

4. Глазов А. И., Иванов В. С., Козаченко М. Л., Тихомиров С. В. Метрологическое обеспечение измерений средней мощности оптического излучения в волоконно-оптических системах связи и передачи информации // Измерительная техника. 2015. № 6. С. 25—30.

Дата принятия 27.04.2015 г.

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

536.24

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛООТДАЧИ ПОВЕРХНОСТЕЙ С РЕГУЛЯРНЫМ РЕЛЬЕФОМ

Н. А. КИСЕЛЕВ¹, С. А. БУРЦЕВ², М. М. СТРОНГИН¹

¹Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова

²Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: kiselev.nick.a@gmail.com

Предложена методика обработки экспериментальных данных, позволяющая определять поля распределения коэффициентов теплоотдачи на поверхностях с регулярным рельефом при любых градиентах температур и формах поверхностей. Показано, что при оценке локальных и среднеинтегральных характеристик гладких поверхностей применима одномерная модель полубесконечного тела, а в областях значительных градиентов температур, особенно для криволинейных поверхностей, данная модель дает заниженные значения коэффициента теплоотдачи.

Ключевые слова: интенсификация теплообмена, коэффициент теплоотдачи, регулярный рельеф, лунки.

A procedure of experimental data processing for determination of the fields of heat transfer distribution coefficients on surfaces covered with regular relief at any temperature gradient and the shapes of surface is suggested. It is shown that in during the local and mean integral characteristics of plain surfaces the semi-infinite one-dimensional body model is applicable. However, in areas of significant temperature gradients and especially for curvilinear surfaces, this model gives too low values of heat transfer coefficient.

Key words: heat exchange intensification, heat transfer coefficient, regular relief, holes.

В настоящее время вопросы увеличения количества теплоты, отводимой с единицы площади поверхности при заданном температурном перепаде, т. е. интенсификации теплообмена, остаются одними из наиболее

важных. Возрастание числа публикаций, как отечественных, так и зарубежных, а также усложнение методик исследования указанных процессов свидетельствует об актуальности данной тематики. Действие большинства известных интенсификаторов теплообмена основано на частичном или полном разрушении пограничного слоя газа (как теплового, так и динамического) на поверхности теплообмена [1, 2]. При этом, как правило, возникают сложные пространственные вихревые структуры и образуются зоны рециркуляции потока. Следовательно, распределение коэффициентов теплоотдачи и трения становится исключительно неравномерным [3]. Таким образом, для экспериментального исследования теплогидравлических характеристик теплообменных поверхностей, имеющих регулярный рельеф (т. е. расположенных по определенному закону интенсификаторов теплообмена), нужно определять локальные значения исследуемых параметров (коэффициентов теплоотдачи и сопротивления) с высоким пространственным разрешением и при необходимости усреднять эти коэффициенты для получения среднеинтегральных характеристик.

При определении гидравлических характеристик применение прямых методов измерений дает наиболее достоверные значения суммарного сопротивления исследуемой поверхности потоку газа [4]. Найти локальные коэффициенты теплоотдачи значительно сложнее, чем гидравлические характеристики, но использование современных средств диагностики и измерений позволяет исследовать характеристики теплообмена с высоким пространственным разрешением. Наиболее достоверными методами определения локальных коэффициентов теплоотдачи и тепловых характеристик поверхностей являются методы, связанные с применением жидких кристаллов и тепловизионной техники, позволяющие исследовать как стационарные, так и нестационарные процессы [5—7]. В данной работе коэффициент теплоотдачи определяли нестационарным методом с помощью тепловизионного оборудования.

Экспериментальный стенд и измерительное оборудование. Экспериментальные исследования проводили на малой дозвуковой аэродинамической трубе НИИ механики МГУ [8]. Верхняя и нижняя стенки щелевого канала (высота 30 мм, ширина 300 мм, длина 1080 мм) — секционные. В одной из секций верхней стенки установлено Zn-Se окно, прозрачное для инфракрасного излучения и позволяющее проводить тепловизионную съемку. На нижней стенке канала находится

рабочий участок, включающий два «плавающих» элемента, закрепленных совместно с нагревателями на упругих элементах и перемещающихся в результате гидродинамического взаимодействия потока с поверхностью. На эти элементы устанавливают по пластине: одна из них — образцовая, с гладкой поверхностью, другая — с исследуемым регулярным рельефом. Каждая из секций нижней стенки может нагреваться, что дает возможность проводить исследования при различных длинах как теплового, так и динамического пограничных слоев. Неравномерность поля температур в пределах каждой секции и между ними не превышает 2 °С, в пределах пластины — 1 °С. Перепад между начальной температурой поверхности стенки и температурой ядра потока составляет приблизительно 70 °С, глубина охлаждения поверхностей (отношение перепада температур между стенкой и потоком в конечный и начальный моменты времени эксперимента) достигает 0,3 [9]. Созданный стенд позволяет в ходе одного эксперимента одновременно исследовать тепловые и гидравлические характеристики обеих поверхностей.

Для определения коэффициента теплоотдачи применяли метод нестационарного теплообмена: в процессе охлаждения поверхности исследуемой стенки в течение приблизительно 40 с измеряли с фиксированной частотой (1 Гц) распределение температур на поверхности пластин с помощью тепловизионной камеры и температуру ядра потока термопарами. Далее вычисляли соответствующий коэффициент теплоотдачи.

Постановка задачи. В наиболее популярной методике определения коэффициента теплоотдачи по скорости охлаждения поверхности используют решение одномерного уравнения теплопроводности в полубесконечном теле в виде зависимости относительной безразмерной температуры поверхности от времени [9]:

$$\vartheta_n(\tau) = \frac{T_0 - T(0, \tau)}{T_0 - T_{\text{я}}} = 1 - e^{H^2 \alpha \tau} \operatorname{erfc}(H \sqrt{\alpha \tau}), \quad (1)$$

где T_0 — температура поверхности в начальный момент времени; $T(0, \tau)$ — температура поверхности в момент времени τ ; $T_{\text{я}}$ — температура ядра потока; $H = \alpha/a$, α — коэффициент теплоотдачи; a — коэффициент теплопроводности.

Допущения, принятые при решении (1), приводят к ограниченной применимости этого выражения при обработке эксперименталь-

ных данных. Следовательно, необходимо создание математической модели, более точно описывающей процессы, протекающие в эксперименте. Стоит отметить следующие свойства одномерной модели (1), реализация которых в экспериментальных исследованиях затруднена.

1. Реализуемая схема нагрева не обеспечивает равномерности поля температуры в начальный момент времени. Нагреватель, установленный между упругим элементом и исследуемой моделью, имеет большую температуру, чем рассматриваемая поверхность.

2. Присутствие локальных вихревых структур и зон рециркуляции приводит к неравномерности процессов теплопереноса в пограничном слое газа на исследуемой поверхности и, следовательно к неравномерности распределения коэффициентов α . Это, в свою очередь обуславливает неравномерность поля температур на поверхности при исследовании вихреобразующего рельефа. Наличие таких градиентов температур создает продольные и поперечные (относительно направления движения газа) тепловые потоки.

3. Криволинейность геометрии теплообменной поверхности.

4. Наличие интенсификатора теплообмена также приводит к неравномерности полей температур и тепловых потоков в области наибольших изменений коэффициента α .

Для того, чтобы учесть особенности исследуемой геометрии поверхности (в данной работе лунок) и теплообменных процессов, сопровождающих обтекание поверхностей с таким рельефом (теплообменные процессы в отрывных зонах и зонах рециркуляции, теплообмен при наличии вихревых структур) [1, 3] необходима методика определения локальных коэффициентов α . Для этой цели в данной работе используется решение дифференциального уравнения трехмерного нестационарного процесса охлаждения пластины конечных размеров, полученное методом конечных элементов. Покажем основные аспекты данной методики.

Рассмотрим задачу нестационарного распространения теплоты в твердом теле с теплообменом на поверхности, описываемым законом

$$q(x, y, \tau) = \alpha(x, y) \Delta T(x, y, \tau),$$

где $q(x, y, \tau)$ — удельный тепловой поток; x, y — пространственные координаты (x совпадает с направлением потока, y направлена попе-

рек потока); $\Delta T(x, y, \tau) = T(x, y, \tau)|_S - T_\pi$ — температурный напор; $S = S(x, y)$ — граница теплообмена.

Необходимо найти распределение коэффициентов α на вихреобразующей поверхности исследуемой пластины с использованием полученных в эксперименте наборов температур на поверхности пластин и температур в ядре потока, измеренных с помощью двух термопар, которые установлены на оси канала до и после пластины.

Исходная система уравнений, граничные и начальные условия. Рассмотрим уравнение нестационарной теплопроводности в изотропном твердом теле [9]:

$$\lambda (\partial^2 T / \partial x^2 + \partial^2 T / \partial y^2 + \partial^2 T / \partial z^2) = \rho c \partial T / \partial t, \quad (2)$$

где λ — коэффициент теплопроводности; T — температура твердого тела; ρ — плотность; c — удельная теплоемкость; z — пространственная координата, направленная по нормали к плоскости OXY .

Обычно требуется найти распределение (поле) температур $T = f(x, y, z, \tau)$ в теле, удовлетворяющее начальным $T_0 = f_0(x, y, z, \tau)$ и граничным условиям $T = T_\pi$ на границе S_1 , и (или) $\lambda (l_x \partial T / \partial x + l_y \partial T / \partial y + l_z \partial T / \partial z) + q + \alpha (T - T_\pi) = 0$ на S_2 , где T_π — известная температура границы (поверхности теплообмена); l_x, l_y, l_z — направляющие косинусы вектора нормали к границе S .

Для получения поля температур в пластине расчетную область разбивают на определенное число конечных элементов (КЭ), в которых T определена с помощью функций форм данного элемента [10]. В [11] показано, что при использовании линейных элементов (в этом случае аппроксимирующая функция будет кусочно-непрерывной с разрывом первой производной на границах элементов) задача о решении уравнения (2) поставлена корректно, и решение может быть найдено с определенной погрешностью.

Чтобы получить систему линейных уравнений, описывающих поле температур в рассматриваемой области, проводят суммирование следующих матриц для каждого элемента E :

теплопроводности

$$\mathbf{K}^{(E)} = \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV + \int_{s_2} \alpha \mathbf{N}^T ds, \quad (3)$$

теплоемкости

$$\mathbf{c}^{(E)} = \int_V \rho c \mathbf{N}^T \mathbf{N} dV, \quad (4)$$

вектора-столбца тепловой нагрузки

$$\mathbf{f}^{(E)} = \int_V \mathbf{Q} \mathbf{N}^T dV + \int_{s_1} q \mathbf{N}^T ds - \int_{s_2} \alpha T_\pi \mathbf{N}^T ds, \quad (5)$$

где $\mathbf{B}$ — матрица производных функций форм элемента; $\mathbf{B}_{ij} = \partial \mathbf{N}_i / \partial x_j$, $i = 1, \dots, n$, $j = 1, 2, 3$, n — число узлов КЭ; $\mathbf{D}$ — диагональная матрица коэффициентов теплопроводности; V — объем КЭ; $\mathbf{N}$ — вектор-столбец функции форм КЭ; s — поверхность КЭ, поверхности s_1 и s_2 принадлежат соответствующим границам S_1 и S_2 .

Интегралы уравнений (3)–(5) находят для каждого КЭ и собирают в глобальные матрицы теплопроводности, теплоемкости и тепловой нагрузки, соответственно. Результат сборки представляет систему линейных алгебраических уравнений первого порядка, которые можно решать любым известным методом [11]:

$$\mathbf{C} \partial \mathbf{T} / \partial t + \mathbf{K} \mathbf{T} + \mathbf{F} = 0, \quad (6)$$

где $\mathbf{C}$, $\mathbf{K}$ — глобальные матрицы теплоемкости и теплопроводности, соответственно; $\mathbf{F}$ — вектор-столбец тепловой нагрузки; $\mathbf{T}$ — столбец значений температуры в заданных узлах.

Решением (2) в рассматриваемом случае является распределение температур в узлах сетки, описывающей исследуемую пластину. После составления глобальной матрицы необходимо найти узловые значения температуры в пластине и граничные условия на поверхности пластины — распределение коэффициентов α . Слагаемые, определяемые коэффициентом α , входят в матрицу теплопроводности в форме

дополнительного члена $\int_{s_2} \alpha \mathbf{N}^T ds$ (при этом значения температуры в

узлах известны из эксперимента), а также в вектор граничных условий

$\int_{s_2} \alpha T_\pi \mathbf{N}^T ds$ (в нашем случае температура ядра потока T_π известна), где температура потока постоянна для всех точек на поверхности

на), где температура потока постоянна для всех точек на поверхности

в пределах одного шага по времени. Таким образом, число неизвестных в полученной системе уравнений (температуры в узлах, находящихся внутри пластины, и коэффициентов α , входящих в граничные условия на исследуемой поверхности пластины) равно числу уравнений системы (6). Распределение коэффициентов α определяют совместно с полем температур внутри пластины, решая полученную систему уравнений.

Условия проведения эксперимента, временное и пространственное разрешение оборудования. При нагревании пластины с помощью электрического нагревателя (подложки) до начальной температуры поверхности T_0 , тепловое поле в пластине не будет равномерным из-за утечек теплоты с ее поверхности. Поэтому начальное состояние пластины для обработки экспериментальных данных определяют, решая уравнение (2) для случая нагрева пластины с граничным условием постоянного теплового потока от подложки [12].

Весь временной интервал процесса охлаждения разбивают на равные шаги $\Delta t = 1$ с. Однако при значительных перепадах температур за один временной шаг, возможно разбиение временного интервала между последовательными термограммами на несколько промежуточных шагов. При этом по окончании каждого шага поле температур на поверхности должно соответствовать полю температур на термограмме.

Разрешение тепловизора составляет 320×240 точек, в то время как число узлов по координатам x , y , а также вглубь пластины (по координате z), может быть различным и, в общем случае, оно не равно числу точек записи температур, попавших в расчетную область. Чтобы связать значения в узлах сетки и экспериментальные данные, используют линейную аппроксимацию температуры между экспериментальными точками.

Пример обработки экспериментальных данных и сравнение результатов с одномерной моделью. Экспериментально исследован теплообмен на гладкой поверхности и поверхности с лунками (продольный размер пластин 125 мм, поперечный 100 мм, толщина 6 мм, материал — оргстекло), передние кромки которых установлены в щелевом канале параллельно на расстоянии $x = 350$ мм от входа. Вся нижняя стенка — нагреваемая, следовательно длина теплового пограничного слоя составляет 350 мм. Геометрические параметры массива

лунок: глубина лунки 1 мм и диаметр ее пятна 7,5 мм; шаг в продольном направлении 18 мм и в поперечном 12 мм. Расположение лунок коридорное. Параметры набегающего потока остаются постоянными в процессе эксперимента: скорость 59 м/с; температура ядра потока 20,6 °С.

Рассмотрим результаты обработки экспериментальных данных с использованием рассмотренной методики и методики [13] определения коэффициентов α для области вокруг лунки, находящейся в эпицентре развитого вихревого течения на исследуемой поверхности, в среднем (по ширине пластины) ряду лунок. Поля термограмм, описывающих рассматриваемую область, имеют разрешение 43×43 точки.

Для пластины с лунками на рис. 1, а представлено распределение коэффициентов α , полученное с использованием трехмерной модели, не учитывающей нелинейность поверхности. Из сравнения распределений коэффициентов α вдоль продольной и поперечной осей лунки, полученных с использованием одномерной и трехмерной моделей, следует, что найденные значения для большей части рассматриваемого фрагмента пластины, совпадают за исключением областей со значительными градиентами температур. Следовательно, выбор оргстекла с малым коэффициентом температуропроводности a в качестве материала рабочих пластин дает возможность применять для обработки экспериментальных данных в случае гладких поверхностей одномерную модель без учета толщины пластины (для рассматриваемой продолжительности эксперимента [8]). Отсутствие рельефа позволяет пренебречь тепловыми потоками в направлениях, отличных от нормали к поверхности. При этом расхождение в средних коэффициентах α для одномерной и трехмерной плоских моделей составляет 1,5 % и возрастает при увеличении этих коэффициентов. В то же время инструментальные погрешности при измерениях тепловых характеристик поверхностей дают погрешность определения α порядка 4 % (при аналогичных перепадах температур и длительности эксперимента) [13]. Поэтому, пренебрегая тепловыми потоками в плоскостях, параллельных OXY , можно получить погрешности, не превышающие погрешности получения экспериментальных данных.

Полученное с учетом трехмерности тепловых потоков и криволинейности геометрии поверхности распределение коэффициентов α

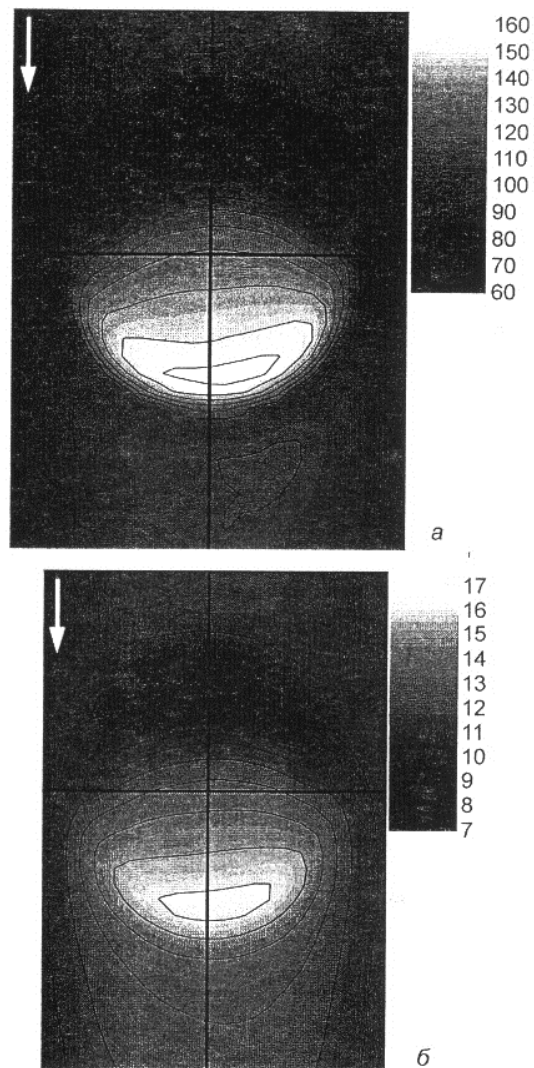


Рис. 1. Распределение коэффициентов теплоотдачи α , Вт/(м²·К), полученное с использованием трехмерной модели без учета (а) и с учетом (б) нелинейности поверхности для пластины с лунками (стрелкой указано направление потока)

для пластины с лунками представлено на рис. 1, б. На рис. 2 показаны распределения коэффициентов α вдоль продольной и поперечной осей лунки, полученных с использованием одномерной и трехмерной моделей. Из рис. 2 следует, что учет криволинейности поверхности вносит значительный вклад в картину перераспределения тепловых потоков. В областях, соответствующих дну и дальней (по потоку) кромке лунки, значения, полученные с помощью указанных методик, сильно отличаются. Коэффициенты α для области отрыва потока (вдоль дальней кромки), вычисленные из (2), превышают полученные для одномерной модели более, чем на 13 %, а средние по поверхности лунки значения отличаются на 10 %, что выше погрешности их определения. При этом на плоской части фрагмента пластины коэффициенты α , рассчитанные по одномерной и трехмерным моделям, с достаточной степенью точности совпадают, и, соответственно, средний по всей области коэффициент α , полученный с учетом криволинейности поверхности, превышает соответствующее значение для модели полубесконечного тела на 6 %.

Закключение. Рассмотрена методика экспериментального определения поля коэффициентов теплоотдачи на поверхностях с регулярным рельефом. Коэффициент теплоотдачи рассчитывали с использованием трехмерного уравнения нестационарной теплопроводности, составленного с учетом экспериментально полученного набора распределений температур при охлаждении поверхности пластины.

Показано, что использование материала с низким коэффициентом теплопроводности позволяет не только пренебречь неравномерностью начального поля температур в пластине, но и перетеканием теплоты в продольном и поперечном направлениях поверхностей, имеющих форму, близкую к прямолинейной. При решении подобных задач целесообразно использовать одномерную модель полубесконеч-

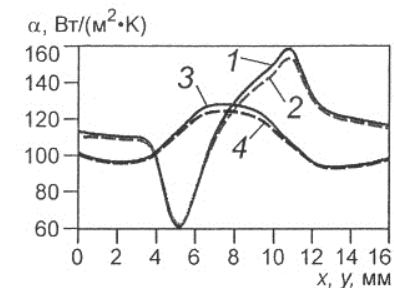


Рис. 2. Распределение α , Вт/(м²·К), вдоль продольной и поперечной осей лунки, полученное с учетом нелинейности поверхности для пластины: 1, 2 — на оси лунки вдоль направления потока для трехмерной и одномерной [13] моделей, соответственно; 3, 4 — поперечно направлению потока

ного тела (1). Однако при рассмотрении рельефа поверхности (в данном случае лунок) обнаружены значительные отличия между моделью, учитывающей рельеф поверхности, и моделью полубесконечного тела, особенно в области значительных изменений температуры и толщины пластины. При учете криволинейности рельефа среднее по поверхности лунки значение коэффициента теплоотдачи на 10 % выше, что особенно важно при исследовании влияния формы рельефа (углубления) на теплогидравлические характеристики поверхностей. При этом коэффициент теплоотдачи, усредненный по всей рассматриваемой области, превышает аналогичную величину для одномерной модели на 6 %. При использовании трехмерной модели без учета криволинейности, отличие среднего коэффициента теплоотдачи от значения для одномерной модели не превышает 1,5 %.

Таким образом, при экспериментальном определении как локальных, так и средних значений параметров теплообмена необходимо учитывать рельеф рассматриваемой поверхности и, следовательно, использовать соответствующую методику обработки.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-08-08428), а также Президента РФ НШ (грант № 5650.2014.8).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ligrani P. M.** Heat Transfer Augmentation Technologies for Internal Cooling of Turbine Components of Gas Turbine Engines // *Int. J. Rot. Mach.* 2013. V. 2013. P. 1—32. Article ID 275653, DOI: 10.1155/2013/275653.
2. **Леонтьев А. И., Олимпиев В. В.** Анализ эффективности пристенных закручивателей потока (обзор) // *Теплоэнергетика.* 2013. № 1. С. 68. DOI:10.1134/S0040363612070107.
3. **Ligrani P. M., Mahmood G. I., Harrison J. L., Clayton C. M., Nelson D. L.** Flow structure and local Nusselt number variations in a channel with dimples and protrusions on opposite walls // *Int. J. Heat & Mass Transfer.* 2001. V. 44. N. 23. P. 4413—4425. DOI:10.1016/S0017-9310(01)00101-6.
4. **Titov A. A., Leontiev A. I., Vinogradov U. A., Zditovets A. G., Strongin M. M.** Experimental Investigation of Skin Friction Drag and Heat Transfer on the Surfaces with Concavities in Compressible Fluid Flow // *Proc. Int. Heat Transfer Conf. (IHTC-14): Washington, USA.* 2010. P. 597—601.
5. **Azad Gm. S., Huang Y., Han J.-Ch.** Impingement Heat Transfer on Dimpled Surfaces using a Transient Liquid Crystal Technique // *J. Therm. & Heat Transfer.* 2000. V. 14. N. 2. P. 186—193. DOI: 10.2514/2.6530.

6. **Mahmood G. I., Ligrani P. M.** Heat transfer in a dimpled channel: combined influences of aspect ratio, temperature ratio, Reynolds number, and flow structure // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 2002. V. 45. N. 10. P. 2011—2020. DOI:10.1016/S0017-9310(01)00314-3.

7. **Sargent S. R., Hedlund C. R., Ligrani P. M.** An infrared thermography imaging system for convective heat transfer measurements in complex flows // *Meas. Sci. & Techn.* 1998. V. 9. N. 12. P. 1974—1981. DOI:10.1088/0957-0233/9/12/008.

8. **Бурцев С. А., Васильев В. К., Виноградов Ю. А., Киселев Н. А., Титов А. А.** Экспериментальное исследование характеристик поверхностей, покрытых регулярным рельефом // *Наука и образование. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Электронный журнал.* 2013. № 1. С. 263—290. DOI: 10.7463/0113.0532996.

9. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.

10. **Сереглинд Л.** Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979.

11. **Зенкевич О., Морган К.** Конечные элементы и аппроксимация: пер. с англ. М.: Мир, 1986.

12. **Михеев М. А., Михеева И. М.** Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977 г.

13. **Киселев Н. А.** Отработка методики определения коэффициентов теплоотдачи и восстановления температуры на основе тепловой картины на поверхности пластин, обтекаемых потоком сжимаемого газа // *Тепловые процессы в технике.* 2013. Т. 5. № 7. С. 303—312.

Дата принятия 10.04.2015 г.