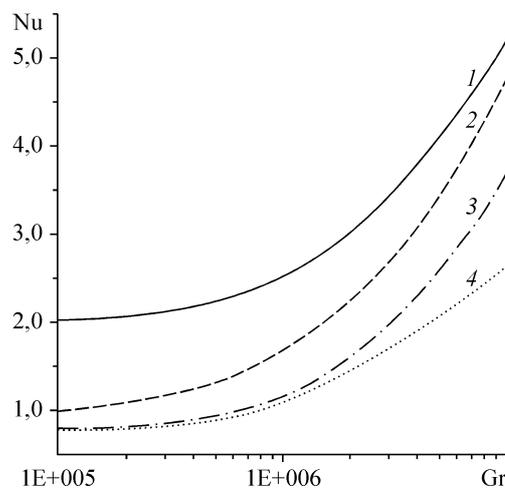


Рис. 3. Зависимость среднего числа Нуссельта от числа Грасгофа при $\tau = 750$: Nu_3 (1, 2), Nu_4 (3, 4), $\tau_\lambda = 2$ (1, 3), $\tau_\lambda = \infty$ (2, 4).

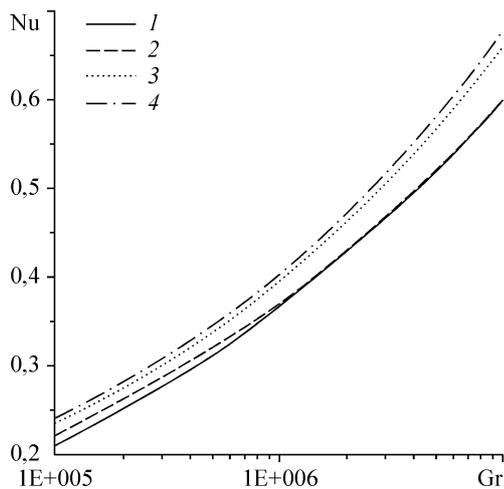


Рис. 4. Зависимость среднего числа Нуссельта Nu_4 от числа Грасгофа при $\tau = 3750$. $\tau_\lambda = \infty$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4).

При этом Nu_4 монотонно возрастает, т. е. с ростом значения выталкивающей силы происходит увеличение градиента температуры на границе $Y = 0,23$.

Теплофизические параметры твердых стенок играют определяющую роль при формировании термогидродинамических режимов в области решения.

Проведен анализ влияния теплофизических характеристик для 3 случаев:

- 1 — $Bi_1 = Bi_3 = 0,27$, $N_1 = N_3 = 1,8 \cdot 10^{-6}$, $Fo_1 = Fo_2 = Fo_3 = 8,6 \cdot 10^{-5}$,
 $\lambda_{4,i} = \lambda_4 / \lambda_i = 5,7 \cdot 10^{-3}$ ($i = 1, 2, 3$),
- 2 — $Bi_1 = Bi_3 = 0,027$, $N_1 = N_3 = 1,8 \cdot 10^{-7}$, $Fo_1 = Fo_2 = Fo_3 = 8,6 \cdot 10^{-4}$,
 $\lambda_{4,i} = \lambda_4 / \lambda_i = 5,7 \cdot 10^{-4}$ ($i = 1, 2, 3$),
- 3 — $Bi_1 = Bi_3 = 0,0027$, $N_1 = N_3 = 1,8 \cdot 10^{-8}$, $Fo_1 = Fo_2 = Fo_3 = 8,6 \cdot 10^{-3}$,
 $\lambda_{4,i} = \lambda_4 / \lambda_i = 5,7 \cdot 10^{-5}$ ($i = 1, 2, 3$).

При этом изменение всех этих безразмерных комплексов можно связать с изменением относительного коэффициента теплопроводности.

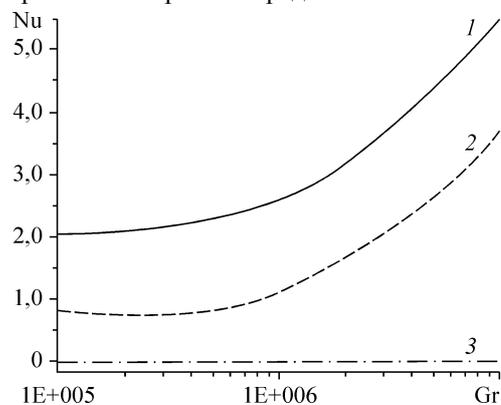
На рис. 5 представлена зависимость среднего числа Нуссельта от числа Грасгофа для этих трех вариантов.

Уменьшение коэффициента теплопроводности материала твердой стенки приводит к интенсификации теплопереноса в газовой полости. Сравнение вариантов 1 и 3 показывает, что изменение $\lambda_{4,i}$ ($i = 1, 2, 3$) в 100 раз приводит к изменению обобщенного коэффициента теплоотдачи также на два порядка.

Влияние фактора нестационарности

Проведен также анализ влияния фактора нестационарности на распределения тепловых и гидродинамических характеристик. На рис. 6 представлены линии тока и поля температуры, соответствующие режиму течения $\tau_\lambda = 3$, $Gr = 10^5$, в различные моменты времени.

Рис. 5. Зависимость среднего числа Нуссельта Nu_4 от числа Грасгофа при $\tau_\lambda = 2$, $\tau = 750$ и различных значениях относительного коэффициента теплопроводности: $\lambda_{4,i} = 5,7 \cdot 10^{-3}$, $5,7 \cdot 10^{-4}$, $5,7 \cdot 10^{-5}$ ($i = 1, 2, 3$).



При $\tau = 750$ (см. рис. 6, *a*) в газовой полости формируются две конвективные ячейки и две рециркуляционные зоны. Формирование поля температуры, в первую очередь, обусловлено влиянием источника тепловыделения. При этом увеличение оптической толщины среды до $\tau_\lambda = 3$ по локальным характеристикам незначительно отличается от аналогичных для $\tau_\lambda = 2$ (см. рис. 2, *a*).

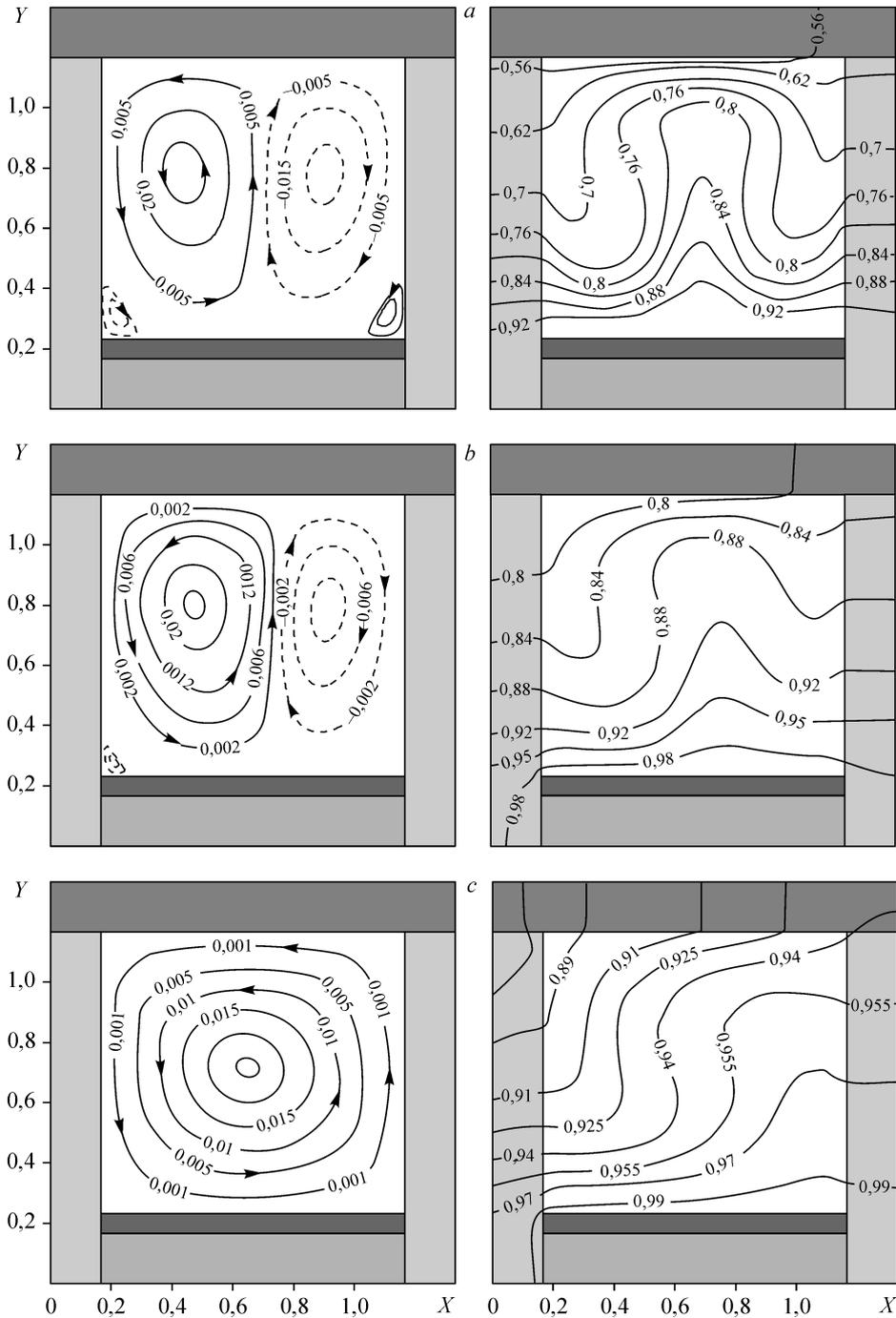


Рис. 6. Типичные линии тока Ψ и поле температуры Θ при $\tau_\lambda = 3$, $Gr = 10^5$: $\tau = 750$ (*a*), 1500 (*b*), 3750 (*c*).

Увеличение временного промежутка в два раза (см. рис. 6, *b*) приводит к изменению масштабов свободноконвективного течения в газовой полости — движение в направлении против часовой стрелки расширяется и в некоторой степени деформирует вихрь, расположенный в правой части газовой полости. При этом исчезает вторичный вихрь, ранее располагавшийся в правом нижнем углу. Наблюдаемые изменения приводят к падению интенсивности движения газовых масс в этих конвективных ячейках. Такая динамика изменения картины конвективных течений обусловлена влиянием кондуктивного теплообмена в левом элементе твердого материала, что можно проследить в распределении изотерм. Двумерный тепловой факел становится неустойчивым. Он начинает смещаться от центра полости к правому элементу твердого материала.

При дальнейшем росте τ (см. рис. 6, *c*) происходит существенное увеличение размера основного вихря (движение в направлении против часовой стрелки), что приводит к диссипации конвективной ячейки, определяющей движение в направлении по часовой стрелке. Такая модификация гидродинамических структур обусловлена влиянием внешней среды за счет конвективно-радиационного теплообмена на границе $X = 0$, что отражается на перманентности нисходящих потоков у левого элемента твердого материала. Температура газовой полости продолжает увеличиваться, что приводит к перемещению двумерного теплового факела к правой стенке, т. е. в область формирования восходящих потоков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено математическое моделирование сопряженного конвективно-радиационного теплообмена в замкнутой прямоугольной области с источником тепловыделения в достаточно широком диапазоне изменения числа Грасгофа $10^5 \leq Gr \leq 10^7$ и оптической толщины среды $\tau_\lambda = 1, 2, 3, \infty$. Показано существенное влияние механизма излучения как на локальные характеристики (линии тока и поля температуры, см. рис. 2), так и на интегральные (средние числа Нуссельта на характерных границах, см. рис. 3, 4). Установлена существенная роль фактора нестационарности в формировании теплового режима исследуемого объекта. Получены корреляционные соотношения вида $Nu = f(Gr)$, которые могут быть использованы при анализе теплового режима типичных элементов радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блох А.Г. Основы теплообмена излучением. — М.: Госэнергоиздат, 1962. — 330 с.
2. Спэрроу Э.М., Сесс Р.Д. Теплообмен излучением. — Л.: Энергия, 1971. — 296 с.
3. Liaqat A., Baytas A.C. Conjugate natural convection in a square enclosure containing volumetric sources // Inter. J. Heat and Mass Transfer. — 2001. — Vol. 44. — P. 3273–3280.
4. Merrikh A.A., Lage J.L. Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks // Inter. J. Heat and Mass Transfer. — 2005. — Vol. 48. — P. 1361–1372.
5. Tan Z., Howell J.R. Combined radiation and natural convection in a two-dimensional participating square medium // Inter. J. Heat and Mass Transfer. — 1991. — Vol. 34. — P. 785–793.
6. Premachandran B., Balaji C. Conjugate mixed convection with surface radiation from a horizontal channel with protruding heat sources // Inter. J. Heat and Mass Transfer. — 2006. — Vol. 49. — P. 3568–3582.

7. **Sharma A.K., Velusamy K., Balaji C., Venkateshan S.P.** Conjugate turbulent natural convection with surface radiation in air filled rectangular enclosures // *Inter. J. Heat and Mass Transfer.* — 2007. — Vol. 50. — P. 625–639.
8. **Chiu H.C., Jang J.H., Yan W.M.** Combined mixed convection and radiation heat transfer in rectangular ducts rotating about a parallel axis // *Inter. J. Heat and Mass Transfer.* — 2007. — Vol. 50. — P. 4229–4242.
9. **Джалурия Й.** Естественная конвекция: Тепло- и массообмен. — М.: Мир, 1983. — 400 с.
10. **Terekhov V.I., Terekhov V.V., Grishchenko V.V.** Heat-transfer control in a high vertical enclosures with multiple fins attached to the walls // *Proc. 6-th Inter. Sympos. Heat and Mass Transfer, Beijing, China.* — 2004. — P. 578–582.
11. **Терехов В.И., Терехов В.В.** Теплообмен в высоком замкнутом вертикальном канале с оребрением одной из сторон // *Теплофизика высоких температур.* — 2006. — Т. 44, № 3. — С. 439–444.
12. **Лыков А.В.** Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967. — 600 с.
13. **Кузнецов Г.В., Шеремет М.А.** Сопряженная задача термогравитационной конвекции в прямоугольной области с локальным источником тепла // *Инженерно-физический журнал.* — 2008. — Т. 81, № 1. — С. 90–96.
14. **Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А.** Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. — М.: Наука, 1984. — 288 с.

Статья поступила в редакцию 8 апреля 2008 г.