

Ю.С. ПОСТОЛЬНИК, д-р техн. наук, **Ю.Н. ЗИНЧЕНКО** (ДГТУ*, Украина),
В.И. ТИМОШПОЛЬСКИЙ, д-р техн. наук (ИТМО НАН Беларуси),
П.Э. РАТНИКОВ (БНТУ)

НАГРЕВ ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ТЕЛ В УСЛОВИЯХ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ПРОТИВОТОЧНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Как известно, в металлургической теплотехнике при моделировании процесса нагрева различают прямоточный и противоточный теплообмен тела и окружающей среды. Математическое моделирование прямоточного теплообмена несколько проще противоточного, благодаря чему на данный момент теплотехника располагает вполне приемлемыми методиками инженерных расчетов соответствующих прямоточных тепловых процессов.

Иная ситуация с теорией и практикой противоточного теплообмена (ПТТО). При теплообмене движущихся навстречу друг другу материала и газа температуры обоих агентов изменяются в тесной взаимозависимости, установить которую можно, лишь решив соответствующую краевую задачу. В этой задаче температура теплоносителя (газа) неизвестна, что требует введения в математическую модель теплопроводности дополнительно граничного условия в виде уравнения теплового баланса. Это усложнение математической модели существенно затормозило развитие общей технической теории противоточного теплообмена. Но такой теплообмен имеет определенные преимущества перед прямоточным и находит весьма широкое применение в технике, особенно в металлургии.

Разработке методик расчета подобных процессов посвящены многие работы (например, [1–13]). Проведенный нами анализ состояния проблемы [14] показал, что подавляющее большинство существующих инженерных методик расчета ПТО основывается на ряде упрощающих предпосылок, наиболее существенными из которых являются: 1) пренебрежение тепловой инерцией нагреваемых (охлаждаемых) тел; 2) неизменность теплофизических характеристик (ТФХ) материала; 3) передача теплоты от теплоносителя к телу исключительно конвекцией.

Первая гипотеза избавляет от необходимости решать дифференциальное уравнение теплопроводности, но получаемые при этом расчетные методики приемлемы только для термически тонких тел. Для исследования ПТТО массивных тел без решения соответствующей краевой задачи теплопроводности уже не обойтись. Вторая и третья гипотезы делают математическую модель линейной, что и позволяет применять известные точные методы математической физики. Но эти решения пригодны для фильтрационных процессов, где конвективный теплообмен преобладает.

* Днепродзержинский государственный технический университет.

Таким образом, работами известных ученых-металлургов Б.И. Китаева, В.Н. Тимофеева, Э.М. Гольдфарба, Ю.Г. Ярошенко, С.Г. Братчикова и других созданы достаточно надежные теории и методики расчета ПТТО в слое.

Все вышеупомянутые решения задач ПТТО рассматривались в линейной постановке. Это объясняется трудностями, которые возникают при нелинейном математическом моделировании. Однако на данном уровне развития печной теплотехники учет нелинейностей необходим.

Еще почти полвека тому назад А.В. Кавадеров указывал [15], что процесс радиационного нагрева массивных слитков в печах с нестационарной температурой газа-теплоносителя представляет большой практический интерес.

Г.П. Иванцовым впервые предложен способ расчета нагрева массивных тел в условиях лучистого теплообмена [16], согласно которому процесс нагрева разбивают на отдельные этапы. При этом в пределах каждого из них тепловой поток остается неизменным. Конечное распределение температур в теле предыдущего расчетного временного интервала является исходным распределением для последующего.

В.Н. Соколовым [17] решена задача нагрева массивных тел при лучистом теплообмене, причем предпринята попытка учета переменности теплофизических свойств от температуры путем введения величины $b = \sqrt{\lambda c \rho}$, которая для большинства сплавов является постоянной. На основании полученного решения построены расчетные графики для определения температур в характерных точках массивных тел классической формы.

В [18] И.Д. Семикиным, Ю.И. Розенгартом и Э.М. Гольдфарбом разработан аналитический метод расчета нагрева тонких и массивных тел на основе применения потоковой конечно-разностной аппроксимации, причем формула для продолжительности нагрева массивного тела дана как для тонкого тела с введением поправки на массивность.

Исследования Ивановского энергетического института, проведенные под руководством Л.А. Бровкина, внесли вклад в развитие интегральных методов расчета нагрева массивных тел излучением и конвекцией одновременно [19 – 22]. Например, в [22] предлагается решение для двухмерной призмы, нагреваемой конвекцией и излучением. Учитывается также то обстоятельство, что скорость нагрева двухмерных объектов ограничена температурой угловых точек, которая вычисляется методом Гаусса по системе тринадцати алгебраических уравнений.

Однако в отмеченных работах Ивановского энергетического института исходная система уравнений либо была линейной, либо содержала нелинейность второго рода. Изменение теплофизических свойств в уравнение теплопроводности не включалось. Как показали расчетные анализы Н.Ю. Тайца и В.В. Асцатурова [23], а также А.В. Кавадерова и Ю.А. Самойловича [24, 25], переменность теплофизических характеристик оказы-

вает основополагающее влияние на внутреннее теплопоглощение массивных стальных изделий.

В одной из своих фундаментальных работ [26], посвященных радиационному теплообмену, А.В. Кавадеров и В.Н. Калугин рассмотрели противоточную задачу нагрева массивных тел излучением. Они задавали в качестве исходных величины Sk , n , θ'_m и τ и устанавливали изменение температур $\theta_r(\tau)$, $\theta_n(\tau)$, $\theta_u(\tau)$, $\bar{\theta}_m(\tau)$ и $\Delta\theta_m(\tau) = \theta_n(\tau) - \theta_u(\tau)$.

Расчеты выполнялись на гидростатическом интеграторе конструкции Д.В. Будрина. При этом величина временного шага устанавливалась в пределах 0,004...0,060. В качестве контрольных использовались результаты расчетов по решениям для термически тонкой пластины. Установлены следующие пределы применимости полученного решения: $Sk = 0,05 \dots 1,2$; $n = 0,3 \dots 1,15$; $\theta'_m = 0,3 \dots 0,8$.

Было выявлено, что функция распределения температуры по сечению пластины

$$\Phi(\rho, \tau) = [\theta_m(\rho, \tau) - \theta_u(\tau)] / [\theta_n(\tau) - \theta_u(\tau)]$$

быстро стабилизируется и в дальнейшем почти не изменяется, к тому же мало зависит от параметров Sk и n . Используя это обстоятельство, А.В. Кавадеров и В.Н. Калугин предложили упрощенную методику расчета пластины в противотоке [26]. Упрощения касаются нелинейного граничного условия, а также использования приближенного нагрева с постоянной температурой нагревателя. В упрощенном приближенном решении выделяются две нелинейные функции:

$$\frac{m_0}{n_0} = \frac{\theta_n(\tau) - \bar{\theta}_m(\tau)}{Sk [\theta_r^*(\tau) - \theta_n^4(\tau)]}; \quad n_0 = Sk \frac{\theta_r^4(\tau) - \theta_n^4(\tau)}{\theta_n(\tau) - \theta_u(\tau)},$$

рассчитанные с помощью гидростатического интегратора и представленные графиками в зависимости от Sk ($0 \leq Sk \leq 1,5$) и n ($0 \leq n \leq 1,2$). При этом авторы [26] предупреждают, что рекомендуемая ими методика расчета применима при $\tau \geq 0,3 \dots 0,4$, когда наступает стабилизация функции распределения $\Phi(\rho)$, что они объясняют принятием постоянства теплофизических характеристик материала.

Это пока единственное в теплотехнической литературе аналитическое исследование ПТТО массивных слитков при радиационном нагреве обладает, по нашему мнению, некоторыми недостатками: рассматривается лишь плоская форма тела; полученное решение приемлемо только для стабилизированного процесса; массивность тела ограничена ($Sk < 1,5$); в уравнении теплопроводности производная по времени берется от средне-массовой температуры, а в нелинейном граничном условии вместо темпе-

ратуры поверхности принимается средняя температура; при решении вводятся упрощения, связанные с использованием приближенного решения задачи с постоянной температурой теплоносителя; эта методика не пригодна для расчета сложного радиационно-конвективного теплообмена.

Таким образом, работа [26] подтверждает важность и необходимость более надежного решения задачи радиационного нагрева массивных тел при ПТТО: с учетом их геометрии, наличия и радиации, и конвекции, зависимости теплофизических характеристик от температуры.

Первая попытка приближенного решения задачи лучистого нагрева массивной пластины в противотоке оказалась не совсем удачной, о чем подробнее говорится в работах [14, 27]. Ошибочным было использование гидростатического интегратора Будрина, из-за чего фактически чисто аналитическое решение не получено. Такое решение общей задачи впервые дано в работе [27].

Однако в указанных работах, как и во всех предыдущих исследованиях ПТТО тел, теплофизические характеристики (ТФХ) материала принимались постоянными. Между тем переменность ТФХ при интенсивном теплообмене в широком интервале изменения температур может оказать ошутимое влияние на протекание процесса.

Проведенные ранее исследования [28] показали, что из всех ТФХ наиболее существенное влияние на нагрев металла оказывает переменность коэффициента теплопроводности $\lambda(T)$. В этом случае при тепловых расчетах обычно функцию $\lambda(T)$ принимают линейной, а остальные ТФХ – постоянными.

Таким образом, представляет интерес усложненная постановка задачи, т.е. нагрев массивных тел с учетом нелинейностей первого и второго рода в условиях сложного радиационно-конвективного теплообмена.

Классические работы [15, 26] долгое время были единственными, в которых краевая задача теплопроводности (КЗТ) тел в условиях ПТТО рассматривалась в постановке, учитывающей только нелинейность второго рода. Что же касается нелинейности первого рода (температурная зависимость ТФХ), то до сих пор ни в одной работе по ПТТО она не была учтена.

Нами была впервые поставлена и аналитически решена следующая нелинейная КЗТ термочувствительных массивных тел в условиях сложного (радиационно-конвективного) ПТТО:

$$\frac{1}{\rho^m} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\rho^m (1 + \varepsilon_\lambda \theta) \frac{\partial \theta}{\partial \rho} \right] = \frac{\partial \theta}{\partial \tau}; \quad (1)$$

$$\left[1 + \varepsilon_\lambda \theta_n(\tau) \right] \frac{\partial \theta}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} = \text{Sk} \left\{ \left[\theta_r^4(\tau) - \theta_n^4(\tau) \right] + \zeta \left[\theta_r(\tau) - \theta_n(\tau) \right] \right\}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \rho} \Big|_{\rho=0} = 0; \quad (3)$$

$$\frac{d\theta_r}{dt} = \theta_r(\tau) = \text{Sk} \left\{ \left[\theta_r^4(\tau) - \theta_n^4(\tau) \right] + \zeta \left[\theta_r(\tau) - \theta_n(\tau) \right] \right\} n_m; \quad (4)$$

$$\theta(\rho, 0) = \theta_0 = \theta' = \text{const}; \quad \theta_r(0) = \theta_r^* = 1, \quad (5)$$

где введены безразмерные величины:

$$\begin{aligned} \theta(\rho, \tau) &= T(\rho, \tau) / T_r^*; \quad \rho = r / R; \quad \tau = at / R^2; \quad \varepsilon_\lambda = \delta_\lambda T_r^* / \lambda_0; \\ \text{Sk} &= \sigma_b T_r^{*3} R / \lambda_0; \quad \text{Bi} = \alpha R / \lambda_0; \quad \zeta = \text{Bi} / \text{Sk}; \quad n = V_c / (V_r c_r); \quad n_m = (1 + m)n. \end{aligned} \quad (6)$$

Теплофизические характеристики в математической модели (1) – (6) были приняты согласно [28]:

$$\begin{aligned} \lambda(T) &= \lambda_0 + \varepsilon_\lambda T = \lambda_0 \left(1 + \frac{\delta_\lambda T_r^*}{\lambda_0} \theta \right) = \lambda_0 (1 + \varepsilon_\lambda \theta); \\ c &= c(\bar{T}) = \text{const}; \quad a = a(\bar{T}) = \text{const}. \end{aligned}$$

В качестве метода – «организатора» решения поставленной нелинейной КЗТ (2) – (7) была принята широко используемая [29] модель термического слоя (МТС), а для непосредственной реализации процесса решения привлечен также известный метод эквивалентных источников (МЭИ) Ю.С. Постольника [30 – 32], хорошо проявивший себя при решении различных линейных и нелинейных задач теплопроводности [27, 33].

На первом (инерционном) этапе ($0 \leq \tau \leq \tau_0$, $\beta(\tau) \leq \rho \leq 1$) полученное решение имеет вид:

$$\begin{aligned} \theta_1(\rho, \tau) &= \theta' + \Delta\theta_1(\tau) [\rho - \beta(\tau)]^2 / [l^2(\tau)]; \quad (7) \\ l(\tau) &= \sqrt{6(1+m)(1+\varepsilon_\lambda \theta')} \tau; \quad \tau_0 = [6(1+m)(1+\varepsilon_\lambda \theta')]^{-1}; \\ \Delta\theta_1(\tau) &= \tau / [l(\tau) = \sqrt{\tau / [6(1+m)(1+\varepsilon_\lambda \theta')]}]; \quad \Delta\theta_1^0 = \tau_0; \\ \theta_{1r}(\tau) &= 1 + \frac{n\tau}{3} \left[1 + \frac{\varepsilon_\lambda l(\tau)}{9(1+m)(1+\varepsilon_\lambda \theta')^2} \right]; \quad \theta_{1r}(\tau_0) = \theta_{1r}^0, \end{aligned}$$

где $\Delta\theta_1(\tau) = \theta_{1n}(\tau) - \theta'$ – температурный перепад по толщине $l(\tau) = 1 - \beta(\tau)$ прогретого (термического) слоя.

На втором (упорядоченном) этапе ($\tau_0 \leq \tau \leq \tau^*$; $0 \leq \rho \leq 1$)

$$\theta_2(\rho, \tau) = \frac{1}{\varepsilon_\lambda} \left\{ \sqrt{[1 + \varepsilon_\lambda \theta_{2n}(\tau)]^2 - \varepsilon_\lambda \text{Sk} \left\{ \left[\theta_{2r}^4(\tau) - \theta_{2n}^4(\tau) \right] + \zeta \left[\theta_{2r}(\tau) - \theta_{2n}(\tau) \right] \right\} (1 - \rho^2)} - 1 \right\}. \quad (8)$$

Температура $\theta_{2r}(\tau)$ газа определяется трансцендентным уравнением

$$\Phi_r(\tau) - \Phi_r^0 = 4(1+m)\theta_c k_1 \text{Sk}(\tau - \tau_0) / k_2^2,$$

где

$$\Phi_r(\tau) = \ln \theta_{2r}(\tau) - p \ln [1 - k_2 \theta_{2r}(\tau)] + (p-1) \ln [1 + \varepsilon_\lambda \theta_{2r}(\tau)] - \frac{1 + k_2 \theta_{2r}(\tau)}{2k_2^2 \theta_{2r}^2(\tau)}; \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{1 + 4k_1 \text{Sk}}{(3+m)(k_2 + \varepsilon_\lambda)k_2^2}; \\ k_1 &= 1 + \zeta \frac{0,275 + 0,058m}{\text{Sk}}; \quad k_2 = \frac{1-n}{\theta_c}; \\ \theta_c &= 1 - n\theta' - \frac{2n}{3+m} [m\tau_0 + 2\varepsilon_\lambda(3+m)]. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Зная температуру газа, температуру $\theta_{2n}(\tau)$ поверхности находим решением алгебраического уравнения

$$\theta_{2n}^4(\tau) + a_{2n} \theta_{2n}^2(\tau) + a_{2n}(\tau) \theta_{1n}(\tau) = a_{0n}(\tau); \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} a_{2n} &= \varepsilon_\lambda (h + \zeta); \quad a_{1n}(\tau) = (h + \zeta) \{1 + \varepsilon_\lambda [\theta_c - \theta_{2r}(\tau) / n]\}; \\ a_{0n}(\tau) &= \theta_{2r}^4(\tau) + h \left[\left(1 + \frac{n\zeta}{h}\right) \theta_{2r}(\tau) - \theta_c \right]; \quad h = \frac{3+m}{\text{Sk}}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Получив значения температур $\theta_{2n}(\tau)$ и $\theta_{2r}(\tau)\sqrt{2}$, по решению (8) при $\rho = 0$ вычисляем температуру центра $\theta_{2u}(\tau)$, температурный перепад $\Delta\theta_2(\tau) = \theta_{2n}(\tau) - \theta_{2u}(\tau)$ и среднюю (по объему) температуру $\bar{\theta}_2(\tau) = \theta_{2n}(\tau) - \frac{2}{3+m} \Delta\theta_2(\tau)$.

Время τ^* окончания нагрева определяется по решению (9) в предположении, что $\theta_{2n}(\tau^*) = \theta_{2n}^* = \eta\theta_{2r}^*$, где η – наперед заданный показатель степени завершенности процесса нагрева.

Подставляя в уравнения (11), (12) $\theta_{2n}^* = \eta\theta_{2r}^*$, приходим к алгебраическому уравнению, подобному (11), но уже относительно θ_{2r}^* . При этом новые коэффициенты имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} a_{2r} = \varepsilon_\lambda \eta h^*; a_{1r} = h^* \left(1 + \frac{\zeta}{h^*} \frac{1-\eta}{1-\eta^4} - \frac{\varepsilon_\lambda \eta \theta_c}{1-m\eta} \right); \\ a_{0r} = \frac{h^* \theta_c}{1-\eta n}; h^* = \frac{h(1-m\eta)}{n(1-\eta^4)}. \end{aligned} \right\}$$

Зная θ_{2r}^* , из выражений (9) и (10) определяем продолжительность τ нагрева:

$$\tau^* = \frac{\tau_0 + k_2^2 (\Phi_r^* - \Phi_r^0)}{4(1+m)k_1 Sk \theta_c}.$$

Поставленная нелинейная краевая задача теплопроводности ПТТО полностью решена.

Для оценки адекватности построенной аналитической модели результатам аналогового и численного моделирования нами [30] был просчитан заимствованный из работы [26] числовой пример: $m=0$; $Bi=0$; $\varepsilon_\lambda=0$; $Sk=0,5$; $n=0,5$; $\theta'=0,5$; $\eta=0,99$.

На рис. 1 в графической форме даны результаты расчетов температурных функций $\theta_r(\tau)$, $\theta_n(\tau)$, $\theta_u(\tau)$, $\tilde{\theta}(\tau)$ и $\Delta\theta(\tau)$ по аналитическому решению МЭИ и данным аналого-вычислительной машины [26].

Сопоставление показывает практически полное совпадение расчетов по МЭИ с данными аналоговой вычислительной машины [26]. Такая же высокая сходимость результатов подтверждена [34, 35] и в сравнении с численными (конечно-разностными) методами.

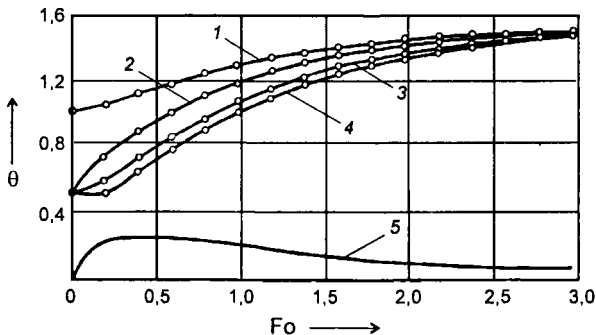


Рис. 1. Изменение температур:

1 - печи; 2 - металла поверхности; 3 - среднеобъемной; 4 - центра; 5 - температурного перепада; — — — расчеты по МЭИ; —○— данные по АВМ

Таким образом, с помощью МЭИ впервые получено обладающее требуемой практической точностью обобщенное (для всех трех базовых форм) аналитическое решение нелинейной краевой задачи противоточного радиационно-конвективного нагрева массивных термочувствительных тел. Это решение включает все частные более простые случаи: при $\zeta = 0$ имеем решение чисто радиационного нагрева термочувствительных тел; при $\epsilon_\lambda = 0$ – с постоянными ГФК.

Возможность учета термической массивности тела, сложного (смешанного) теплообмена и изменения ГФХ обеспечивает достаточно высокий уровень идентификации предлагаемого решения, к тому же легко программируемого для машинного счета.

Полученные аналитические выражения (7), (8) профиля температурного поля позволяют исследовать термонапряженное состояние слитков в условиях ПТТО (например, [35]).

Поставленная и решенная задача нагрева металла в противоточной формулировке по сравнению с традиционной прямоточной задачей теплопроводности имеет ряд значительных преимуществ: появляется возможность учитывать характеристики используемого топлива (удельную теплоту сгорания, теплоемкость продуктов горения и т.д.), прогнозировать распределение температур в различных зонах рабочего пространства печи при варьировании величины расхода топлива.

Резюмируя все вышеизложенное, можно утверждать, что в настоящее время накоплен достаточный объем научно-технического (аналитического, числового, аналогового, экспериментального) материала для построения теплотехнической теории нагрева массивных слитков в условиях противотока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Охлаждение агломерата и окатышей / Н.М. Бабушкин, С.Г. Братчиков, Г.Н. Намятов и др. М.: Metallургия, 1975. 208 с.
2. Теплотехника окускования железнорудного сырья / С.Г. Братчиков, Ю.А. Берман, Я.Л. Белоцерковский и др. М.: Metallургия, 1970. 344 с.
3. Гольдфарб Э.М. Нагрев тел разливочной формы газами в прямотоке и противотоке // ЖТФ. 1954. Т. 24. № 6. С. 1012 – 1019.
4. Гольдфарб Э.М. Теплотехника металлургических процессов. М.: Metallургия, 1967. 439 с.
5. Китаев Б.И. Теплообмен в шахтных печах. Свердловск; М.: Metallургиздат, 1945. 152 с.
6. Китаев Б.И. Теплообмен в доменных печах. Свердловск; М.: Metallургиздат, 1949. 618 с.
7. Китаев Б.И., Ярошенко Ю.Г., Сучков В.Д. Теплообмен в шахтных печах. Свердловск; М.: Metallургиздат, 1957. 280 с.
8. Китаев Б.И., Ярошенко Ю.Г., Лазарев Б.Л. Теплообмен в доменной печи. М.: Metallургия, 1966. 356 с.
9. Тепло- и массообмен в плотном слое / Б.И. Китаев, В.Н. Тимофеев, Б.А. Бовиков и др. М.: Metallургия, 1972. 432 с.

10. Теплотехника доменного процесса / Б.И. Китаев, Ю.Г. Ярошенко, Е.А. Суханов и др. М.: Metallurgy, 1978. 248 с.
11. Тимофеев В.Н. Теплообмен в слое кусковых материалов: Регенеративный теплообмен // Сб. науч. тр. ВНИИМТ. Свердловск: Metallurgizdat, 1962. № 8. С. 174 – 180.
12. Нагрев газом слоя массивных частиц / В.И. Тимофеев, В.М. Малкин, Ф.Р. Шкляр и др. // Сб. науч. тр. ВНИИМТ: Нагрев и охлаждение стали: Теплотехника слоевых процессов. М.: Metallurgy, 1970. № 23. С. 212 – 223.
13. Шкляр Ф.Р., Тимофеев В.Н., Раева М.В. Расчет нагрева тел простейшей формы в слое при небольших числах Фурье // Сб. науч. тр. ВНИИМТ: Нагрев и охлаждение стали. Теплотехника слоевых процессов. М.: Metallurgy, 1970. № 23. С. 194 – 211.
14. Исследование противоточного теплообмена в металлургии: Состояние вопроса и проблемы развития / Ю.С. Постольник, В.И. Тимошпольский, А.П. Огурцов и др. // Metallurgy. 2001. Вып. 25. С. 149 – 164.
15. Кавадеров А.В. Тепловая работа пламенных печей. Свердловск: Metallurgizdat, 1956. 367 с.
16. Иванцов Г.П. Нагрев металла. Свердловск; М.: Metallurgizdat, 1948. 192 с.
17. Соколов В.Н. Расчеты нагрева металла. М.: Mashgiz, 1955. 104 с.
18. Семикин И.Д., Розенгард Ю.И., Гольдфарб Э.М. Нагрев массивных тел излучением // Сталь. 1956. № 3. С. 252 – 256.
19. Бровкин Л.А., Крылова Л.С. Метод решения задач теплопроводности при нелинейном характере законов теплообмена на границах тела // ИФЖ. 1971. Т. 20. № 4. С. 739 – 740.
20. Бровкин Л.А., Крылова Л.С. К решению уравнения теплопроводности при нелинейных граничных условиях // Изв. вузов. Энергетика. 1971. № 9. С. 122 – 127.
21. Бровкин Л.А., Крылова Л.С., Знаткова Е.М. О тепловом расчете камерной печи стационарного режима // Изв. вузов. Черная металлургия. 1974. № 1. С. 170 – 174.
22. Бровкин Л.А., Чернов К.В. Температурное поле призмы при лучисто-конвективном нагреве // Изв. вузов. Черная металлургия. 1980. № 9. С. 80 – 83.
23. Тайц Н.Ю., Асцатуров В.В. О влиянии теплофизических свойств стали на технологию нагрева // Изв. вузов. Черная металлургия. 1967. № 1. С. 184 – 189.
24. Кавадеров А.В., Самойлович Ю.А. Закономерности нагрева пластины и цилиндра одновременно излучением и конвекцией // Нагрев металла и работа нагревательных печей: Сб. науч. тр. ВНИИМТ. Свердловск, 1960. № 6. С. 44 – 58.
25. Кавадеров А.В., Самойлович Ю.А. Влияние зависимости коэффициента теплопроводности и теплоемкости сталей от температуры на результаты расчетов нагрева излучением // ИФЖ. 1960. Т. 3. № 1. С. 82 – 86.
26. Кавадеров А.В., Калугин В.Н. Закономерности нагрева массивного тела излучением в противотоке // Нагрев металла и работа нагревательных печей: Сб. науч. тр. ВНИИМТ. Свердловск, Metallurgizdat, 1960. № 6. С. 59 – 70.
27. Математичне моделювання / Ю.С. Постольник, А.П. Огурцов, В.И. Тимошпольский, И.А. Трусова. Дніпродзержинськ, Изд-во ДГТУ, 2000. № 2 (5). С. 87 – 91.
28. Постольник Ю.С. Приближенные методы исследований в термомеханике. Киев; Донецк: Вища шк., 1984. 158 с.
29. Лыков А.В. Методы решения нелинейных уравнений нестационарной теплопроводности // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1970. № 5. С. 109 – 150.
30. Математическая модель нагрева массивных тел в теоретическом противотоке / Ю.С. Постольник, В.И. Тимошпольский, А.П. Огурцов, И.А. Трусова // Математичне моделювання. 2000. № 2 (5). С. 87 – 91.

31. *Постольник Ю.С.* Метод эквивалентных источников в задачах нестационарной теплопроводности. В кн.: Теплообмен и гидродинамика. Киев: Наук. думка, 1977. С. 161 – 167.

32. *Постольник Ю.С.* Обобщение и дальнейшее развитие методов теплового пограничного слоя // Изв. вузов. Черная металлургия. 1982. № 2. С. 137 – 141.

33. *Постольник Ю.С.* Приближенные методы исследований в термомеханике. Киев; Донецк: Вища шк., 1984. 158 с.

34. Расчет нагрева термомассивных тел в условиях теоретического противотока / В.И. Тимошпольский, Ю.С. Постольник, С.М. Козлов и др. // Литье и металлургия. 2001. № 1. С. 63 – 64.

35. *Постольник Ю.С., Огурцов А.П., Зинченко Ю.М.* Термонапряженное состояние длинного цилиндра в условиях противоточного радиационного нагрева // Межд. сб. науч. тр.: Прогрессивные технологии и системы машиностроения. Донецк: ДНТУ. 2003. С. 137 – 138.

УДК 621.7456

В.И. ТИМОШПОЛЬСКИЙ, д-р техн. наук (ИТМО НАН Беларуси),
А.Б. СТЕБЛОВ, д-р техн. наук,
Д.Н. АНДРИАНОВ, канд. техн. наук (БНТУ),
В.А. ТИЩЕНКО, канд. техн. наук (РУП «БМЗ»)

НЕПРЕРЫВНАЯ РАЗЛИВКА ПОДШИПНИКОВЫХ СТАЛЕЙ

Подшипниковые стали разливаются преимущественно в слитки. Способ непрерывной разливки применяется уже около тридцати лет, однако в зависимости от типа разливочной машины используются различные технические решения и технологии, направленные на обеспечение требуемого качества макроструктуры непрерывнолитых заготовок.

К настоящему времени накоплен большой опыт непрерывной разливки подшипниковых сталей, который можно систематизировать по технологическим операциям на МНЛЗ.

Промежуточный ковш. В последнее время прослеживается тенденция увеличения вместимости промежуточных ковшей за счет высоты их рабочей полости до 800...1000 мм и снабжения их Т-образной приемной камерой. Масса металла в промежуточном ковше составляет более 30 т. В них устанавливаются также ловушки типа «Турбостоп» [1], перегородки с отверстиями и фильтры [2] для снижения неметаллических включений. Для уменьшения турбулентности потока металла, поступающего в канал стакана-дозатора, устранения воронкообразного движения металла над входным каналом на днище промежуточного ковша в непосредственной близости от стакана-дозатора устанавливаются «гасители» – огнеупорные кирпичи, поставленные на ребро и вмонтированные в днище [3]. В промежуточном ковше в качестве рабочего огнеупорного слоя приме-