Теплофизика и аэромеханика, *2011*, *том 18*, *№ 3*

УДК 669.86:536.21

Нестационарная сопряженная термогравитационная конвекция в цилиндрической области с локальным источником энергии*

М.А. Шеремет

Томский государственный университет

E-mail: Michael-sher@yandex.ru

Проведено математическое моделирование нестационарных режимов естественной конвекции в замкнутой цилиндрической области с теплопроводной оболочкой конечной толщины при наличии локального источника тепла в условиях конвективного теплообмена с окружающей средой. Математическая модель построена в безразмерных переменных “функция тока — вектор завихренности скорости — температура” в цилиндрической системе координат. Детально проанализировано влияние числа Рэлея $10^4 \le \mathrm{Ra} \le 10^6$, фактора нестационарности $0 < \tau < 300$, относительного коэффициента теплопроводности $\lambda_{2,1} = 5{,}7\cdot10^{-4}$, $4{,}3\cdot10^{-2}$ и размеров источника энергии как на локальные характеристики (линии тока и поля температуры), так и на интегральный комплекс (среднее число Нуссельта на характерных границах). Установлены термогидродинамические особенности, обусловленные геометрией объекта исследования.

Ключевые слова: сопряженный теплоперенос, естественная конвекция, цилиндрическая область, нестационарный режим, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Тепловая гравитационная конвекция в вертикальных цилиндрических областях во многих технических приложениях [1–8] является определяющим механизмом формирования рабочих режимов переноса массы, импульса и энергии. Это явление играет важную роль при проектировании современных элементов электронной техники [1, 2], в случае аварийного охлаждения ядерного или химического реакторов [3, 4], при исследовании процессов тепломассопереноса в криогенных топливных баках [5–9]. В работах [9–11] подробно проанализированы режимы конвективного теплопереноса в замкнутых вертикальных цилиндрических емкостях для условий, когда подводимые к жидкости тепловые потоки равномерно распределены в зоне основания, по боковой и свободной поверхностям. Пространственно-временная структура конвекции при синусоидальном распределении теплового потока на боковой стенке вертикального цилиндра отражена в [12].

* Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (МК-396.2010.8) и РФФИ (грант № 11-08-00490-а).

Сопряженная задача естественной конвекции в частично заполненном жидкостью вертикальном цилиндрическом баке в условиях подвода равномерного теплового потока к внешней стороне боковой стенки и одновременного отвода тепла через локальные стоки, расположенные в боковой стенке бака, проанализирована в [13]. Математическое моделирование нестационарного процесса охлаждения однородной жидкости в вертикальном цилиндре в результате импульсного понижения температуры боковых стенок [6] показало, что нестационарный и квазистационарный режимы течения имеют различные термогидродинамические структуры, отражающие условия протекания процесса. Влияние угла наклона цилиндрической емкости на режимы термогравитационной конвекции исследовано в [7]. В большинстве работ, посвященных анализу естественной конвекции в вертикальных цилиндрических емкостях [1–12], пренебрегают влиянием конечной толщины теплопроводных стенок на режимы течения, что может приводить к появлению значительной погрешности как в локальных, так и в интегральных параметрах задачи [14, 15].

Целью настоящей работы является математическое моделирование нестационарных режимов естественной конвекции в вертикальной цилиндрической емкости с теплопроводными стенками конечной толщины при наличии локального источника энергии в основании области в условиях конвективного теплообмена с окружающей средой. Проведенное исследование также позволяет установить термогидродинамические особенности, обусловленные геометрией задачи, а именно, оценить влияние скругления углов прямоугольной области [16, 17] на режимы течения и переноса тепла.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается тепловая гравитационная конвекция вязкой, несжимаемой, теплопроводной, ньютоновской жидкости в вертикальной цилиндрической области с теплопроводными стенками конечной толщины при наличии локального источника энергии постоянной температуры в основании объекта исследования (рис. 1). Извне боковая поверхность цилиндрической области контактирует с окружающей средой. Внешние границы верхней и нижней стенок теплоизолированы.

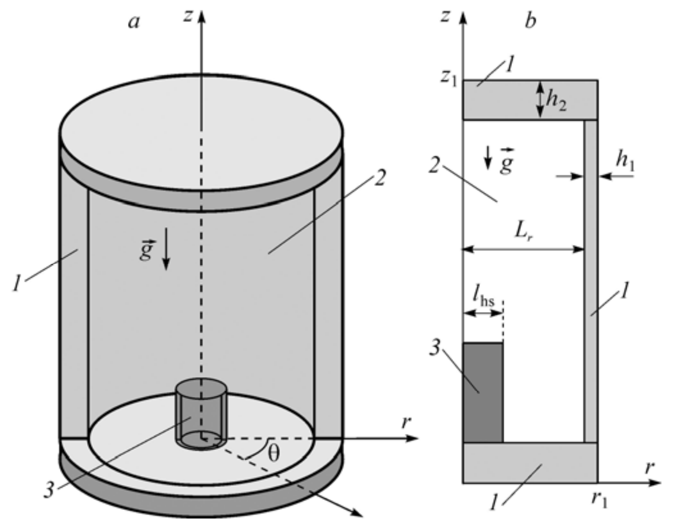


Рис. 1. Область решения задачи: *a* — трехмерный объект исследования, *b* — сечение объекта θ = const.

1 — стенки, *2* — газ, *3* — источник тепловыделения.

Предлагаемая геометрия задачи и граничные условия позволяют исключить влияние угла θ и проанализировать процесс переноса массы, импульса и энергии в сечении $\theta = \text{const}$ (рис. 1, *b*). При проведении вычислительных экспериментов предполагалось, что теплофизические свойства материала стенок и газа не зависят от температуры, а режим течения является ламинарным.

Процесс теплопереноса описывается системой нестационарных двумерных уравнений конвекции в приближении Буссинеска в безразмерных переменных “функция тока — вектор завихренности скорости — температура” в цилиндрических координатах в предположении $V_\theta = 0$ и $\partial/\partial\theta = 0$ в газовой полости [13, 18], а также нестационарным двумерным уравнением теплопроводности для элементов твердого материала [19].

В качестве масштабов расстояния, скорости, времени, температуры, функции тока и завихренности были выбраны L_r, $\sqrt{g\beta\Delta T L_r}$, $\sqrt{L_r/(g\beta\Delta T)}$, $\Delta T = T_{\text{hs}} - T_0$, $\sqrt{g\beta\Delta T L_r^5}$, $\sqrt{g\beta\Delta T/L_r}$. Безразмерные переменные имели вид:

$$R = r/L_r,\ Z = z/L_r,\ U = V_r\Big/\sqrt{g\beta\Delta T L_r},\ V = V_z\Big/\sqrt{g\beta\Delta T L_r},$$
$$\tau = t\sqrt{g\beta\Delta T/L_r},\ \Theta = (T - T_0)/\Delta T,\ \Psi = \psi\Big/\sqrt{g\beta\Delta T L_r^5},\ \Omega = \omega\sqrt{L_r/(g\beta\Delta T)},$$

где L_r — размер газовой полости по оси r (см. рис. 1), g — ускорение свободного падения, β — термический коэффициент объемного расширения, T — температура, T_0 — начальная температура в области решения, T_{hs} — температура источника тепла, r, z — координаты цилиндрической системы координат, R, Z — безразмерные координаты, соответствующие координатам r, z, V_r и V_z — составляющие вектора скорости в проекциях на оси r, z соответственно, U, V — безразмерные скорости, соответствующие скоростям V_r и V_z, t — время, τ — безразмерное время, Θ — безразмерная температура, ψ — функция тока, ω — вектор завихренности скорости, Ψ — безразмерный аналог функции тока, Ω — безразмерный аналог вектора вихря.

Безразмерные уравнения в цилиндрических координатах для газа (*2* на рис. 1) примут вид:

$$\nabla^2\Psi - \frac{2}{R}\frac{\partial\Psi}{\partial R} = -R\Omega, \tag{1}$$

$$\frac{\partial\Omega}{\partial\tau} + \frac{\partial(U\Omega)}{\partial R} + \frac{\partial(V\Omega)}{\partial Z} = \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}}\left(\nabla^2\Omega - \frac{\Omega}{R^2}\right) + \frac{\partial\Theta}{\partial R}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} + \frac{\partial(U\Theta)}{\partial R} + \frac{\partial(V\Theta)}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}\cdot\text{Pr}}}\nabla^2\Theta - \frac{U\Theta}{R}, \tag{3}$$

– для твердых стенок (*1* на рис. 1)

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} = \frac{a_{1,2}}{\sqrt{\text{Ra}\cdot\text{Pr}}}\nabla^2\Theta. \tag{4}$$

Здесь $\text{Ra} = g\beta\Delta T L_r^3/\nu a_2$ — число Рэлея, ν — кинематический коэффициент вязкости, $\text{Pr} = \nu/a_2$ — число Прандтля, $a_{1,2} = a_1/a_2$ — относительный коэффициент температуропроводности, a_1 — коэффициент температуропроводности материала твердых стенок, a_2 — коэффициент температуропроводности газа, $\nabla^2 = \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial}{\partial R}\right)+\frac{\partial^2}{\partial Z^2}$ — безразмерный оператор Лапласа.

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

начальное условие:

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

за исключением источника тепла, на котором в течение всего процесса $\Theta=1$;

граничные условия:

– на границе $R = r_1/L_r$ моделировался конвективный теплообмен с внешней средой

$$\partial\Theta/\partial R = \mathrm{Bi}\left(\Theta_e-\Theta\right);$$

– на границах $Z=0,\ z_1/L_r$ для уравнения энергии заданы условия теплоизоляции

$$\partial\Theta/\partial Z = 0;$$

– на оси симметрии $R = 0$ реализуются условия вида [20]

$$\partial\Theta/\partial R = \Omega = \Psi = 0;$$

– на границе раздела твердого материала и газа $R = 1$:

$$\Psi = 0,\ \ \frac{\partial\Psi}{\partial R}=0,\ \ \Theta_1=\Theta_2,\ \ \frac{\partial\Theta_1}{\partial R}=\lambda_{2,1}\frac{\partial\Theta_2}{\partial R};$$

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

$$\Psi = 0,\ \ \frac{\partial\Psi}{\partial Z}=0,\ \ \Theta_1=\Theta_2,\ \ \frac{\partial\Theta_1}{\partial Z}=\lambda_{2,1}\frac{\partial\Theta_2}{\partial Z}.$$

Здесь $\mathrm{Bi}=\alpha L_r/\lambda_1$ — число Био материала твердой стенки, α — коэффициент теплообмена между внешней средой и рассматриваемой областью решения, Θ_e — безразмерная температура окружающей среды, $\lambda_{2,1}=\lambda_2/\lambda_1$ — относительный коэффициент теплопроводности, λ_1 — коэффициент теплопроводности материала твердой стенки, λ_2 — коэффициент теплопроводности газа.

Краевая задача (1)–(4) с соответствующими начальными и граничными условиями решена методом конечных разностей [20–22] на равномерной сетке 200×200 с использованием неявной двухслойной схемы.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численные исследования проведены при следующих значениях безразмерных параметров: $10^4 \le \mathrm{Ra} \le 10^6$, $\mathrm{Pr}=0{,}7$, $0<\tau<300$, $\lambda_{2,1}=5{,}7\cdot10^{-4}$, $4{,}3\cdot10^{-2}$. Проанализировано влияние основных комплексов, характеризующих процесс, а также проведено сопоставление полученных результатов с решениями аналогичной задачи, но для прямоугольной области в декартовой системе координат в плоском [16] и пространственном [17] случаях.

Влияние числа Рэлея

На рис. 2 представлены линии тока и поля температуры при $\lambda_{2,1} = 4,3 \cdot 10^{-2}$, τ = 300, соответствующие различным значениям числа Рэлея, в сечении области решения θ = const.

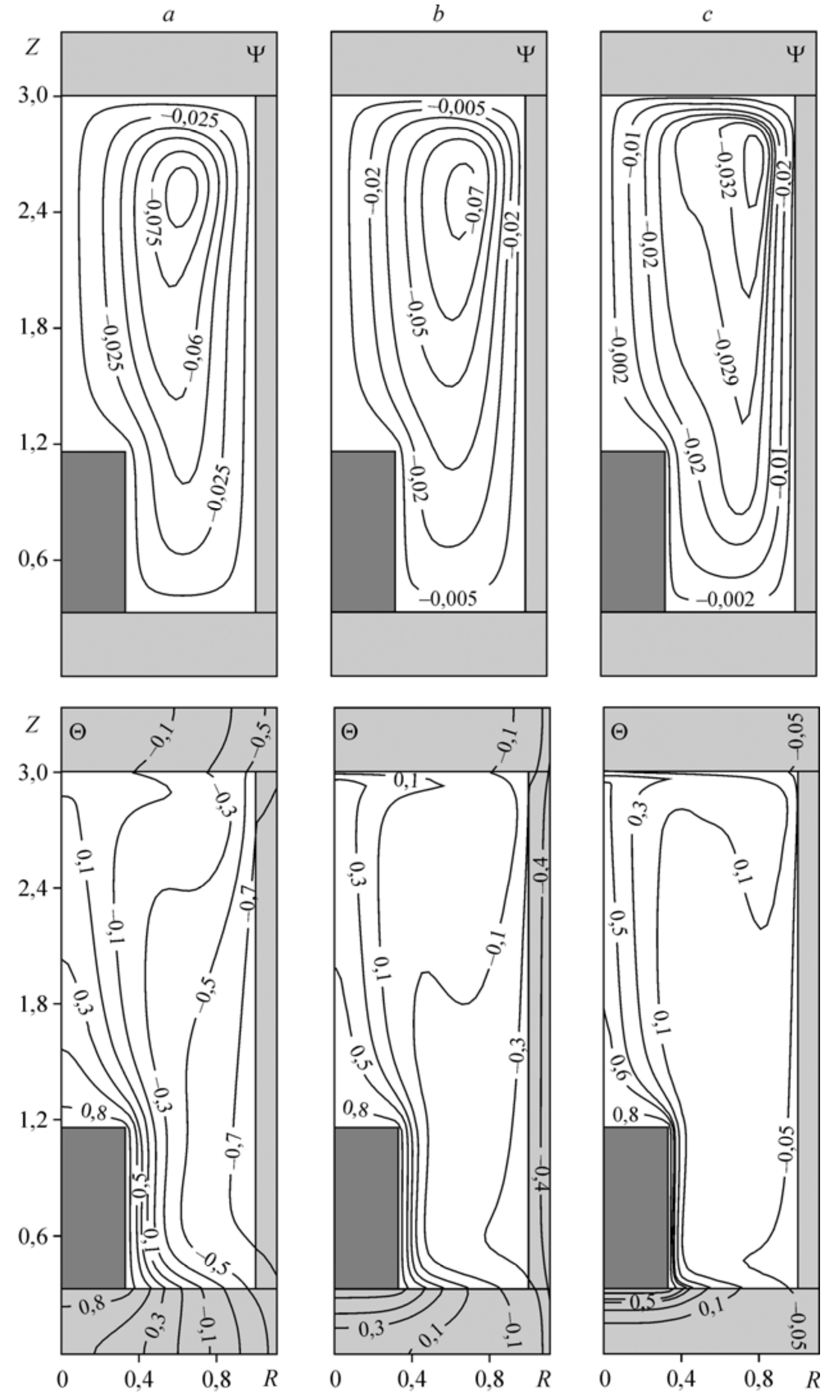


Рис. 2. Линии тока Ψ и поля температуры Θ при $\lambda_{2,1}$ = 4,3·10^{-2}, τ = 300, Ra = 10^4 (*a*), 10^5 (*b*), 10^6 (*c*).

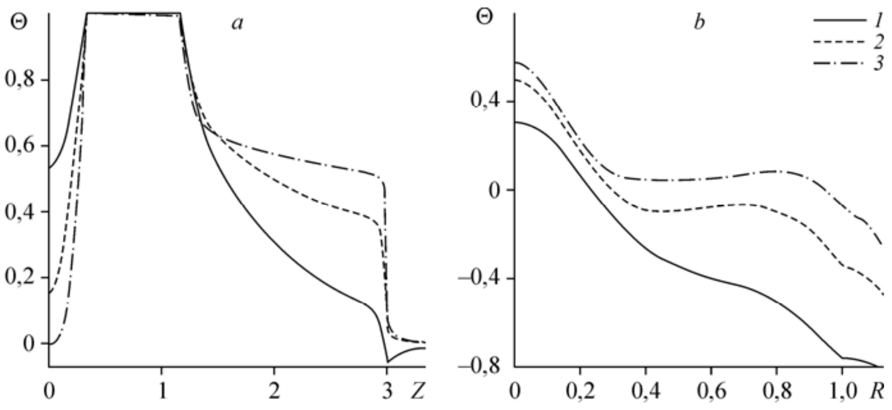


Рис. 3. Профили температуры при $\lambda_{2,1} = 4{,}3\cdot10^{-2}$, $\tau = 300$, $R = 0$ (*a*), $Z = 2$ (*b*), $\mathrm{Ra} = 10^4$ (*1*), 10^5 (*2*), 10^6 (*3*).

В режиме сопряженного теплопереноса при $\mathrm{Ra} = 10^4$ (см. рис. 2, *a*) в рассматриваемом сечении газовой полости образуется одна конвективная ячейка, обусловленная, в первую очередь, воздействием источника энергии. Ядро этого циркуляционного течения располагается в верхней части полости, что характеризует интенсификацию конвективного движения в этой зоне вследствие наличия существенного температурного напора. Последнее подтверждается распределением температуры — в верхней части газовой полости наблюдается наиболее значительное продвижение фронта пониженной температуры от границы $R = r_1/L_r$. Увеличение числа Рэлея в 10 раз (см. рис. 2, *b*) проявляется в снижении максимального значения функции тока в ядре вихря, что обусловлено повышением температуры в полости. Развивающийся термический факел над источником тепла препятствует распространению холодной волны и, тем самым, приводит к понижению градиента температуры в этой зоне. Дальнейший рост Ra отражается в более ощутимом прогреве полости и, как следствие, уменьшении интенсивности конвективной ячейки. Динамику влияния числа Рэлея на интенсивность конвекции можно проследить по значениям $|\Psi|_{\max}$: $0{,}089|_{\mathrm{Ra}=10^4} > 0{,}073|_{\mathrm{Ra}=10^5} > 0{,}035|_{\mathrm{Ra}=10^6}$.

На рис. 3 представлены профили температуры при различных значениях числа Рэлея на оси симметрии (*a*) и в поперечном сечении $Z = 2$ (*b*). Увеличение роли подъемной силы проявляется в повышении температуры как в газовой полости, так и верхнем элементе твердого материала. Максимальная температура достигается на оси симметрии вследствие формирования термического факела. Локальное повышение Θ в зоне $0{,}6 < R < 1{,}0$ при $Z = 2$ (рис. 3, *b*) обусловлено наличием нисходящих газовых потоков, кинетическая энергия которых незначительно уменьшается по сравнению с восходящим потоком.

Распределения вертикальной компоненты скорости в сечении $Z = 2$ (рис. 4) при различных Ra характеризуют интенсивность восходящих и нисходящих газовых потоков. На оси симметрии с ростом числа Рэлея происходит понижение скорости, что объясняется уменьшением

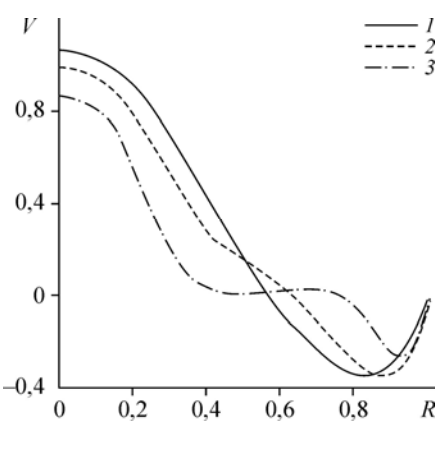


Рис. 4. Профили вертикальной компоненты скорости при $\lambda_{2,1} = 4{,}3\cdot10^{-2}$, $\tau = 300$, $Z = 2$, $\mathrm{Ra} = 10^4$ (*1*), 10^5 (*2*), 10^6 (*3*).

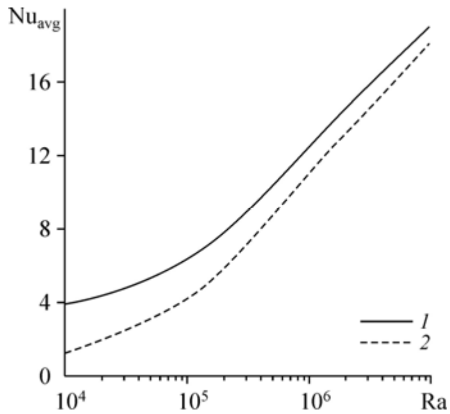


Рис. 5. Зависимость среднего числа Нуссельта от числа Рэлея при $\tau = 300$, $\lambda_{2,1} = 5{,}7 \cdot 10^{-4}$ (*1*), $4{,}3 \cdot 10^{-2}$ (*2*).

перепада температур. Вблизи правой стенки увеличение Ra приводит к уменьшению толщины динамического пограничного слоя, что проявляется в сокращении размеров зоны значительного перепада скорости. Формирование небольшой площадки $V \approx 0$ при $\mathrm{Ra} = 10^6$ в зоне $0{,}4 < R < 0{,}7$ можно объяснить преобладанием кондуктивного механизма переноса тепла в данной подобласти.

Проведен анализ влияния числа Рэлея на среднее число Нуссельта $\mathrm{Nu}_{\mathrm{avg}} = \int\limits_0^1 \left| \dfrac{\partial \Theta}{\partial Z} \right|_{Z=3} dR$ на границе раздела твердой стенки и газовой полости $Z = 3$.

Рис. 5 наглядно демонстрирует увеличение обобщенного коэффициента теплообмена на анализируемой границе раздела с ростом числа Рэлея при фиксированных значениях времени и относительного коэффициента теплопроводности. Рост среднего числа Нуссельта обусловлен увеличением градиента температуры на границе $Z = 3$.

Влияние фактора нестационарности

На рис. 6 представлены профили температуры при $\lambda_{2,1} = 4{,}3 \cdot 10^{-2}$, $\mathrm{Ra} = 10^5$ на оси симметрии (*a*) и в сечении $Z = 2$ (*b*) в различные моменты времени.

Возрастание безразмерного времени проявляется в повышении температуры непосредственно под источником энергии. На оси симметрии Θ уменьшается, поскольку происходит интенсивное охлаждение газовой полости со стороны окружающей среды (рис. 2, *b*). Заметно при этом незначительное увеличение температуры в верхнем элементе твердого материала, обусловленное меньшей скоростью продвижения фронта пониженной температуры в ограждающей стенке

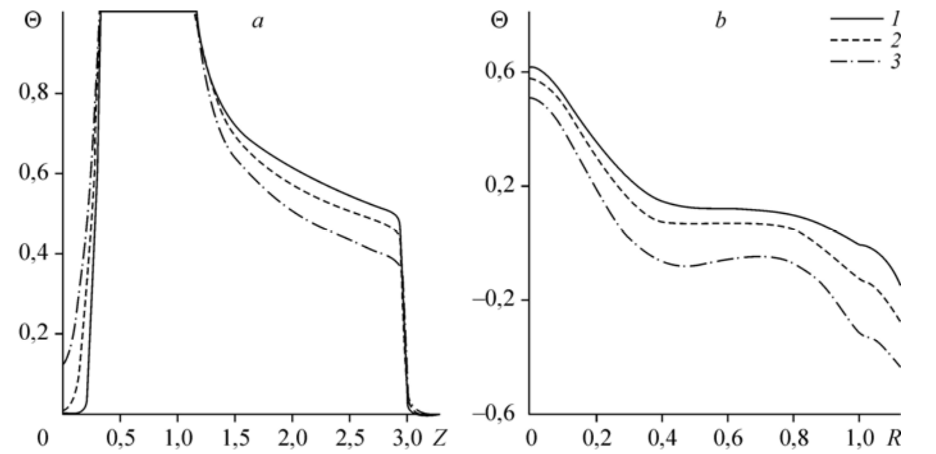


Рис. 6. Профили температуры при $\lambda_{2,1} = 4{,}3 \cdot 10^{-2}$, $\mathrm{Ra} = 10^5$: $R = 0$ (*a*), $Z = 2$ (*b*), $\tau = 30$ (*1*), 120 (*2*), 270 (*3*).

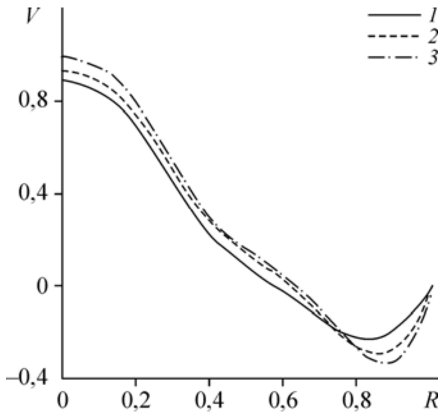


Рис. 7. Профили вертикальной компоненты скорости при $\lambda_{2,1}$ = 4,3·10^{-2}, Z = 2, Ra = 10^5, τ = 30 (*1*), 120 (*2*), 270 (*3*).

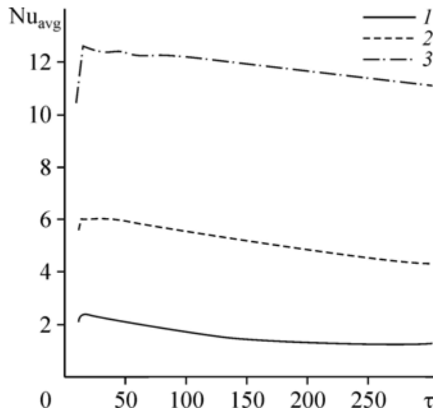


Рис. 8. Зависимость среднего числа Нуссельта от времени τ при $\lambda_{2,1}$ = 4,3·10^{-2}, Ra = 10^4 (*1*), 10^5 (*2*), 10^6 (*3*).

по сравнению с газовой полостью. Профили температуры в сечении Z = 2 подтверждают описанное выше. Необходимо отметить, что интенсивность продвижения волны низкой температуры можно оценить степенью уменьшения Θ в выбранном сечении за рассматриваемый промежуток времени.

На рис. 7 представлена динамика профилей вертикальной компоненты скорости с ростом безразмерного времени. Вследствие понижения температуры в газовой полости совместно с увеличением температурного напора наблюдается рост интенсивности конвективного течения как на оси симметрии, так и вблизи стенки. Фактор нестационарности также отражается и на масштабах нисходящего потока вблизи стенки. С увеличением τ размеры этого течения уменьшаются.

Изменения среднего числа Нуссельта на границе Z = 3 с ростом τ показаны на рис. 8. Необходимо отметить, что в режиме конвективного теплопереноса $\mathrm{Ra}=10^4$ при τ = 300 происходит термодинамическое установление процесса $\mathrm{Nu_{avg}}\big|_{\mathrm{Ra}=10^4}=1,29.$ С ростом числа Рэлея время достижения стационарного состояния увеличивается.

Влияние относительного коэффициента теплопроводности

Наличие теплопроводных стенок конечной толщины может существенным образом модифицировать как локальные распределения термогидродинамических параметров, так и интегральные [14, 15]. При этом, как показали исследования [15], в случае газовой полости, ограниченной твердыми стенками конечной толщины, относительное отклонение может достигать 50 %. Такие изменения, несомненно, необходимо учитывать при проектировании и создании технологического оборудования.

На рис. 9 представлены профили температуры и вертикальной компоненты скорости при различных значениях относительного коэффициента теплопроводности в режиме конвективного теплопереноса при $\mathrm{Ra}=10^5$, τ = 300.

Увеличение $\lambda_{2,1}$ соответствует уменьшению коэффициента теплопроводности материала твердых стенок, что проявляется в понижении скорости распространения тепловой волны в твердом элементе. Снижение Θ в стенках приводит к уменьшению температуры в полости, поскольку в сопряженных задачах конвективного теплопереноса изменения температуры в газе и в ограждающих стенках

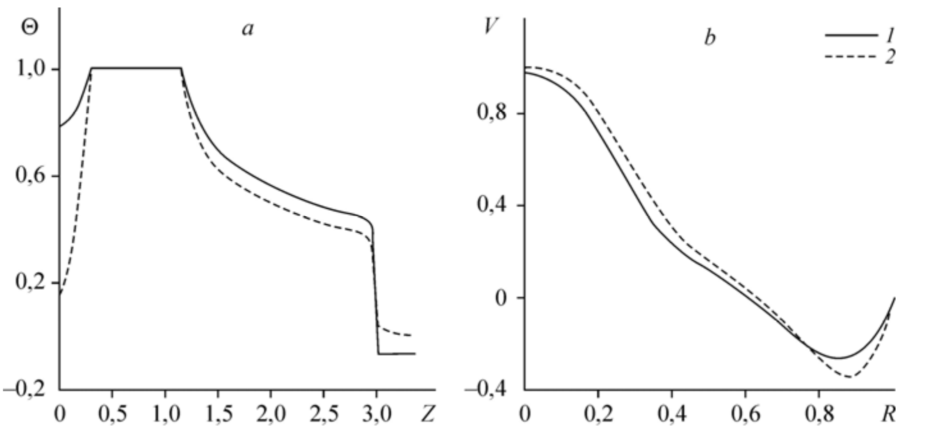


Рис. 9. Профили температуры на оси симметрии (*a*) и вертикальной компоненты скорости в сечении $Z = 2$ (*b*) при $\mathrm{Ra} = 10^5$, $\tau = 300$ и значениях $\lambda_{2,1} = 5{,}7\cdot10^{-4}$ (*1*), $4{,}3\cdot10^{-2}$ (*2*).

неразрывно связаны. Необходимо отметить, что представленные распределения отражают влияние не только $\lambda_{2,1}$, но и фактора нестационарности. Заметно наличие положительной разности температур для $\lambda_{2,1} = 4{,}3\cdot10^{-2}$ и $\lambda_{2,1} = 5{,}7\cdot10^{-4}$ в верхнем элементе твердого материала, что обусловлено недостаточным воздействием окружающей среды при $\tau = 300$. Модификации поля температуры отражаются на значениях обобщенного коэффициента теплообмена на границе раздела сред $Z = 3$ (см. рис. 5). Уменьшение среднего числа Нуссельта с ростом $\lambda_{2,1}$ на границе $Z = 3$ обусловлено увеличением температуры в верхней стенке (см. рис. 9, *a*), что приводит к падению градиента температуры на внутренней поверхности этого элемента.

Профили вертикальной компоненты скорости также изменяются (см. рис. 9, *b*). В результате увеличения $\lambda_{2,1}$ абсолютные значения V увеличиваются, что объясняется ростом температурного напора в полости. Наиболее заметные изменения в профилях вертикальной компоненты скорости происходят вблизи стенки цилиндрической области.

Влияние размеров источника энергии

Одной из основных сложностей при конструировании элементов радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники является отсутствие как полной картины по распределениям локальных термогидродинамических характеристик в рабочей полости, так и величин тепловых потоков на чувствительных электронных элементах при изменении размеров тепловыделяющих источников [23, 24]. На рис. 10 представлены профили температуры и скорости при $\mathrm{Ra} = 10^5$, $\tau = 300$, $\lambda_{2,1} = 4{,}3\cdot10^{-2}$ в поперечном сечении $Z = 2{,}5$.

Увеличение радиуса нагревательного элемента в два раза приводит к повышению средней температуры в полости в 1,3 раза. На рис. 10, *a* заметно незначительное уменьшение толщины теплового пограничного слоя вблизи твердой стенки $R = 1$. Вертикальная компонента скорости V также несколько изменяется (см. рис. 10, *b*) — наблюдается локальное повышение скорости в центре полости, а также увеличение интенсивности нисходящих газовых потоков вблизи стенки.

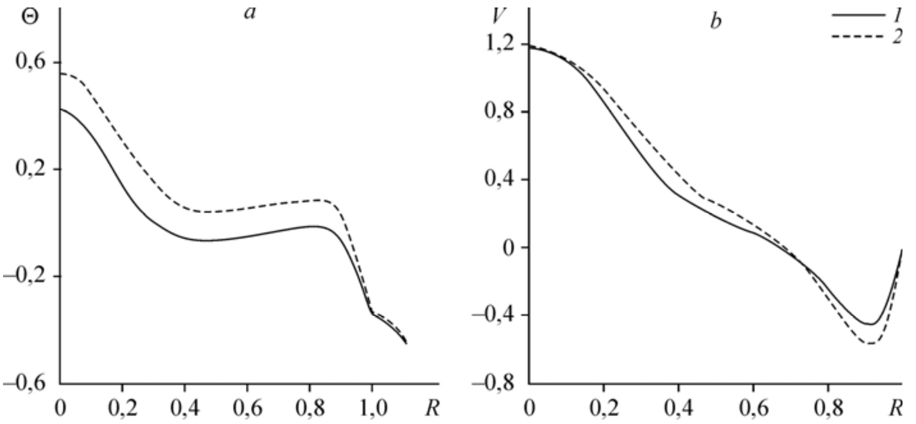


Рис. 10. Профили температуры (*a*) и вертикальной компоненты скорости (*b*) при $\mathrm{Ra} = 10^5$, $\tau = 300$, $\lambda_{2,1} = 4{,}3 \cdot 10^{-2}$, $Z = 2{,}5$, $l_{\mathrm{hs}}/L_r = 0{,}3$ (*1*), 0,6 (*2*).

Влияние геометрии объекта

Наиболее интересным представляется влияние геометрии исследуемого объекта на режимы течения и теплоперенос. Ранее был проведен подобный анализ для прямоугольных областей как в плоском [16], так и в пространственном [17] случаях. В настоящей работе акцент сделан на исследования режимов переноса массы, импульса и энергии в цилиндрической области. Все геометрические размеры и теплофизические характеристики сред идентичны, отличия заключаются в форме анализируемых объектов. На рис. 11 представлены профили температуры для различных моделей на оси симметрии (см. рис. 11, *a*) и в сечении $Z = 2{,}5$ (рис. 11, *b*). Сравнивая представленные распределения, можно утверждать, что в случае цилиндрической области прогрев твердой стенки, на которой находится тепловыделяющий элемент постоянной температуры, не такой интенсивный, а в газовой полости температура на оси симметрии выше только в случае пространственной модели. В поперечном сечении $Z = 2{,}5$ наблюдаются существенные расхождения, отражающие наличие более низких значений температуры в случае вертикального цилиндра, обусловленные влиянием геометрии области на режимы течения. Необходимо отметить, что отличия в поле температуры приводят к соответствующим

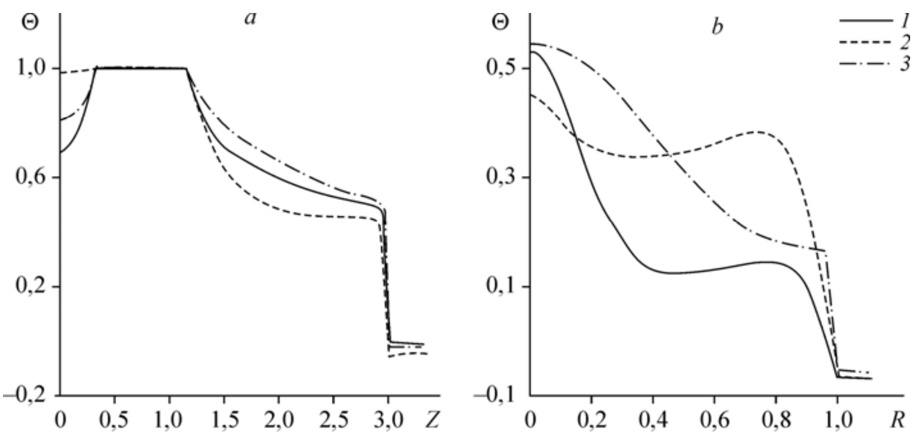
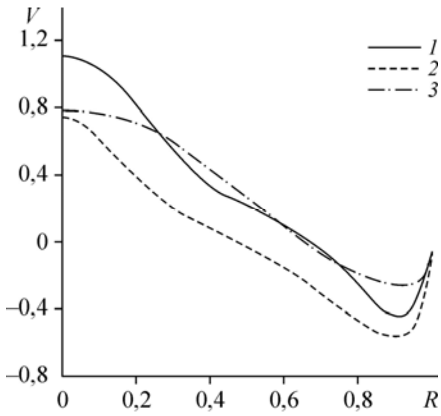


Рис. 11. Профили температуры при $\mathrm{Ra} = 10^5$, $\tau = 90$, $\lambda_{2,1} = 5{,}7 \cdot 10^{-4}$: $R = 0$ (*a*), $Z = 2{,}5$ (*b*).

1 — цилиндрического, *2* — 2D декартова, *3* — 3D декартова системы координат.

Рис. 12. Профили вертикальной компоненты скорости при Ra = 10^5, $\tau = 90$, $\lambda_{2,1} = 5{,}7\cdot10^{-4}$, $Z = 2{,}5$.

1 — цилиндрического, *2* — 2D декартова, *3* — 3D декартова системы координат.



отклонениям по интегральному коэффициенту теплообмена на характерных границах раздела сред.

Сравнение профилей вертикальной компоненты скорости представлено на рис. 12. На оси симметрии скорость в случае цилиндрической области наибольшая, а вблизи стенки значение $|V|$ уступает абсолютной величине скорости в случае прямоугольной области в плоской постановке.

Необходимо отметить, что поперечный размер зоны нисходящих потоков вблизи правой стенки в случае цилиндрической области и параллелепипеда отличаются незначительно. Суммируя описанное выше, можно утверждать, что использование вертикальных цилиндров в качестве базовых форм для узлов и блоков радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники наиболее привлекательно вследствие повышения интенсивности циркуляции газа внутри области и существенного понижения рабочих температур. Последнее позволяет значительно увеличить срок эксплуатации электронных приборов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно решена нестационарная задача тепловой гравитационной конвекции в замкнутом вертикальном цилиндре с теплопроводными стенками конечной толщины при наличии локального источника энергии постоянной температуры, расположенного в нижней части полости, а также в условиях конвективного теплообмена с внешней средой на вертикальных стенках. Представлены распределения линий тока и поля температуры, отражающие влияние определяющих комплексов в достаточно широком диапазоне: $10^4 \le \mathrm{Ra} \le 10^6$, $0 < \tau < 300$, $\lambda_{2,1} = 5{,}7\cdot10^{-4}$, $4{,}3\cdot10^{-2}$. Установлено, что использование цилиндрических областей для нужд микроэлектроники наиболее целесообразно вследствие наличия интенсивных конвективных течений и низких температур в газовой полости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Dally J.W., Lall P., Suhling J.C.** Mechanical design of electronic systems. Knoxville, TN USA: College House Enterprises, LLS, 2008. 664 p.
2. **Samadiani E., Joshi Y., Mistree F.** The thermal design of a next generation data center: a conceptual exposition // J. Electron. Packag. 2008. Vol. 130, No. 4. P. 1104–1112.
3. **Kim Y.K., Lee K.H., Kim H.R.** Cold neutron source at KAERI, Korea // J. Nuclear Engng and Design. 2008. Vol. 238, No. 7. P. 1664–1669.
4. **Karthikeyan S., Sundararajan T., Shet U.S.P., Selvaraj P.** Effect of turbulent natural convection on sodium pool combustion in the steam generator building of a fast breeder reactor // J. Nuclear Engng and Design. 2009. Vol. 239, No. 12. P. 2992–3002.
5. **Rodriguez I., Castro J., Perez-Segarra C.D., Oliva A.** Unsteady numerical simulation of the cooling process of vertical storage tanks under laminar natural convection // Inter. J. of Thermal Sci. 2009. Vol. 48, No. 4. P. 708–721.
6. **Lin W., Armfield S.W.** Direct simulation of natural convection cooling in a vertical circular cylinder // Inter. J. of Heat and Mass Transfer. 1999. Vol. 42. P. 4117–4130.

7. **Kurian V., Varma M.N., Kannan A.** Numerical studies on laminar natural convection inside inclined cylinders of unity aspect ratio // Inter. J. of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52, No. 3/4. P. 822–838.
8. **Макаров М.В., Яньков Г.Г.** Численное исследование процессов тепломассообмена в криогенном топливном баке // Тр. 3-й Росс. национ. конф. по теплообмену. Москва, 2002. Т. 3. С. 102–107.
9. **Черкасов С.Г.** Естественная конвекция и температурная стратификация в криогенном топливном баке в условиях микрогравитации // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 5. С. 142–149.
10. **Полежаев В.И., Черкасов С.Г.** Нестационарная тепловая конвекция в цилиндрическом сосуде при боковом подводе тепла // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 148–157.
11. **Черкасов С.Г.** Естественная конвекция в вертикальном цилиндрическом сосуде при подводе тепла к боковой и свободной поверхностям // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 6. С. 51–56.
12. **Моисеева Л.А., Черкасов С.Г.** Математическое моделирование естественной конвекции в вертикальном цилиндрическом баке при знакопеременном распределении теплового потока на стенке // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 2. С. 66–72.
13. **Моисеева Л.А., Черкасов С.Г.** Стационарный свободно-конвективный теплообмен в цилиндрической емкости при равномерном теплоподводе и одновременном отводе тепла через локальные стоки // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35, № 4. С. 564–569.
14. **Liaqat A., Baytas, A.C.** Numerical comparison of conjugate and non-conjugate natural convection for internally heated semi-circular pools // Inter. J. of Heat and Fluid Flow. 2001. Vol. 22, No. 6. P. 650–656.
15. **Агаркова А.А., Шеремет М.А.** Влияние теплопроводных стенок на режимы естественной конвекции в замкнутых областях // Тез. докл. 16-ой межд. научно-техн. конф. студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». Москва: Изд-во МЭИ, 2010. Т. 3. С. 62–63.
16. **Кузнецов Г.В., Шеремет М.А.** Об одном подходе к математическому моделированию тепловых режимов радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники // Микроэлектроника. 2008. Т. 37, № 2. С. 150–158.
17. **Кузнецов Г.В., Шеремет М.А.** О возможности регулирования тепловых режимов типичного элемента радиоэлектронной аппаратуры или электронной техники с локальным источником тепла за счет естественной конвекции // Микроэлектроника. 2010. Т. 39, № 4. С. 1–18.
18. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
19. **Лыков А.В.** Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
20. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
21. **Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А.** Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984. 288 с.
22. **Черкасов С.Г.** Модифицированный численный метод для расчета тепловой конвекции в вертикальном цилиндрическом сосуде // Численные методы механики сплошной среды. 1984. Т. 15, № 5. С. 144–153
23. **Icoz T., Jaluria Y.** Design of cooling systems for electronic equipment using both experimental and numerical inputs // ASME J. Elec. Packaging. 2004. Vol. 126, No. 4. P. 465–471.
24. **Jaluria Y.** Design and Optimization of Thermal Systems. New York: McGraw-Hill, 1998.

Статья поступила в редакцию 21 апреля 2010 г.