

# Металлургическая теплотехника и теплоэнергетика

УДК 621.1.016.4(03) + 669.162.23

DOI: 10.14529/met160218

## ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ И ТЕРМИЧЕСКОЙ МАССИВНОСТИ ТЕЛ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ АККУМУЛЯЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

**Е.В. Торопов**

*Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск*

При конструировании регенераторов и огнеупорного ограждения металлургических агрегатов для решения вопроса энерго- и ресурсосбережения большое значение имеют аккумуляционные процессы. В область рассмотрения попадают все регенеративные теплообменники, процессы тепловой обработки различных материалов – отжиг нерудных материалов, термообработка слоя металлоизделий, подогрев скрапа перед загрузкой в сталеплавильный агрегат. В работе представлены в обобщенном виде решения уравнения теплопроводности тел трех канонических форм: безграничной пластины, неограниченного цилиндра и шара, для которых приведены основные характерные параметры расчета теплового режима. Определены условия сходимости ряда, представляющего решение для температурного поля тел, и безразмерное время наступления регулярного режима, на основе чего предложена номограмма для определения количества аккумулированной теплоты. Также предложены аппроксимации для определения критических чисел подобия с учетом формы тела и его термической массивности. Рассмотрен один вариант практического применения предложенной номограммы.

*Ключевые слова:* аккумуляция; теплообмен; регулярный режим.

### Введение

Задача определения эффективности аккумуляционных процессов решается с различной степенью точности при расчете требуемой мощности подводимой к агрегатам энергии, при эксплуатации регенеративных теплообменников, при разработке ограждения тепловых агрегатов и в ряде других ситуаций научно-производственного плана. От методики решения этих задач зависит актуальный ресурсо- и энергосберегающий результат эксплуатации металлургических агрегатов.

### Постановка задачи и выбор метода решения

В работе [1] отмечены три способа определения расхода теплоты в процессе нагрева тел различной формы и теплофизических свойств. В общем случае при применении закона Фурье расход теплоты определяется интегрированием температурной функции  $t_n$  по поверхности элемента и по времени процесса нагрева  $\tau$ . При известной температуре по объему элемента достаточно интегрирования по объему; при известной интенсивности подвода теплоты  $\alpha$  (Вт/м<sup>2</sup>·К) возможен учет температуры окружающей среды. Для одномерных задач температурное поле является функцией только одной координаты  $\eta$  и времени  $\tau$ , тогда средняя по объему элемента температура  $t_{об}^{cp}$  равна

$$t_{об}^{cp}(\tau) = \frac{\gamma}{\eta^\gamma} \int_{\eta=0}^{\eta=\eta_0} \eta^{\gamma-1} t(\eta, \tau) d\eta. \quad (1)$$

Температурная функция под знаком интеграла определяется дифференциальным уравнением теплопроводности Фурье

$$\frac{\partial t(\eta, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{\rho c} \left[ \frac{\partial^2 t(\eta, \tau)}{\partial \eta^2} + \frac{\gamma-1}{\eta} \frac{\partial t(\eta, \tau)}{\partial \eta} \right]. \quad (2)$$

В приведенных зависимостях фактор формы  $\gamma = 1$  для пластины,  $\gamma = 2$  для цилиндра и  $\gamma = 3$  для шара;  $\lambda$ ,  $\rho$ ,  $c$  – теплопроводность, плотность и теплоемкость материала элемента в согласованной системе единиц. Для получения конкретных температурных зависимостей необходимо к уравнению (2) присоединить условия однозначности – геометрические, теплофизические, начальные и граничные, что позволит решить задачу методом разделения переменных. Решение в безразмерных числах подобия имеет вид:

$$\Theta = \sum_{i=1}^{\infty} D_i C_i \exp(-\mu_i^2 Fo). \quad (3)$$

Здесь  $\Theta = (t_0 - t_{n,\tau}) / (t_0 - t_{нач})$  – безразмерная температура (температурный фактор) при нагреве элемента от начальной температуры  $t_{нач}$  до температуры  $t_{n,\tau}$  при температуре окружающей среды  $t_0$ ;  $\mu_i$  – корни характеристических уравнений, то есть собственные числа краевой задачи;  $Fo = \lambda\tau/\rho c$  – число Фурье – безразмерное время процесса нагрева. Параметр  $D_i$  отражает влияние на динамику нагрева формы элемента и числа  $Bi = \alpha\eta/\lambda$ , а также связанных с  $Bi$  посредством характеристических уравнений собственных чисел  $\mu_i$ . Параметр  $C_i$  отражает влияние формы элемента, числа  $Bi$  и без-

размерной координаты рассматриваемой точки  $H = \eta/\eta_0$ ; расчетные формулы для определения  $D_i$  и  $C_i$  сведены в таблицу. В зависимостях таблицы, кроме известных тригонометрических функций, также применены табличные функции Бесселя первого рода нулевого порядка  $J_0$  и первого порядка  $J_1$  аргументов  $\mu_i$  или  $\mu_i R$ .

## Результаты решения задачи

Сходимость ряда (3), а, следовательно, и число слагаемых при заданной точности расчета определяется формой элемента, заданными условиями однозначности и числом  $Fo$ . Обычно на практике принимается, что при  $Fo \geq Fo_p$  можно ограничиться только первым слагаемым ряда (3). Для этих условий:

$$\Theta_1 = A_1 \exp(-\mu_1^2 Fo); \quad (4)$$

$$\Theta_{ср1} = A_1^{ср} \exp(-\mu_1^2 Fo), \quad (5)$$

где  $A_1 = D_1 \cdot C_1$ ;  $A_1^{ср} = D_1 \cdot C_1^{ср}$ .

Если в зависимости (3) при  $i = 1$  выделить начальный  $\theta_{нач} = t_0 - t_{нач}$  и текущий  $\theta_1 = t_0 - t_{\eta, \tau}$  температурные напоры, то при учете только первого слагаемого суммы можно определить

$$\theta_1 = A_1 \cdot \theta_{нач} \exp(-\mu_1^2 Fo) \quad (6)$$

и логарифмированием выделить постоянную часть и часть, зависящую от времени,

$$\ln \theta_1 = -m\tau + \ln A_1 \theta_{нач} = -m\tau + \text{const}, \quad (7)$$

то, продифференцировав (7) по времени, можно определить темп нагрева  $m$

$$\frac{\partial \ln \theta_1}{\partial \tau} = -m = \frac{1}{\theta_1} \frac{\partial \theta_1}{\partial \tau}. \quad (8)$$

Темп нагрева, таким образом, является относительной скоростью снижения температурного напора от начального значения  $\theta_{нач}$  к текущему значению  $\theta_1$ , определяемому по зависимости (6). Причем температурный напор как разность температур между греющей средой и какой-либо областью нагреваемого элемента можно конкретизировать либо относительно поверхности элемента, либо относительно его оси. Следует отметить, что

индекс «1» в зависимостях (4)–(8) соответствует первому слагаемому ряда (3), поэтому эти зависимости можно применить к любой области элемента. Область существования этих решений называют областью регулярного режима и обычно наступление этого режима определяют по значению числа  $Fo \geq Fo_p$ .

Как отмечалось в работе [1], возможно создание таких условий однозначности, при которых температурное поле нагреваемого элемента с самого начала процесса будет подчиняться закономерностям регулярного режима. При этом не конкретизировалось, какие условия необходимо для этого создать, и вопрос ограничивался только рассмотрением начальной температуры. Но, как будет показано ниже, согласование начальной температуры необходимо производить с учетом формы элемента, его теплофизических свойств и условий нагрева.

При распространении закономерностей регулярного режима на начало процесса нагрева при  $\tau \rightarrow 0$  согласно (7)  $\ln \theta_1 = \ln A_1 \theta_{нач} = 0$ , то есть  $A_1 \theta_{нач} = 1$  и  $\theta_{нач} = 1/A_1$ . Это позволяет определить условия начала регулярного режима для любого сечения элемента с координатой  $\eta_0 \geq \eta \geq 0$ ; легко заметить, что координата  $\eta$  входит только в выражение для  $C_i$ , и при подстановке  $\eta = 0$  для пластины и цилиндра просто получается  $\cos 0 = 1$  и  $J_0(0) = 1$ . Для применения этого же приема в случае шарового элемента необходимо разложить в ряд множитель  $\sin(\mu_i x)/x = 1 - x^2/3! + x^4/5! - x^6/7!$ , который при  $\eta \rightarrow 0$  быстро сходится к единице; эти данные приведены в таблице.

В работе [2] утверждается, что число значимых для точности расчетов членов ряда в (3) зависит от значения  $Fo$ , что не вполне корректно, так как необходимо учитывать и значение числа  $Bi$ . Сам метод решения дифференциального уравнения теплопроводности разделением переменных предопределяет введение константы разделения, которая связывает пространственные температурные поля с их изменением во времени. Зависимости, выведенные выше для начальных температур-

## Расчетные формулы для определения безразмерных параметров

	Пластина, $\eta \equiv x$ , $\mu_i = Bi \cdot \text{ctg} \mu_i$	Цилиндр, $\eta \equiv r$ , $\mu_i = Bi \cdot J_0(\mu_i)/J_1(\mu_i)$	Шар, $\eta \equiv r$ , $\mu_i = (1 - Bi) \cdot \text{tg} \mu_i$
Величина $D_i$	$2\sin \mu_i / (\mu_i + \sin \mu_i \cos \mu_i)$	$2J_1(\mu_i) / \mu_i [J_0^2(\mu_i) + J_1^2(\mu_i)]$	$2(\sin \mu_i - \mu_i \cos \mu_i) / (\mu_i - \sin \mu_i \cos \mu_i)$
Величина $C_i$	$\cos(\mu_i X)$ , где $X = x/x_0$	$J_0(\mu_i R)$ , где $R = r/r_0$	$\sin(\mu_i R) / \mu_i R$
Величина $C_i^{ср}$	$\sin(\mu_i) / \mu_i$	$2J_1(\mu_i) / \mu_i$	$3Bi / \mu_i$
$\theta_{нач}^{пов}$ при $\eta = 1$	$(\mu_i + \sin \mu_i \cos \mu_i) / 2\sin \mu_i \cos \mu_i$	$\mu_i [J_0^2(\mu_i) + J_1^2(\mu_i)] / [2J_1(\mu_i) \cdot J_0(\mu_i)]$	$\mu_i (\mu_i - \sin \mu_i \cos \mu_i) / 2\sin \mu_i (\sin \mu_i - \mu_i \cos \mu_i)$
$\theta_{нач}^{ось}$ при $\eta = 0$	$(\mu_i + \sin \mu_i \cos \mu_i) / 2\sin \mu_i$	$\mu_i [J_0^2(\mu_i) + J_1^2(\mu_i)] / 2J_1(\mu_i)$	$(\mu_i - \sin \mu_i \cos \mu_i) / 2(\sin \mu_i - \mu_i \cos \mu_i)$
$D_i$ и $\mu_i$ при $Bi \geq 100$	$\mu_i = (i - 0,5)\pi$ ; $D_i = 4(-1)^{i+1} / [\pi(2i - 1)]$	$\mu_i = Bi J_0(\mu_i) / J_1(\mu_i)$ ; $D_i = 2 / [\mu_i J_1(\mu_i)]$	$\mu_i = i\pi$ ; $i = 1, 2, 3, \dots$ $D_i = 2(-1)^{i+1}$
$Bi_p$ при $m$	$Ho \cdot \text{tg}(Ho)$	$Ho J_1(Ho) / J_0(Ho)$	$1 - Ho \cdot \text{ctg}(Ho)$

ных напоров, согласованных с параметрами регулярного режима, включают в качестве основного аргумента собственные числа краевой задачи  $\mu_i$ , которые зависят от  $Bi$ .

Если применить предельный переход для  $Bi \rightarrow 0$ ,  $\mu \rightarrow 0$ , то можно определить, что  $D_1 \rightarrow 1$  и  $C_1 \rightarrow 1$ , а все слагаемые ряда (3) с  $i > 1$  стремятся к нулю; характеристические уравнения для  $Bi \rightarrow 0$  дают  $\mu^2_1 = \gamma Bi$ , где  $\gamma = 1, 2, 3$ . Тогда решение уравнения (3) упрощается

$$\Theta = \exp(-\gamma Bi Fo), \quad (9)$$

где  $Bi Fo = \alpha t / \rho \eta_0 c = \tau / \tau_1$ . Выражение  $\alpha / \rho \eta_0 c$  – мера тепловой инерции термически тонкого тела, а  $\tau_1 = \rho \eta_0 c / \alpha$  – постоянная времени термически тонкого элемента с плотностью  $\rho$ ,  $\text{кг/м}^3$ , массовой теплоемкостью  $c$ ,  $\text{Дж/кг}\cdot\text{К}$ , и полутолщиной  $\eta_0$ , м. Постоянная времени (термин из теории колебаний) переходного процесса изменения температурного поля элемента численно равна отрезку времени, за который начальный температурный напор снизится в  $e = 2,72$  раза и составит  $0,368 \theta_{\text{нач}}$ .

Для другой области  $Bi \geq 100$ , то есть области термически массивных элементов, аналогичных простых зависимостей найти не удастся. Определенные для этой области собственные числа краевой задачи  $\mu_i$  и коэффициенты начальных условий  $D_i$  приведены в таблице. Фактически при  $Bi \geq 100$  процесс переноса теплоты переходит в область граничных условий 1 рода.

В работе [2] предложено определять связь между темпом нагрева в регулярном режиме  $m$  и коэффициентом теплопроводности  $a$  не по коэффициенту формы, а по соотношениям, связывающим  $Bi$  и  $Fo$  через число гомохронности  $No = (m \eta^2 / a)^{0,5} = (m \tau / Fo)^{0,5}$ . Число  $No$  является не параметром, а аргументом рассматриваемой задачи и характеризует сопоставимость различных отрезков времени по температурным полям, полученным в результате нагрева тел различной формы. Это число определяет правила выбора сходственных моментов времени при адаптации температурных полей в регулярном режиме нагрева с темпом  $m$ .

В применении к рассматриваемой задаче этот метод не дает возможности описать температурные поля и не определяет пределы наступления регулярного режима по основным характеристикам процесса, но в то же время представляет попытку связать параметры регулярного режима с числами  $Bi$  и  $Fo$  или  $No$ . Определив связь  $Bi$  и  $Fo$  для конкретной задачи, можно описать общую зависимость  $\theta$  от этих чисел подобия, но в работе [2] этого нет, как нет и определения расхождений при крайних значениях  $Bi$  и  $Fo$ .

В работе [3] предлагается для тел с числом  $Bi \leq 1$  расчет температурного поля вести по формулам для термически тонких тел с введением коэффициентов формы и массивности, что является

достаточно оправданным предложением при расчете нагрева металлических тел, но при нагреве керамических тел число Био может превышать значение 6,0 [4].

Обработав численные значения для функции  $No = f(Bi)$ , можно получить аппроксимационную зависимость

$$No = 0,9 Bi^{0,38} \exp(-0,0455 Bi). \quad (10)$$

Зависимость (10) свидетельствует о том, что связь между  $No$ , а значит и  $Fo$ , сложная, экспоненциально-степенная.

В этом отношении более точные данные дают зависимости для различных областей чисел подобия [1], где применена замена переменных  $u = Bi(Fo)^{0,5}$  и тогда для малых значений  $u$  предложена формула для определения относительной поверхности пластины

$$\theta = e^{u^2} \operatorname{erfc}(u), \quad (11)$$

где  $\operatorname{erfc}(u)$  – табличная функция ошибок, связанная с интегралом вероятности. Для больших значений  $u$  рекомендуется формула в виде ряда

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{u} - \frac{1}{2u^3} + \dots \right), \quad (12)$$

который быстро сходится при увеличении  $u > 1,0$ . Если поставить условие применимости формулы (10) сходимости ряда, то можно определить термин «большие значения  $u$ », то есть применимость формулы (11) обеспечивается при значениях  $u > 1,0$ . Простой численный анализ показывает, что при реальных минимальных значениях числа  $Bi > 0,1$  предел применимости формулы (11) – это  $Fo \geq 100$ , что редко достигается в процессах металлургической теплотехники. Если принять  $Bi \leq 2,0$ , то  $Fo \geq 0,25$ , что также выходит за пределы заданных параметров.

С учетом этого анализа предлагается расчет температурного поля при нагреве элементов огнеупорной кладки или элементов высокотемпературных регенераторов производить по формулам (3)–(6) для интервала конкретных значений чисел  $Bi$  и  $Fo$ .

Задачу определения гранич. регулярного режима в зависимости от  $Fo$  и  $Bi$  можно рассмотреть в другом аспекте, численно решив задачу определения температурного поля тел при заданной точности расчетов. Если поставить условие  $\theta_i \geq 10^3 \cdot \Sigma \theta_i$ , где  $i = 2, 3, \dots, n$ , то определенные по результатам расчетов числа  $Fo_p$  будут соответствовать началу регулярного режима, а значит и возможности отбрасывания всех членов ряда, кроме первого, с точностью 0,1 %. Это условие в развернутом виде для пластины выглядит так:

$$A_1 \cos(\mu_1 X) \exp(-\mu_1 Fo_p) \geq 10^3 \sum A_i \cos(\mu_i X) \exp(-\mu_i^2 Fo_p). \quad (13)$$

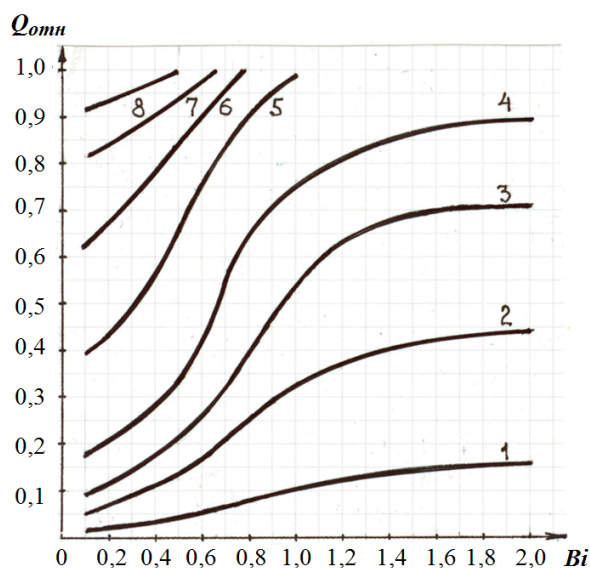
Как показали результаты расчетов, при малых значениях  $Bi_p < 0,2$  при определении среднемассо-

вой температуры пластины  $Fo_p$  возрастает до 0,273 при увеличении  $Bi_p$  до  $\sim 4,0$ , а затем плавно снижается до  $Fo_p = 0,210$  при  $Bi_p = 50$ . Описать такую зависимость степенным многочленом с показателем степени до 8 достоверно не удастся, лучше применить аппроксимационную зависимость вида

$$Fo_p = 0,309Bi_p^{0,8495} \cdot \exp(-0,3621Bi_p). \quad (14)$$

При определении границ регулярного режима по температуре поверхности, оси или средней по сечению пластины, а также по аналогичным температурам бесконечного цилиндра или шара, необходимы другие аппроксимации.

На рисунке приведена номограмма для определения количества аккумулированной теплоты на основе регулярного режима для пластины, которая отличается от известных номограмм равномерной шкалой для  $Bi_p$  и  $Q_{отн}$ , а также интервалами изменения этих величин. Эту номограмму можно применить и для бесконечного цилиндра или шара, как это показано ниже. Примененные преобразования позволяют определить по результатам численного анализа аппроксимационные уравнения для коэффициентов перехода от плоской поверхности к цилиндрической и шаровой:  $k_{пл-ц}$  и  $k_{пл-ш}$ .



Зависимость  $Q_{отн}$  от числа  $Bi$  при заданном числе  $Fo$ :  
 1 —  $Fo = 0,1$ ; 2 —  $Fo = 0,5$ ; 3 —  $Fo = 1,0$ ; 4 —  $Fo = 2,0$ ;  
 5 —  $Fo = 5,0$ ; 6 —  $Fo = 10,0$ ; 7 —  $Fo = 20,0$ ; 8 —  $Fo = 50,0$

Эти коэффициенты определяются по зависимостям

$$k_{пл-ц} = a - bFo; \quad k_{пл-ш} = a_1 + b_1/Fo, \quad (15)$$

где параметры в уравнениях (15) имеют числовые

значения:  $a = 1,750; 1,519; 1,175$  и  $b = 0,050; 0,104; 0,035$  для чисел  $Bi = 0,10; 1,00; 10,0$  соответственно. Далее для перехода от пластины к шару параметры имеют следующие числовые значения  $a_1 = 1,730; 0,835; 0,966$  и  $b_1 = 1,47; 0,92; 0,17$  для тех же значений чисел  $Bi$ .

## Выводы

Разработана методика определения количества теплоты, аккумулированной элементом любой формы, и ее практического применения. Производится расчет определяющих чисел подобия  $Bi$  и  $Fo$  для реальных значений геометрических и теплофизических свойств элементов; по полученным числам подобия с помощью номограммы для плоских элементов определяется относительное количество аккумулированной теплоты  $Q_{отн}$ .

При переходе к элементам другой формы определяются коэффициенты перехода по формулам (12). Полученное значение  $Q_{отн}$ , характерное для плоского элемента, умножается на соответствующий коэффициент перехода. Так как полученное значение  $Q_{отн} = Q_{акк}/Q_{полн}$  составляет долю от полного количества теплоты, которое было бы аккумулировано при нагреве элемента до температуры греющего теплоносителя, то есть от  $t_{нач}$  до  $t_0$ , то для получения  $Q_{акк}$  необходимо рассчитанное значение  $Q_{отн}$  умножить на  $Q_{полн} = m_n C_m (t_0 - t_{нач})$ , где  $m_n$  — полная масса элемента, кг,  $C_m$  — массовая теплоемкость материала элемента, кДж/кг·К. Это также позволяет при известном энергетическом КПД процесса нагрева  $\eta_{эн}$  определить требуемый для нагрева подвод энергии  $Q_{тр} = Q_{акк}/\eta_{эн}$ , кДж, а при известном времени процесса нагрева  $\tau = \eta^2 Fo/a$ , с, и мощность подводимой энергии,  $P_3 = Q_{тр}/\tau$ , кВт.

## Литература

1. Лыков, А.В. Теплообмен: справ. / А.В. Лыков. — М.: Энергия, 1978. — 480 с.
2. Кутателадзе, С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справ. пособие / С.С. Кутателадзе. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 367 с.
3. Телегин, А. С. Тепломассоперенос: учеб. для вузов / А.С. Телегин, В.С. Швыдкий, Ю.Г. Ярошенко. — М.: ИКЦ «Академкнига», 2002. — 455 с.
4. Торопов, Е. В. Особенности аккумуляционных процессов в регенераторах / Е.В. Торопов, Д.К. Волкинд // Творческое наследие В.Е. Грум-Гржимайло: история, современное состояние, будущее: в 2 ч. — Екатеринбург, 2015. — Ч. 2. — С. 136–140.

**Торопов Евгений Васильевич**, д-р техн. наук, профессор кафедры промышленной теплоэнергетики, Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск; toropov@susu.ru.

Поступила в редакцию 14 марта 2016 г.

## INFLUENCE OF THE SHAPE AND THERMAL INERTIA OF BODIES ON THE EFFICIENCY OF ACCUMULATION PROCESSES

*E.V. Toropov, toropovev@susu.ru*

*South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation*

Accumulating processes are of a great value in solving energy- and resource-savings questions in the design of regenerators and refractory protections of metallurgical units. The scope of consideration are all regeneration heat exchangers, material heat treatment processes of different materials, such as annealing of non-mineral materials, metal layout kilning, or scrap preheating before steelmaking. Summary condition solutions of thermal conduction equations of three simple forms are defined: a limitless plate, an unbounded cylinder and a sphere which are characterized by main parameters of the thermal mode. Series convergence conditions for simplifying the temperature area and dimensionless time of the stable temperature mode are defined, and a nomogram for the calculation of accumulated heat is proposed. Approximations for the determination of critical similarity numbers are proposed on account of the shape and thermal inertia of the body. One variant of the practical application of the proposed nomogram is considered.

*Keywords: accumulation; heat exchange; regular mode.*

### References

1. Lykov A.V. *Teplomassoobmen* [Heat and Mass Exchange]. Moscow, Energiya Publ., 1978. 480 p.
2. Kutateladze S.S. *Teplotperedacha i gidrodinamicheskoe soprotivlenie* [Heat Transfer and Hydrodynamic Resistance]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1990. 367 p.
3. Telegin A.S., Shvydkiy V.S., Yaroshenko Yu.G. *Teplomassopereenos* [Heat and Mass Transfer]. Moscow, Akademkniga Publ., 2002. 455 p.
4. Toropov E.V., Volkind D.K. [Features of Accumulative Processes in Regenerators]. *Tvorcheskoe nasledie V.E. Grum-Grzhimaylo* [V.E. Grum-Grzhimaylo's Creative Heritage]. Pt. 2. Ekaterinburg, 2015, pp. 136–140. (in Russ.)

*Received 14 March 2016*

### ОБРАЗЕЦ ЦИТИРОВАНИЯ

Торопов, Е.В. Влияние формы и термической массивности тел на эффективность аккумуляционных процессов / Е.В. Торопов // Вестник ЮУрГУ. Серия «Металлургия». – 2016. – Т. 16, № 2. – С. 117–121. DOI: 10.14529/met160218

### FOR CITATION

Toropov E.V. Influence of the Shape and Thermal Inertia of Bodies on the Efficiency of Accumulation Processes. *Bulletin of the South Ural State University. Ser. Metallurgy*, 2016, vol. 16, no. 2, pp. 117–121. (in Russ.) DOI: 10.14529/met160218