

ДВА ФАКТОРА, ВЛИЯЮЩИЕ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ГЕРМЕТИЧНЫХ БЛОКАХ

© 2014 г. С. Г. Мартюшев¹, М. А. Шеремет^{1,2}

¹Томский государственный университет

²Томский политехнический университет

E-mail: Michael-sher@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.05.2013 г.

Проведен численный анализ нестационарных режимов сложного теплопереноса в герметичном элементе радиоэлектронной аппаратуры или электронной техники (РЭА или ЭТ) с теплопроводными стенками конечной толщины при наличии локального источника энергии с постоянной плотностью объемного тепловыделения в условиях конвективного охлаждения со стороны внешней среды. В стационарном режиме получены распределения изолиний функции тока и температуры, характеризующие основные закономерности исследуемого процесса. Показаны масштабы влияния коэффициента теплоотдачи на внешних поверхностях стенок и степени черноты материалов ограждающей твердой оболочки и источника энергии на интенсивность охлаждения тепловыделяющего элемента.

DOI: 10.7868/S0544126914050056

ВВЕДЕНИЕ

В современных условиях развитие элементной базы РЭА или ЭТ неразрывно связано с использованием достаточно больших мощностей в сравнительно малых объемах. Такая тенденция отражается в резком увеличении удельной мощности рассеяния, а, следовательно, и плотности рассеиваемой теплоты. Поэтому при конструировании аппаратуры особое значение приобретает разработка методов отвода теплоты, регулирования и контроля температуры внутри изделия [1–3].

Необходимо отметить, что повышение температуры микросхем и радиоэлементов электронных изделий в рабочем диапазоне на 20% повышает интенсивность отказов всего устройства в 3 раза. При этом отклонение температуры от рабочих диапазонов снижает диэлектрические свойства материалов, а также ускоряет коррозию конструкционных материалов [4, 5].

В настоящее время наиболее эффективным методом анализа возможностей разрабатываемых активных [6–9] и пассивных [10–13] систем охлаждения является использование современных подходов вычислительной механики жидкости и газа. Так, например, в результате математического моделирования ламинарных [6] и турбулентных [7] режимов смешанной конвекции в вертикальном [7] и наклонном [6] каналах с источниками энергии постоянной температуры установлено, что увеличение скорости внешнего потока и расстояния между источниками тепла приводит к интенсификации теплоотвода, а наибольшая интенсив-

ность охлаждения элементов реализуется при угле наклона в 45°. В [8] на основе конечно-элементного коммерческого программного кода FIDAP, предназначенного для компьютерного моделирования гидродинамики и процессов теплопереноса в областях различной геометрии, было показано, что использование в канале колеблющейся вблизи тепловыделяющих элементов пластины малых размеров приводит к интенсификации процессов охлаждения, вследствие увеличения локального коэффициента теплоотдачи на 70%.

Технологически сложными и в то же время наиболее актуальными методами охлаждения тепловыделяющих элементов являются пассивные системы, основанные на эффективном использовании всех трех механизмов переноса энергии [14, 15]. Детальный анализ нестационарных режимов конвективно-кондуктивного теплопереноса в герметичных областях с локальным источником энергии был проведен ранее [10–13]. Показано существенное влияние как кондуктивной теплопередачи в элементах твердого материала на интенсификацию конвективного теплопереноса в воздушной полости, так и мощности источника энергии на формирование термогидродинамических режимов. Продемонстрирована возможность создания технологии регулирования внутренних термогидродинамических структур, а соответственно и тепловых режимов, за счет оптимального выбора материала ограждающих конструкций и термических условий на внешнем контуре устройства.

Цель настоящей работы – математическое моделирование нестационарного сложного теплопереноса в замкнутой области (типичный узел РЭА или ЭТ) с теплопроводными стенками конечной толщины и при наличии локального источника тепловыделения постоянной мощности в условиях внешнего конвективного охлаждения анализируемого объекта. Данная работа является логичным развитием исследований пассивных систем охлаждения РЭА или ЭТ [10–13] и посвящена анализу двух механизмов, интенсифицирующих теплоотвод от источника энергии, расположенного в герметичной полости. Первый механизм обусловлен теплофизическими характеристиками внешнего обтекающего полость потока и отражается в коэффициенте теплоотдачи на поверхности анализируемого объекта. Второй механизм представляется наиболее интересным и неожиданным и связан с изменением степени черноты внутренних поверхностей стенок полости и самого источника энергии.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Моделируется нестационарный процесс теплопереноса в малом по размерам герметичном блоке РЭА или ЭТ с локальным источником постоянной плотности объемного тепловыделения.

Исследуемая область решения состоит из твердых стенок (1 на рис. 1) и воздуха, заполняющего внутреннюю полость (2 на рис. 1). Источник энергии (3 на рис. 1) представляет собой элемент твердого материала с постоянной плотностью объемного тепловыделения q_V . На всех внешних границах анализируемого объекта реализуются условия конвективного теплообмена с окружающей средой, моделирующие охлаждение герметичного блока. Перенос энергии осуществляется механизмами естественной конвекции и теплового излучения внутри диатермичной воздушной полости и теплопроводностью в ограждающих твердых стенках и тепловыделяющем элементе.

Предполагается, что теплофизические характеристики материала твердых элементов и воздуха не зависят от температуры, а режим течения является ламинарным. Воздух считается теплопроводной, ньютоновской жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска. Внутренние поверхности твердых стенок считаются диффузно-серыми, а отраженное излучение является диффузным и равномерно распределенным по каждой поверхности замкнутой области решения.

Необходимо отметить, что приближение о серости поверхностей будет корректным в тех случаях, когда собственное излучение поверхности и падающее на нее излучение ограничены одним и тем же диапазоном длин волн, а спектральная ис-

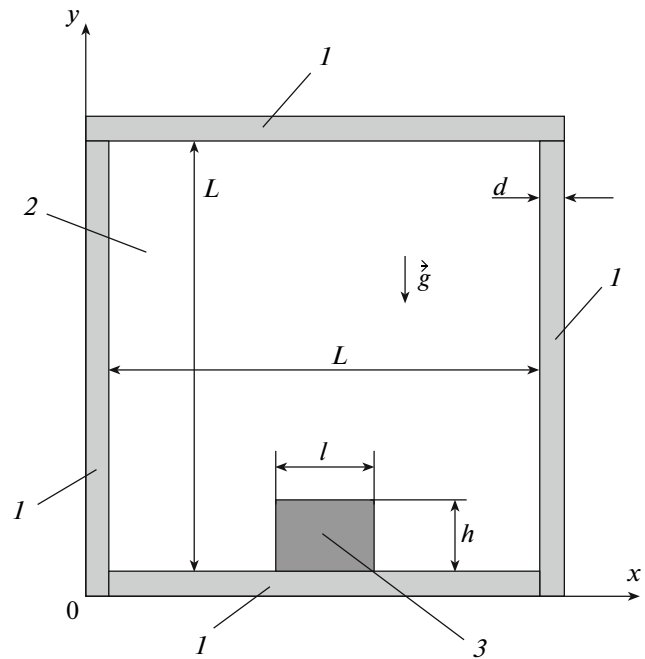


Рис. 1. Область решения: 1 – твердые стенки; 2 – воздушная полость; 3 – источник тепловыделения.

пускательная способность поверхности сравнительно мало изменяется в этом диапазоне [16, 17]. Однако, если диапазоны длин волн, соответствующие испускаемому и падающему излучению, различны, предположение о серости поверхностей может привести к серьезной ошибке [16, 17]. В настоящей работе предполагается, что собственное излучение поверхности и падающее на нее излучение ограничены одним диапазоном длин волн.

Процесс переноса тепла в анализируемом объекте (рис. 1) описывается системой нестационарных двумерных уравнений конвекции Обербека–Буссинеска [11] в воздушной полости с учетом поверхностного излучения [18, 19], а также нестационарным двумерным уравнением теплопроводности для элементов твердого материала [11, 18, 19].

Математическая модель сформулирована в размерных переменных “функция тока–завихренность–температура” [11]:

- в воздушной полости:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + g_y \beta \frac{\partial T_a}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_a}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial T_a}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T_a}{\partial y} = a_a \left(\frac{\partial^2 T_a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_a}{\partial y^2} \right), \quad (3)$$

- в источнике энергии:

$$\frac{\partial T_{hs}}{\partial t} = a_{hs} \left(\frac{\partial^2 T_{hs}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_{hs}}{\partial y^2} \right) + \frac{q_V}{\rho_{hs} C_{phs}}, \quad (4)$$

- в твердых стенках:

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = a_w \left(\frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_w}{\partial y^2} \right), \quad (5)$$

здесь x, y – координаты декартовой системы координат, м; t – время, с; ψ – функции тока, м²/с; ω – завихренность скорости, 1/с; ν – коэффициент кинематической вязкости, м²/с; g_y – составляющая ускорения силы тяжести в проекции на ось y ($g_x = 0$), м/с²; β – температурный коэффициент объемного расширения, 1/К; T_a – температура в полости, К; T_{hs} – температура источника энергии, К; T_w – температура ограждающих твердых стенок, К; a_a – коэффициент теплопроводности воздуха, м/с²; a_{hs} – коэффициент теплопроводности материала источника энергии, м/с²; a_w – коэффициент теплопроводности материала твердых стенок, м/с²; q_V – плотность объемного тепловыделения в источнике

тепла, Вт/м³; ρ_{hs} – плотность материала источника тепловыделения, кг/м³; C_{phs} – теплоемкость материала источника тепловыделения, Дж/(кг К).

Начальные и граничные условия для сформулированных уравнений математической физики (1)–(5) имеют вид:

Начальное условие:

$$\psi(x, y, 0) = 0, \quad \omega(x, y, 0) = 0, \quad T(x, y, 0) = T_0.$$

Граничные условия:

- на всех внешних границах реализуются условия конвективного теплообмена

$$\text{при } x = 0: -\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial x} = \alpha_1 (T_e - T_w);$$

$$\text{при } x = L + 2d: \lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial x} = \alpha_1 (T_e - T_w);$$

$$\text{при } y = 0: -\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial y} = \alpha_2 (T_e - T_w);$$

$$\text{при } y = L + 2d: \lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial y} = \alpha_1 (T_e - T_w);$$

- на внутренних границах материала твердых стенок и воздуха, параллельных оси Ox :

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0, \quad T_w = T_a, \quad -\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial y} = -\lambda_a \frac{\partial T_a}{\partial y} + q_{rad};$$

- на внутренних границах материала твердых стенок и воздуха, параллельных оси Oy :

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad T_w = T_a, \quad -\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial x} = -\lambda_a \frac{\partial T_a}{\partial x} + q_{rad};$$

- на внутренней границе материала источника энергии и воздуха, параллельной оси Ox :

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0, \quad T_{hs} = T_a, \quad -\lambda_{hs} \frac{\partial T_{hs}}{\partial y} = -\lambda_a \frac{\partial T_a}{\partial y} + q_{rad};$$

- на внутренних границах материала источника энергии и воздуха, параллельных оси Oy :

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad T_{hs} = T_a, \quad -\lambda_{hs} \frac{\partial T_{hs}}{\partial x} = -\lambda_a \frac{\partial T_a}{\partial x} + q_{rad};$$

- на внутренней границе материалов твердой стенки и источника энергии, параллельной оси Ox :

$$T_{hs} = T_w, \quad -\lambda_{hs} \frac{\partial T_{hs}}{\partial y} = -\lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial y};$$

здесь λ_w – коэффициент теплопроводности материала твердой стенки, Вт/(м К); λ_{hs} – коэффициент теплопроводности материала источника энергии, Вт/(м К); λ_a – коэффициент теплопроводности воздуха, Вт/(м К); q_{rad} – плотность потока результирующего излучения соответствующей поверхности внутри воздушной полости, Вт/м².

Для определения плотности потока результирующего излучения q_{rad} применялся метод сальдо в форме Поляка [17–19], который основан на реализации следующих двух разностных уравнений:

$$q_{rad,k} = q_{eff,k} - \sum_{j=1}^N F_{k-j} q_{eff,j}, \quad (6)$$

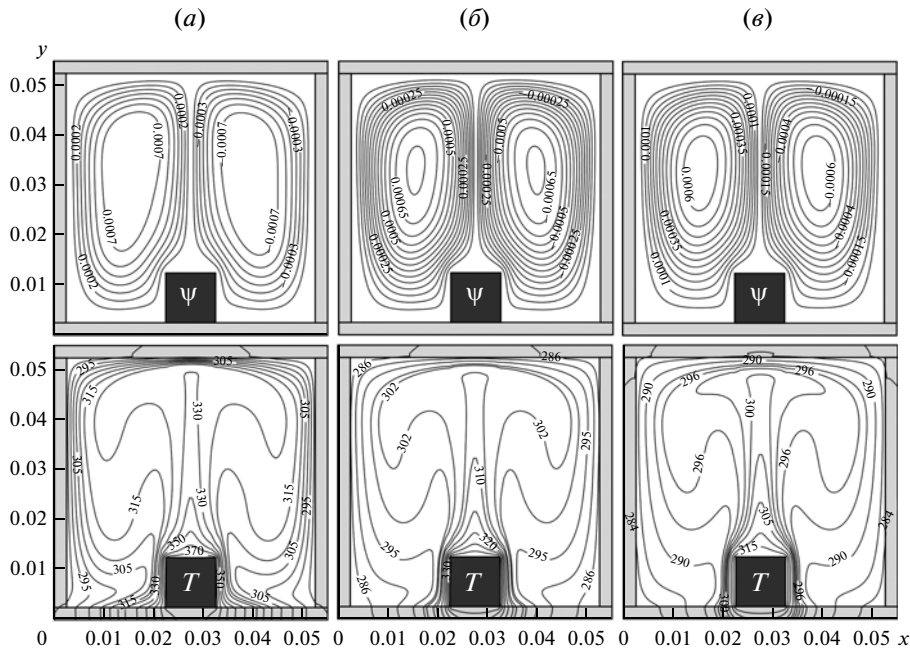


Рис. 2. Распределения изолиний функции тока (Ψ) ($\text{м}^2/\text{с}$) и температуры T (К) при $t = 3600$ с, $\varepsilon_w = \varepsilon_{hs} = 0$: $\alpha_2 = 10$ (а), $\alpha_2 = 50$ (б), $\alpha_2 = 100$ (в).

$$q_{\text{eff},k} = \varepsilon_k \sigma T_k^4 + (1 - \varepsilon_k) \sum_{j=1}^N F_{k-j} q_{\text{eff},j}, \quad (7)$$

где $q_{\text{rad},k}$ – плотность потока результирующего излучения k -ой поверхности, $\text{Вт}/\text{м}^2$; $q_{\text{eff},k}$ – плотность потока эффективного излучения k -ой поверхности, $\text{Вт}/\text{м}^2$; F_{k-j} – угловой коэффициент между поверхностями “ k ” и “ j ”; ε_k – приведенная степень черноты k -ой поверхности; σ – постоянная Стефана–Больцмана, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{К}^4)$; T_k – температура k -ой поверхности, К; N – количество поверхностей.

Для вычисления угловых коэффициентов F_{k-j} применялся метод Хоттеля [16–19].

Задача (1)–(7) с соответствующими краевыми условиями решена методом конечных разностей [10–13, 18–20]. Алгоритм решения подробно описан в [10–13, 18–20]. Используемый метод решения был протестирован на нескольких модельных задачах [18–20].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численные исследования краевой задачи (1)–(7) с соответствующими начальными и граничными условиями проведены при следующих геометрических параметрах: $L = 0.05$ м, $l = h = 0.01$ м, $d = 0.0025$ м. В качестве материала ограждающих стенок рассматривался стеклопластик ($\lambda_w = 0.7$ $\text{Вт}/(\text{м К})$,

$\rho_w = 2600$ $\text{кг}/\text{м}^3$, $C_{pw} = 800$ $\text{Дж}/(\text{кг К})$). Теплофизические характеристики материала источника тепловыделения [8] – $\lambda_{hs} = 177$ $\text{Вт}/(\text{м К})$, $\rho_{hs} = 2770$ $\text{кг}/\text{м}^3$, $C_{p_{hs}} = 875$ $\text{Дж}/(\text{кг К})$. Полость заполнена воздухом ($\lambda_a = 0.026$ $\text{Вт}/(\text{м К})$, $\rho_a = 1.205$ $\text{кг}/\text{м}^3$, $C_{pa} = 1009$ $\text{Дж}/(\text{кг К})$, $\nu = 1.5 \times 10^{-5}$ $\text{м}^2/\text{с}$, $g = 9.81$ $\text{м}/\text{с}^2$, $\beta = 0.0034$ К^{-1}). Начальная температура области решения $T_0 = 293$ К. Температура окружающей среды $T_e = 283$ К. Плотность объемного тепловыделения источника энергии $q_V = 5 \times 10^5$ $\text{Вт}/\text{м}^3$. Коэффициент теплоотдачи на внешних границах боковых и верхней стенок $\alpha_1 = 50$ $\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{К})$. Коэффициент теплоотдачи на границе $y = 0$ изменялся в диапазоне $10 \leq \alpha_2 \leq 100$ $\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{К})$. Степень черноты внутренних поверхностей твердых стенок: $0 \leq \varepsilon_w < 1$. Степень черноты поверхностей источника энергии: $0 \leq \varepsilon_{hs} < 1$.

Одним из методов охлаждения тепловыделяющего элемента, расположенного в герметичном блоке, является обтекание полости теплоносителем с температурой ниже начальной температуры анализируемого объекта ($T_e < T_0$). При этом определяющее значение будет иметь интенсивность теплоотвода со стороны стенки, на которой расположен источник энергии.

На рис. 2 представлены линии тока, отражающие траектории движения воздуха внутри блока в стационарном режиме, и поля температуры при различных значениях коэффициента теплоотдачи на

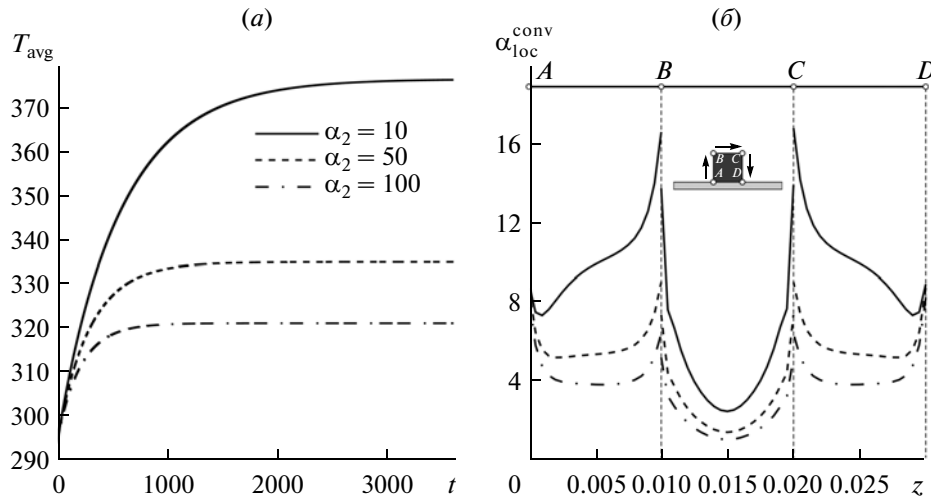


Рис. 3. Влияние α_2 на среднюю температуру источника энергии T_{avg} (а) и на локальный коэффициент теплоотдачи α_{loc}^{conv} по границе источника энергии (б).

внешней границе основания в условиях пренебрежения радиационным теплообменом ($\varepsilon_w = \varepsilon_{hs} = 0$).

Независимо от значения коэффициента теплоотдачи на границе $y = 0$ внутри полости формируются две конвективные ячейки, наличие которых обусловлено влиянием источника энергии и охлаждением полости со стороны внешней среды. Над тепловыделяющим элементом формируется термический факел, отражающий образование восходящих потоков воздуха в центральной части полости. Увеличение α_2 приводит к незначительному ослаблению интенсивности течения, вследствие снижения градиента температуры внутри полости из-за увеличенных масштабов отвода энергии в нижнее основание. Последнее сказывается также на значительном снижении температуры внутри воздушной полости. Отметим, что увеличение коэффициента теплоотдачи в диапазоне $10 < \alpha_2 < 50$ проявляется в более интенсивном охлаждении полости, чем при $50 < \alpha_2 < 100$.

Наиболее важным при анализе вопросов охлаждения блоков РЭА или ЭТ является поведение средней температуры и локальных тепловых потоков на поверхности теплонагруженных компонентов. На рис. 3 представлены временные зависимости средней температуры источника энергии T_{avg} (рис. 3а) и профили локального конвективного коэффициента теплоотдачи по периметру источника (рис. 3б). Отмеченный выше выход на стационар при $t = 3600$ с подтверждается достижением постоянной средней температуры источника (рис. 3а).

Увеличение α_2 приводит к снижению T_{avg} . Достижение постоянного значения средней температуры источника энергии происходит быстрее при больших значениях коэффициента теплоот-

дачи вследствие более интенсивного выравнивания температурного поля. Локальные значения конвективного коэффициента теплообмена

$$\alpha_{loc}^{conv}(z) = \frac{\lambda_a}{\Delta T} \left| \frac{\partial T}{\partial \bar{n}} \right|$$

на границе тепловыделяющего элемента (рис. 3б) с ростом α_2 снижаются. Причиной наблюдаемого эффекта является увеличение теплоотвода через нижнюю стенку. Анализируя распределения $\alpha_{loc}^{conv}(z)$, можно отметить, что вследствие охлаждения нисходящих воздушных потоков со стороны боковых стенок происходит рост $|\bar{V}T|$ на вертикальных границах источника энергии, что проявляется в увеличении $\alpha_{loc}^{conv}(z)$.

При этом на верхней стенке элемента $\alpha_{loc}^{conv}(z)$ достигает минимального значения из-за формирования температурного факела (рис. 2). Разрывы в профилях коэффициента теплоотдачи в угловых точках B и C обусловлены различиями в выборе направления для градиента температуры, например, на отрезке AB в точке B рассматривался градиент $\partial T / \partial x$, а на отрезке BC в точке B — градиент $\partial T / \partial y$.

Вторым, несколько нетривиальным, рассмотренным методом охлаждения тепловыделяющего элемента является изменение степени черноты внутренних поверхностей полости и источника энергии.

На рис. 4 представлены линии тока и поля температуры при различных значениях коэффициента теплоотдачи на внешней границе основания и степени черноты внутренних границ. Сплошными линиями показаны изолинии при $\varepsilon_w = \varepsilon_{hs} = 0.2$, а пунктирными — при $\varepsilon_w = \varepsilon_{hs} = 0.8$.

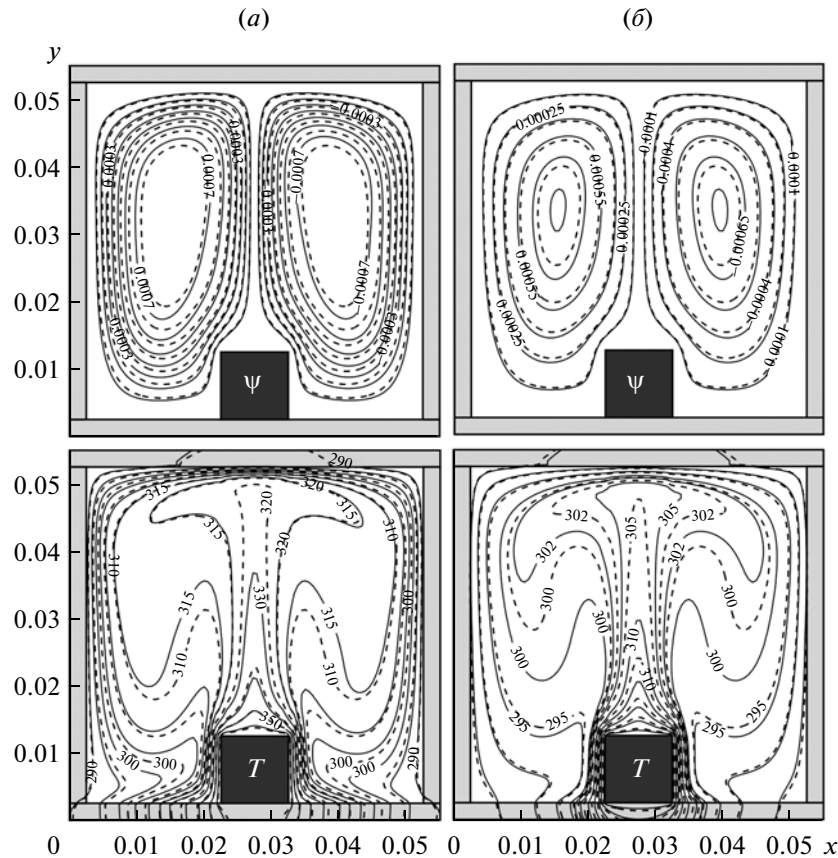


Рис. 4. Распределения изолиний функции тока (ψ) ($\text{м}^2/\text{с}$) и температуры T (К) при $t = 3600$ с: $\alpha_2 = 10$ (а), $\alpha_2 = 50$ (б) (— $\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.2$, ---- $\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.8$).

При $\alpha_2 = 10$ (рис. 4а) увеличение коэффициента излучения внутренних границ приводит к незначительному снижению интенсивности конвективного движения внутри полости, судя по максимальным абсолютным значениям функции тока $|\psi|_{\text{max}}^{\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.2} = 0.0008 > |\psi|_{\text{max}}^{\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.8} = 0.00078$. При этом поле температуры количественно существенно изменяется: наблюдается уменьшение температуры внутри полости за счет более интенсивного отвода энергии в твердые стенки. Особенностью процесса переноса энергии механизмом излучения в диатермичных средах, к которым, например, относится воздух и инертные газы, является его опосредованное влияние на термогидродинамические характеристики прозрачной среды. Это влияние заключается в том, что тепловое излучение сначала воспринимается ограждающими стенками, температура которых вследствие такого контакта увеличивается, а только после этого происходит интенсификация движения среды вблизи этих стенок. Последнее, за счет механизма конвективного теплопереноса, приводит к изменению термогидродинамических параметров всего объема среды. Такой эффект отражается в распределениях изолиний темпера-

туры. Изменение средней температуры внутри источника энергии при различных значениях ϵ_w и ϵ_{hs} представлено на рис. 5а. Видно, что увеличение коэффициентов излучения поверхности стенок приводит к значительному снижению температуры теплонагруженного элемента. В рассматриваемых условиях снижение температуры ($T_{\text{avg}}^{\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0} - T_{\text{avg}}^{\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.8}$) может достигать 19 градусов, что составляет 18.4% от $T_{\text{avg}}^{\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0}$. Известно, если снизить рабочую температуру структуры полупроводникового прибора на 15–20%, то интенсивность отказов снизится в 2–3 раза [21]. Соответственно, предложенный очень простой в технической реализации метод охлаждения источников энергии имеет достаточно высокую эффективность.

Увеличение коэффициента теплоотдачи α_2 (рис. 4б) приводит к более интенсивному снижению температуры в полости только за счет внешнего охлаждения, а повышение ϵ_w и ϵ_{hs} также отражается в уменьшении температуры в полости. При этом следует отметить, что в рассматриваемом режиме внешнего охлаждения рост ϵ_w и ϵ_{hs} проявляется в снижении средней температуры теплонагруженного элемента только на 6 градусов, что состав-

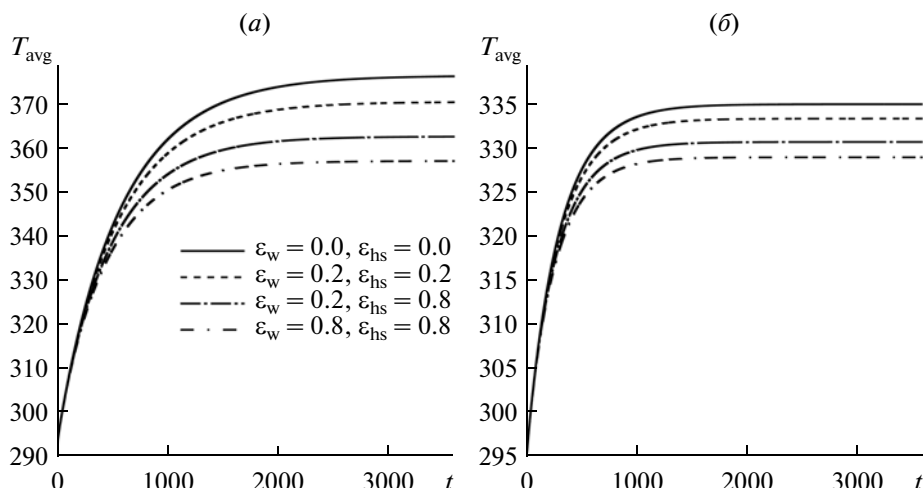


Рис. 5. Влияние степени черноты ϵ_w и ϵ_{hs} на среднюю температуру источника энергии T_{avg} при $\alpha_2 = 10$ (а) и $\alpha_2 = 50$ (б).

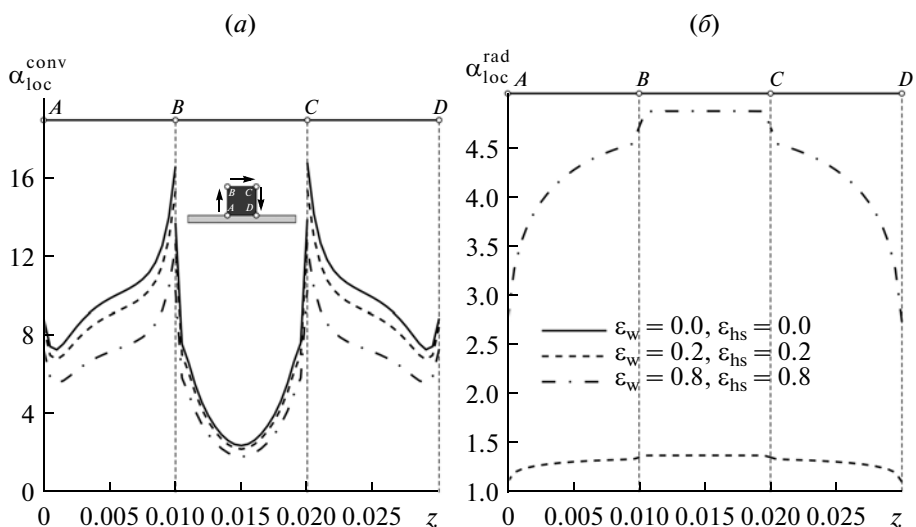


Рис. 6. Влияние степени черноты ϵ_w и ϵ_{hs} на локальные конвективный (а) и радиационный (б) коэффициенты теплоотдачи по периметру источника энергии при $\alpha_2 = 10$.

ляет 10% от $T_{avg}^{\epsilon_w=\epsilon_{hs}=0}$ (рис. 5б). Таким образом, при фиксированных значениях температуры окружающей среды и внешнего коэффициента теплоотдачи интенсифицировать охлаждение тепловыделяющих элементов можно только за счет увеличения степени черноты внутренних поверхностей стенок полости и самого источника.

На рис. 6 и 7 представлены профили локальных конвективного $\alpha_{loc}^{conv}(z) = \frac{\lambda_a}{\Delta T} \left| \frac{\partial T}{\partial n} \right|$ и радиационного

$\alpha_{loc}^{rad}(z) = \frac{q_{rad}}{\Delta T}$ коэффициентов теплоотдачи по границе источника энергии при различных значениях ϵ_w и ϵ_{hs} .

Независимо от значения α_2 увеличение степени черноты проявляется в снижении локального

конвективного и в существенном повышении локального радиационного коэффициентов теплоотдачи. При этом максимальное значение $\alpha_{loc}^{rad}(z)$ достигается в зоне минимума $\alpha_{loc}^{conv}(z)$. Рост значений $\alpha_{loc}^{rad}(z)$ на верхней границе источника энергии обусловлен большей “видимостью” этой границы со стороны остальных стенок [16, 17]. Увеличение α_2 приводит к снижению $\alpha_{loc}^{conv}(z)$ и $\alpha_{loc}^{rad}(z)$. Соотношения между интегральными коэффициентами теплоотдачи на стенках источника энергии показаны в таблице. Вследствие наличия в рассматриваемой задаче геометрической симметрии и симметрии в граничных условиях интегральные коэффициенты теплоотдачи на вертикальных стенках источника энергии совпадают, поэтому в

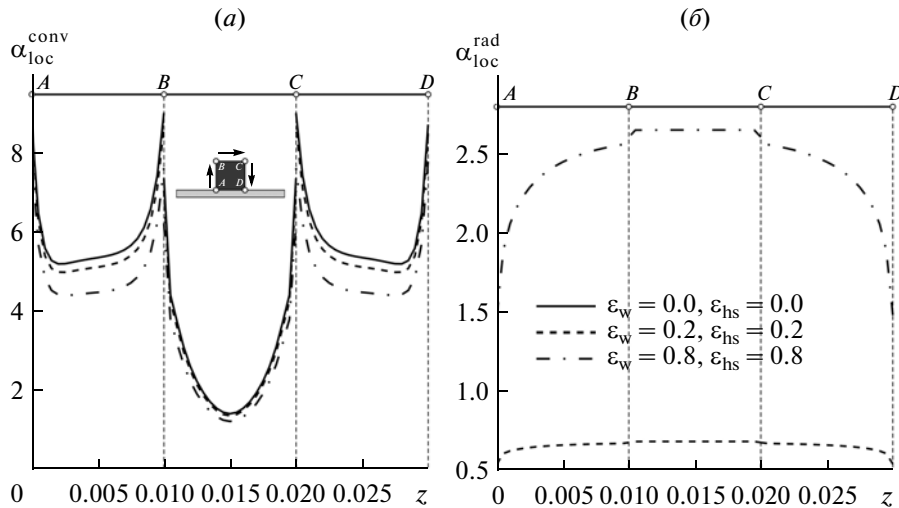


Рис. 7. Влияние степени черноты ϵ_w и ϵ_{hs} на локальные конвективный (а) и радиационный (б) коэффициенты теплоотдачи по периметру источника энергии при $\alpha_2 = 50$.

таблице показаны данные только для одной вертикальной стенки. Для вычисления полного интегрального коэффициента теплоотдачи использовалось соотношение вида $\alpha^{total} = \alpha^{conv} + \alpha^{rad}$.

Анализ представленных в таблице результатов позволяет сделать вывод о высокой значимости радиационного механизма переноса энергии, что, в частности, подтверждается большим вкладом этой

Зависимость интегральных коэффициентов теплоотдачи на границах источника энергии от α_2 , ϵ_w и ϵ_{hs}

	Левая граница источника $x = d + \frac{L-l}{2}$	Верхняя граница источника $y = d + h$
$\alpha_2 = 10$		
$\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.0$	$\alpha^{conv} = 9.97 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 0.0 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 9.97 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$	$\alpha^{conv} = 4.73 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 0.0 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 4.73 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$
$\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.2$	$\alpha^{conv} = 9.18 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 1.3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 10.48 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$	$\alpha^{conv} = 4.38 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 1.38 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 5.76 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$
$\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.8$	$\alpha^{conv} = 7.39 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 4.14 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 11.53 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$	$\alpha^{conv} = 3.6 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 4.87 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 8.47 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$
$\alpha_2 = 50$		
$\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.0$	$\alpha^{conv} = 5.78 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 0.0 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 5.78 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$	$\alpha^{conv} = 2.65 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 0.0 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 2.65 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$
$\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.2$	$\alpha^{conv} = 5.54 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 0.64 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 6.18 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$	$\alpha^{conv} = 2.54 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 0.67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 3.21 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$
$\epsilon_w = \epsilon_{hs} = 0.8$	$\alpha^{conv} = 4.88 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 2.36 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 7.24 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$	$\alpha^{conv} = 2.26 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{rad} = 2.63 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ $\alpha^{total} = 4.89 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$

составляющей в полный интегральный коэффициент теплоотдачи (до 57% при $\alpha_2 = 10$, $\varepsilon_w = \varepsilon_{hs} = 0.8$ на верхней стенке).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен численный анализ двух методов, интенсифицирующих теплоотвод от локального источника энергии, расположенного на нижней границе герметичного блока с теплопроводными стенками конечной толщины. Первый метод, основанный на увеличении внешнего коэффициента конвективного теплообмена при $y = 0$, установил возможность существенного снижения средней температуры теплонагруженного элемента. Второй подход, связанный с изменением степени черноты внутренних поверхностей полости и источника энергии при фиксированных значениях температуры окружающей среды и внешнего коэффициента теплоотдачи, позволяет уменьшить среднюю температуру источника на 18.4% при $\alpha_2 = 10$ и на 10% при $\alpha_2 = 50$ в условиях задачи. Установлено также, что вклад радиационного механизма переноса тепла в интегральный коэффициент теплоотдачи на границах тепловыделяющего элемента может достигать 57%. В результате можно сделать вывод о том, что при фиксированных значениях температуры окружающей среды и внешнего коэффициента теплоотдачи интенсифицировать охлаждение тепловыделяющих элементов можно только за счет увеличения степени черноты внутренних поверхностей стенок полости и самих источников.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МК-5652.2012.8), а также Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-08-31137 мол_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шостаковский П. Современные решения термоэлектрического охлаждения для радиоэлектронной, медицинской, промышленной и бытовой техники // Компоненты и технологии. 2010. № 1. С. 130–137.
2. Исмаилов Т.А., Евдулов О.В. Моделирование процессов теплообмена в термоэлектрическом устройстве для охлаждения электронной аппаратуры // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. 2002. № 7. С. 59–62.
3. Исмаилов Т.А., Евдулов О.В., Махмудова М.М., Евдулов Д.В. Исследование системы охлаждения элементов радиоэлектронной аппаратуры, работающих в режиме повторно-кратковременных тепловыделений // Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2008. № 5. С. 54–60.
4. Jaluria Y. Design and Optimization of Thermal Systems. New York: McGraw-Hill, 1998. 626 p.
5. Шелованова Г.Н. Современные проблемы электроники: кремниевая электроника. Красноярск: ИПЦ КГТУ, 2006. 178 с.
6. Boutina L., Bessaih R. Numerical simulation of mixed convection air-cooling of electronic components mounted in an inclined channel // Applied Thermal Engineering. 2011. V. 31. P. 2052–2062.
7. Bessaih R., Kadja M. Turbulent natural convection cooling of electronic components mounted on a vertical channel // Applied Thermal Engineering. 2000. V. 20. P. 141–154.
8. Florio L.A., Harnoy A. Combination technique for improving natural convection cooling in electronics // International Journal of Thermal Sciences. 2007. V. 46. P. 76–92.
9. Tseng Y.-S., Fu H.-H., Hung T.-C., Pei B.-S. An optimal parametric design to improve chip cooling // Applied Thermal Engineering. 2007. V. 27. P. 1823–1831.
10. 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.
11. Кузнецов Г.В., Шеремет М.А. Численное моделирование температурных полей узлов и блоков радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники // Микроэлектроника. 2009. Т. 38. № 5. С. 344–352.
12. 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. № 6. С. 452–467.
13. Шеремет М.А. К вопросу о пассивном охлаждении герметичных элементов радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники // Микроэлектроника. 2013. Т. 42. № 6.
14. Steinberg D.S. Cooling Techniques for Electronic Equipment. New York: John Wiley & Sons, 1991. 483 p.
15. Bergman T.L., Lavine A.S., Incropera F.P., Dewitt D.P. Fundamentals of heat and mass transfer. New York: John Wiley & Sons, 2011. 1076 p.
16. Снэрроу Э.М., Сесс Р.Д. Теплообмен излучением. Л.: Энергия, 1971. 296 с.
17. Зигель Р., Хауэлл Д. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
18. Мартюшев С.Г., Шеремет М.А. Математическое моделирование ламинарных режимов сопряженного конвективного теплопереноса в замкнутой полости с источником энергии в условиях поверхностного излучения // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86. № 1. С. 107–115.
19. Martyushev S.G., Sheremet M.A. Numerical analysis of conjugate natural convection and surface radiation in an enclosure with local heat source // Computational Thermal Sciences. 2013. V. 5. P. 11–25.
20. Sheremet M.A. The influence of cross effects on the characteristics of heat and mass transfer in the conditions of conjugate natural convection // Journal of Engineering Thermophysics. 2010. V. 19. P. 119–127.
21. Каликанов В.М., Панфилов С.А., Фомин Ю.А. Воздушное охлаждение силовых полупроводниковых приборов // Электроника и информационные технологии. 2009. Вып. 2(7). С. 1–14.