

ЛИТЕРАТУРА

1. *Прюммер Р.* Обработка порошкообразных материалов взрывом. — М.: Мир, 1990. — 128 с.
2. *Райченко А. И.* Основы процесса спекания порошков пропусканием электрического тока. — М.: Metallurgia, 1987. — 130 с.
3. Итоги науки и техники. Серия. Metallovedenie и termicheskaya obrabotka. — № 24. — М.: ВНИИТИ, 1990. — 224 с.
4. *Хакен Г.* Синергетика. — М.: Мир, 1980. — 406 с.
5. *Хакен Г.* Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. — М.: Мир, 1985. — 419 с.
6. *Гленсдорф П., Пригожин И.* Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. — М.: Мир, 1973. — 280 с.
7. *Моисеев Н. Н.* Алгоритмы развития. — М.: Наука, 1987. — 303 с.
8. Актуальные проблемы порошковой металлургии / Под ред. О. В. Романа и В. С. Аруначалама. — М.: Metallurgia, 1990. — 232 с.

УДК 536.12:518.61

Ю. С. ПОСТОЛЬНИК, докт. техн. наук (ДГТУ, Украина),
В. И. ТИМОШПОЛЬСКИЙ, докт. техн. наук (БГПА),
А. П. ОГУРЦОВ, докт. техн. наук (ДГТУ, Украина),
И. А. ТРУСОВА, канд. техн. наук (БГПА),
В. В. ФИЛИППОВ (БМЗ), **С. М. КОЗЛОВ** канд. техн. наук,
П. Э. РАТНИКОВ (БГПА)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОТИВОТОЧНОГО ТЕПЛООБМЕНА В МЕТАЛЛУРГИИ: СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА И ПРОБЛЕМЫ РАЗВИТИЯ

Теплообмен (ТО) движущихся навстречу твердого тела (материала) и газа широко распространен в технике и прежде всего в металлургии. Например, нагрев шихтовых материалов в доменных печах и заготовок металла в проходных и методических печах, охлаждение агломерата и окатышей на охладителях шахтного типа, сухое тушение кокса в УСТК и т. д. Противоточные процессы теплопереноса рассматриваются на различных уровнях приближения к действительности [1—20 и др.]. Инженерные методики расчета при этом чаще всего основываются на следующих упрощающих предположениях [2]:

1) частицы в слое рассматриваются как изолированные между собой термически тонкие тела;

- 2) теплообмен в слое происходит по закону Ньютона (конвекция);
- 3) тепловые потери во внешнюю среду пренебрежимо малы;
- 4) внутренние источники и стоки теплоты в нагреваемом материале отсутствуют.

Формулируя эти четыре наиболее распространенные гипотезы, Э. М. Гольдфарб [2] справедливо заметил, что при практическом переходе от физической к математической модели противоточного теплообмена (ПТТО) в каждом конкретном случае необходимо оценивать степень влияния отбрасываемых факторов.

Так, все четыре допущения достаточно оправданы при ПТТО в плотном слое мелкодисперсных материалов. Для регенеративных насадок больше обоснованна первая гипотеза. Что же касается второго допущения, то оно, будучи более-менее справедливым для фильтрационных процессов, может привести к существенным погрешностям при тепловых расчетах нагрева металла в проходных или методических печах.

Первые успехи в теоретическом исследовании ПТТО связаны с появлением в 1939—1949 гг. работ Б. И. Китаева [5—7], посвященных расчету соответствующих процессов производства чугуна. Доменная печь является типичным противоточным аппаратом, в котором именно встречным движением газа и шихты обеспечивается высокая эффективность ТО.

Закономерности ПТТО между материалом и газом Б. И. Китаев предложил находить на основе решения следующей задачи (см. [18]).

Слой высотой H , состоящий из кусков одинаковых размеров и формы, опускается в шахту постоянного сечения S с неизменной скоростью w (рис. 1).

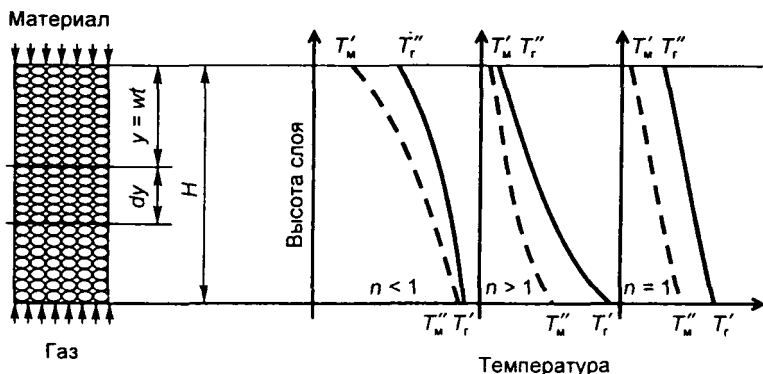


Рис. 1. Схема ПТТО:

— — — газ; - - - - материал

Загружаемые сверху куски материала с одинаковой по объему температурой T'_m в процессе опускания нагреваются и при выходе из зоны ТО имеют среднемассовую температуру T''_m . Начальная температура продуваемого снизу вверх газа T'_r , а на выходе из слоя — T''_r . Объемный расход газа V_r постоянный. Теплоемкости материала (c_m) и газа (c_r) в процессе ТО не изменяются. Постоянны также и другие теплофизические характеристики (ТФХ).

С учетом изложенного рассматривается так называемый стационарный (мы бы назвали «квазистационарный») процесс, при котором температура на любом горизонте $y = wt$ слоя не меняется во времени, но изменяется от горизонта к горизонту. Требуется найти распределение температурных полей материала и газа по высоте слоя.

Изучаются три принципиально различных случая ПТТО: $n = w_m/w_r < 1$; $n > 1$; $n = 1$.

1. При $n < 1$ ТО описывается уравнением

$$G_m c_m dT_m = \alpha_v (T_r - T_m) S dy, \quad (1)$$

характеризующим изменение энтальпий материала, которое численно равно количеству теплоты, полученной слоем от газа. Для этого случая примечательно то, что на любом горизонте y разность энтальпий потоков газа и шихты равна разности энтальпий газа на выходе (i''_r) и шихты на входе (i'_m). Это дает возможность (при упрощении $T'_m = 0$) записать

$$T_r(y) = T''_r + n \bar{T}_m(y). \quad (2)$$

Подстановка (2) в (1) приводит к обыкновенному дифференциальному уравнению, решение которого при граничных (начальных) условиях

$$\bar{T}_m(y)|_{y=0} = T'_m = 0; \quad T_r(y)|_{y=H} = T'_r \quad (3)$$

имеет вид [18]

$$\bar{T}_m(y) = T'_r \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{\alpha_v S}{w_m} (1 - n) y \right] \right\}. \quad (4)$$

Из решения (4) видно, что в пределе ($y \rightarrow \infty$) $\bar{T}_m'' = T'_r$ (так называемый завершённый ТО). С учетом этого из условия теплового баланса (2) определяется температура газа на выходе из слоя

$$T''_r = T'_r (1 - n), \quad (5)$$

что дает возможность определить и температуру газа $T_r(y)$ на любом горизонте слоя. Подставляя (4) и (5) в (2), имеем

$$T_r(y) = T_r' \left\{ 1 - n \exp \left[- \frac{\alpha_v S}{w_m} (1 - n) y \right] \right\}. \quad (6)$$

В [18] отмечается, что соотношение (5) справедливо для завершенного ТО не только для термически тонких, но и массивных кусков материала.

Практически процесс ПТТО рекомендуют [18] считать достигнутым, если $T_m'' = 0,95$.

2. При $n > 1$ даже если газы отдадут всю свою теплоту (завершенный процесс) и охладятся до температуры поступающей шихты ($T_m' = T_r''$), это не обеспечит ее нагрев до начальной температуры газов ($\bar{T}_m' < T_r'$). В этом случае в отличие от предыдущего разность температур между газом и шихтой по мере ее опускания увеличивается. И эта разность, а следовательно, и недогрев материала будут тем больше, чем больше отношения их водяных чисел $n = w_m / w_r < 1$.

Математически процесс ПТТО при $n > 1$ описывается теми же уравнениями, что и при $n < 1$.

3. При $n = 1$ закон изменения температур газа и материала по высоте слоя описывается параллельными линиями [18]:

$$\bar{T}_m(y) = T_m' + (T_r'' - T_m') \frac{\alpha_v S}{w_m} y; \quad (7)$$

$$T_r(y) = T_r' + (T_r' - T_m'') \frac{\alpha_v S}{w_m} y. \quad (8)$$

Полученные решения при $n < 1$ и $n > 1$ еще в 1944 г. использованы Б. И. Китаевым для разработки общих принципов построения схем тепловой работы шахтных печей.

Однако исключительная простота формул для завершенного процесса ($n < 1$) в реальных условиях их использования порождает определенные погрешности, что в свое время послужило поводом для дискуссии. Было установлено, что величина погрешности зависит не только от степени $\eta = \bar{T}_m'' / T_r'$ завершенности процесса, но и величины отношения $n = w_m / w_r$. Если n сильно отличается от единицы, то погрешности, как правило, пренебрежимо малы. Во всех случаях, как указывается в работе [18], это справедливо при

$n < 0,9$ и $\eta = 0,95$. Но при небольших η и при n , близких к единице, предложенные формулы дают искаженную картину процесса.

Для повышения точности этих формул Б. И. Китаев предложил использовать в расчетах «кажущуюся» теплоемкость шихты, заменив КТО α_v суммарным коэффициентом теплопередачи

$$K_v = \alpha_v (1 + Bi / 5), \quad (9)$$

учитывающим внутреннее тепловое сопротивление кусков ($R/\lambda \neq 0$). Благодаря этому удалось искусственно распространить разработанную методику на случай реальных кусков, обладающих тепловой инерцией, и «избежать осложнений, связанных с решением дифференциального уравнения Фурье» [18].

Как указывается в [19], точность этого приближенного метода оценивается ± 10 — 12 %. При этом добавляется, что «значительное усложнение математического аппарата при точном решении задачи с учетом внутренней теплопроводности частиц не дает существенного повышения точности расчетов».

Мы, конечно, отдаем должное методу Б. И. Китаева, сыгравшему огромную роль в развитии теплотехники слоевых противоточных процессов. Однако с приведенным выше замечанием относительно целесообразности исследования ПТТО на базе решения соответствующей краевой задачи теплопроводности согласиться не можем. И речь идет не о точности решения, а о точности постановки задачи.

При исследовании изучаемого реального процесса используют физическое и математическое моделирование. Физическое моделирование (ФМ) — это замена изучения рассматриваемого объекта или явления экспериментальными исследованиями его модели, имеющей ту же физическую природу. Математическое моделирование (ММ) — это приближенное описание какого-то физического объекта или процесса при помощи математических символов. При этом процесс математического моделирования предусматривает четыре этапа: 1) постановку задачи; 2) выбор метода решения; 3) непосредственное решение и конкретные вычисления; 4) анализ и физическую интерпретацию полученных результатов.

Из этого следует, что любая расчетная модель имеет две стороны достоверности: внешнюю и внутреннюю. Внешняя связана с первым этапом ММ, когда устанавливаются факторы объекта, которые необходимо обязательно учесть, и второстепенные; ими можно пренебречь. Внутренняя формируется на втором и третьем

этапах ММ и обусловлена уровнем точности решения поставленной математической задачи (МЗ). Вполне очевидно, что качество ММ полностью определяется этими двумя сторонами достоверности (правдоподобия) [21].

Исследователь должен делать выбор между громоздкой ММ с высоким уровнем внутренней достоверности, но (ввиду сложности МЗ) с низким уровнем внутренней достоверности, и более простой ММ. И выбор того или иного варианта ММ зависит от уровня развития науки в данной отрасли и целей, стоящих перед исследователем.

В этом плане развитие общей теории ТО во второй половине XX в. не могло не отразиться на уровне ММ ПТТО. Прежде всего появляются работы, в которых учет термической массивности тел проводится на основании решения краевой задачи теплопроводности. В некоторых публикациях форма кусков материала принимается плоской [22], в других — сферической [8, 9, 13, 17, 20, 23], а в [2, 3, 14—16, 24—28] используется обобщенное уравнение теплопроводности, объединяющее одномерные объекты плоской, цилиндрической и сферической геометрии.

Пока что большинство имеющихся работ посвящено фильтрационному ТО в плотном слое, однако в некоторых трудах [2, 4, 14, 22, 24, 26, 29] рассматривается ПТТО металла в методических или проходных печах. При этом в [4, 22] уже делаются первые попытки рассмотрения радиационного ТО вместо конвективного.

Фактически это единственные работы, в которых краевая задача теплопроводности рассматривается в нелинейной постановке (нелинейность II рода заложена в граничном условии Стефана—Больцмана). Что же касается нелинейности I рода (температурной зависимости ТФХ), то пока что ни в одной работе по ПТТО она еще не была учтена, хотя некоторые авторы [9, 18, 23, 27] и делали попытки учесть влияние температуры на величину теплоемкости потока материала.

Наличие указанных выше работ говорит о том, что непрерывное совершенствование ММ процессов ПТТО неизбежно. Возникающие математические сложности должны служить не поводом для отказа от дальнейшего развития исследований в этом направлении, а побудителем поиска путей и способов их преодоления. И в настоящее время уже имеются достаточно веские предпосылки успеха на этом пути.

Во-первых, интенсивное развитие ЭВМ существенно расширило возможности задач ММ физических процессов на высоком уровне внешнего и внутреннего подобия. От сугубо теоретической

математической физики переходят к исследованию задач в соответствующих отраслях прикладной науки и техники. Так, например, появилась такая наука, как вычислительная теплофизика [30].

Во-вторых, для разработки практических (инженерных) методов расчета многих технических объектов и технологических процессов не потеряли своего значения и приближенные аналитические методы. Применительно к теории ТО во второй половине XX в. различными авторами был предложен ряд приближенных аналитических методов решения задач теплопроводности, в том числе и нелинейных [24, 31—33]. Использование наиболее эффективных из них для решения МЗ с достаточно высоким уровнем внешнего правдоподобия позволяет получить приемлемые по простоте приближенные решения с достаточным для практики внутренним правдоподобием.

Эти решения прежде всего ценны тем, что наглядно, явно раскрывают качественное влияние включенных в ММ различных параметров на изучаемый процесс. Что касается количественных результатов, то они также зачастую применяются на практике. Но для оценки уровня точности желательно проведение контрольных экспериментов (численных или физических).

Для последующей иллюстрации изложенного выше рассмотрим ММ и ПТТО массивных тел в постановке Э. М. Гольдфарба [2]:

обобщенное уравнение теплопроводности материала

$$\frac{\partial T_m}{\partial r} = \frac{a}{r^m} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^m \frac{\partial T_m}{\partial r} \right); \quad (10)$$

граничные условия

$$\lambda_m \left. \frac{\partial T_m}{\partial r} \right|_{r=R} = \alpha_F [T_r(t) - T_{mn}(t)]; \quad \left. \frac{\partial T_m}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad (11)$$

условие теплового баланса

$$V_r c_r \frac{dT_r}{dt} = \lambda_F [T_r(t) - T_{mn}(t)] F; \quad (12)$$

начальные условия

$$T_m(r, 0) = T'_m = \text{const}; \quad T_r(0) = T'_r. \quad (13)$$

Для решения поставленной МЗ использовано [2, 25] операционное исчисление (преобразование Лапласа). В конечном итоге получены температурные функции:

$$\theta_m(\rho, \tau) = \frac{1}{1-n} - \sum_{i=1}^{\infty} P_v(\mu_i) \frac{J_v(\mu_i, \rho)}{J_v(\mu_i) \rho^v} \exp(-\mu_i^2 \tau); \quad (14)$$

$$\theta_r(\tau) = \frac{1}{1-n} - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{P_v(\mu_i) \exp(-\mu_i^2 \tau)}{1 + \mu_i^2 / [(1+m) \text{Bi } n]}, \quad (15)$$

где

$$\theta_m(\rho, \tau) = \frac{T_m(\rho, \tau) - T'_m}{T_r^* - T'_m}; \quad \theta_r(\tau) = \frac{T_r(\tau) - T'_m}{T_r^* - T'_m}; \quad (16)$$

$$P_v(\mu_i) = \frac{2 \text{Bi} [\mu_i^2 + (1+m) \text{Bi } n]}{(\text{Bi} - 2\nu) \text{Bi} \mu_i^2 - (1+m)^2 \text{Bi}^2 n + [\mu_i^2 + (1+m) \text{Bi } n]^2}; \quad (17)$$

μ_i — корни трансцендентного уравнения,

$$J_v(\mu_i) / J_{v+1}(\mu_i) = \mu_i / \text{Bi} + (1+m) n / \mu_i; \quad (18)$$

J_v — функция Бесселя 1-го рода ν -порядка; $\nu = (m-1)/2$.

Анализ показал, что при достаточно большом времени нагрева значения температурных функций (14) и (15) сближаются, стремясь к общему предельному конечному значению

$$\theta_k = 1 / (1-n). \quad (19)$$

Этому значению критерия θ_k (19) при ПТГО соответствует условная температура, величина которой может иметь любой знак. Установлено, что характер изменения ТО при нагреве массивных тел зависит от числа n аналогично нагреву термически тонких тел.

В [13, 17] задача ПТГО изложена в постановке В. Н. Тимофеева [20]. В ММ включены уравнение теплопроводности (10) для шара ($m=2$), граничные условия конвективного ТО (11), начальные условия (13), а условие теплового баланса представлено выражением

$$T_r^* - T_r(t) = [\bar{T}_m(t) - T'_m] n. \quad (20)$$

Как видим, в отличие от условия (12), записанного в дифференциальной форме, условие (20) подано в интегральном виде, так как содержит среднемассовую температуру $\bar{T}_m(t)$ материала. Следовательно, в этой ММ заложено очевидное противоречие: с одной стороны, краевая задача теплопроводности (10), (11) учитыва-

ет термическую массивность тела, а с другой — условием (20) температура тела уже берется усредненной по объему. Проведенное сопоставление [16] этих двух ММ говорит в пользу первой.

Задача (10), (11), (13), (20) решалась [13, 17] методом Фурье, что привело к температурным функциям, представленным бесконечными рядами, как и решение (14)—(18). Подобное решение дано и в работе Г. П. Иванцова, Б. Я. Любова [3].

Таким образом, получены точные решения поставленных задач ПТТО массивных тел. Структура этих решений довольно сложна. Но если прямое практическое использование решений [2, 3] из-за отсутствия определенного таблично-графического обеспечения весьма проблематично, то В. Н. Тимофеев [20] свое решение упрощает путем сохранения лишь первого члена в рядах Фурье и получает формулу для расчета среднemasсовой температуры куска шаровой формы. В [28] сделана попытка эту методику уточнить рассмотрением начального этапа процесса ПТТО, когда одного члена ряда явно недостаточно.

Б. И. Китаевым с соавторами в работе [18] предложена более точная инженерная методика расчета ПТТО массивных тел сферической геометрии. Авторы [18] в решении (20) учитывают три члена рядов Фурье, каждый из которых содержит по пять коэффициентов, представленных в табличной форме в зависимости от критерия $Bi(0,02 - \infty)$ и $n(0,1 - 10)$.

Достоинством этой методики является ее высокая точность в определении температур газа и материала. К недостаткам следует отнести огромную вычислительную работу, связанную с определением трех членов ряда с учетом двойной интерполяции (по Bi и по n) при нахождении 16 коэффициентов. К тому же при сохранении трех членов ряда обратная (временная) задача трудно разрешима, поэтому авторы [18] и рекомендуют для определения продолжительности протекания процесса ограничиваться только первым членом ряда. Кроме этого, обе методики (и В. Н. Тимофеева, и Б. И. Китаева) рассматривают насыпную массу, состоящую из кусков шаровой формы, тогда как в условиях ПТТО могут находиться тела и других форм (плоской, цилиндрической). Недостатком является и осреднение температуры тела в условии (20).

И наконец, следует обратить внимание еще на одну из особенностей существующих методик. Все они в конечном итоге основаны на том или ином упрощении точного решения соответствующей задачи ТО. Но методику расчета процессов ТО можно строить другим путем: с самого начала решать поставленную МЗ любым приближенным методом.

Преимущества такого подхода в следующем:

1) приближенный метод нередко позволяет учесть большее число параметров, чем точный;

2) конечный вид приближенного решения, с одной стороны, значительно проще точного, а с другой — точнее первого члена ряда, входящего в точное решение;

3) приближенные методы позволяют решать целый ряд прикладных нелинейных задач, точные решения которых отсутствуют.

Проиллюстрируем это на задаче (10)—(13), которая была решена [14] методом эквивалентных источников (МЭИ) [33] — одним из наиболее эффективных приближенных методов термического слоя (МТС) [31, 32].

На первом (инерционном) этапе ($0 \leq \tau \leq \tau_0$) температуры материала и газа определяются функциями (16):

$$\theta_{m1}(\rho, \tau) = \frac{\theta_r(\tau)Bi}{[2+Bi I(\tau)] I(\tau)} [\rho - \beta(\tau)]^2; \quad (21)$$

$$\beta(\tau) \leq \rho \leq 1; \quad I(\tau) = 1 - \beta(\tau); \quad \theta_{r1}(\tau) = \exp\left\{M\left[I(\tau) - \frac{2}{Bi} \ln(1 + Bi I(\tau)/2)\right]\right\}, \quad (22)$$

где

$$M = 2n_m/(3k); \quad k = (3 + 2Bi)/(3 + Bi); \quad n_m = (1 + m)n. \quad (23)$$

Толщина $l(\tau)$ термического (прогретого) слоя тела и время τ_0 полного прогрева ($l(\tau_0) = 1$) определяются формулами:

$$l(\tau) = \sqrt{6(1+m)k\tau}; \quad \tau_0 = 1/[6(1+m)k]. \quad (24)$$

На втором (упорядоченном) этапе ($\tau_0 \leq \tau \leq \tau_*$) имеем [14]:

$$\theta_m(\rho, \tau) = \theta_r^0 \left[1 + D - \left(1 + D - \frac{Bi}{2+Bi} \rho^2 \right) \Phi(\tau) \right]; \quad (25)$$

$$\theta_r(\tau) = \theta_r^0 [1 + D - D \Phi(\tau)], \quad (26)$$

где

$$\theta_r^0 = \theta_{r1}(\tau_0) = \theta_{r1}(\tau)|_{l(\tau_0)=1};$$

$$D = 2n_m [1 + Bi/(3 + m)] / [(2 + Bi)(1 - n_m)]; \quad (27)$$

$$\Phi(\tau) = \exp[-\mu(\tau - \tau_0)]; \quad \mu = \frac{(1+m)Bi(1-n_m)}{1+Bi/(3+m)}. \quad (28)$$

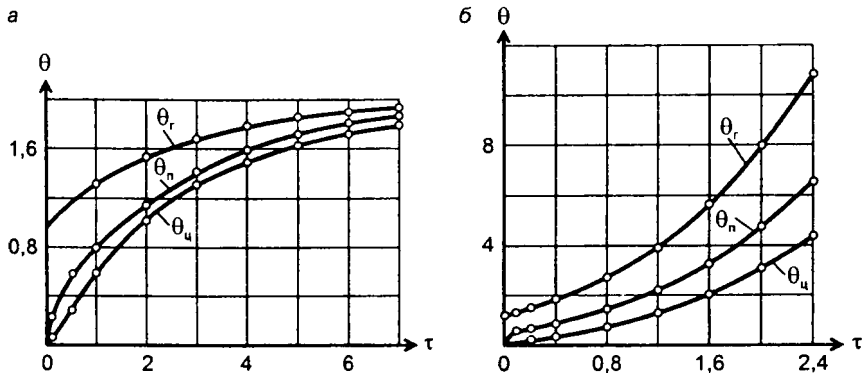


Рис. 2. Изменение температур газа и пластины в противотоке при $Bi = 1$:
 а — $n = 0,5$; б — $n = 2$; $\circ \circ \circ \circ$ — данные точного решения [2]

Для числовой оценки точности полученного приближенного решения были просчитаны [14] заимствованные из [2] два примера: а) $m = 0$; $Bi = 1$; $n = 0,5$; б) $m = 0$; $Bi = 1$; $n = 2$.

Результаты расчетов представлены в графической форме на рис. 2.

Сопоставление показывает, что точность предложенного [14] приближенного решения вполне достаточна для инженерных расчетов. Вместе с этим оно обладает исключительной простотой (сравните выражения (14)—(18) и (21)—(28)), что также имеет большое практическое значение. Например, по точному решению [2] (14)—(18) нет возможности получить явную формулу для расчета времени нагрева тела до требуемой температуры θ_* . Решение же (21)—(28) такие формулы дает. Так, время, необходимое для достижения требуемой температуры газа T_r^* (или температур поверхности T_n^* , или центра T_u^* , или средней \bar{T}^* металла), определяется по формулам [14]:

$$\left. \begin{aligned}
 \tau_r^* &= \tau_0 - \frac{1}{\mu} \ln \frac{1+D-\theta_r^*/\theta_r^0}{D}; \\
 \tau_n^* &= \tau_0 - \frac{1}{\mu} \ln \frac{1+D-\theta_r^*/\theta_r^0}{D+2/(2+Bi)}; \\
 \tau_u^* &= \tau_0 - \frac{1}{\mu} \ln \left(1 - \frac{\theta_u^*/\theta_r^0}{1+D} \right); \\
 \bar{\tau}^* &= \tau_0 - \frac{1}{\mu} \ln \frac{1+D-\bar{\theta}_*/\theta_r^0}{1+D-(1+m)Bi/[(3+m)(2+Bi)]}.
 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Расчет τ^* по этим формулам для двух предыдущих примеров дал расхождение по сравнению с точным решением в случае а):

$\tau_r^* - 3,7 \%$; $\tau_n^* - 4,2 \%$; $\tau_{\text{ц}}^* - 3,3 \%$; в случае б): $\tau_r^* - 1,4 \%$;

$\tau_n^* - 0,3 \%$; $\tau_{\text{ц}}^* - 0,5 \%$.

Все выше упомянутые 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 уже абсолютно необходим.

Еще почти полвека тому назад А. В. Кавадеров указывал, что процесс радиационного нагрева массивных слитков в печах с нестационарной температурой газа-теплоносителя представляет большой практический интерес [4].

В [22] рассмотрена подобная задача в следующей постановке (рис. 3):

$$\frac{\partial^2 \theta_m}{\partial \rho^2} = \frac{\partial \bar{\theta}_m}{\partial \tau}; \quad \theta = T(\rho, \tau)/T_r^*; \quad (30)$$

$$\frac{\partial \theta_m}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} = Sk [\theta_r^4(\tau) - \theta_{\text{мп}}^4(\tau)]; \quad \frac{\partial \theta_m}{\partial \rho} \Big|_{\rho=0} = 0; \quad (31)$$

уравнение теплового баланса

$$\theta_r(\tau) - 1 = [\bar{\theta}_m(\tau) - \theta'_m] n; \quad (32)$$

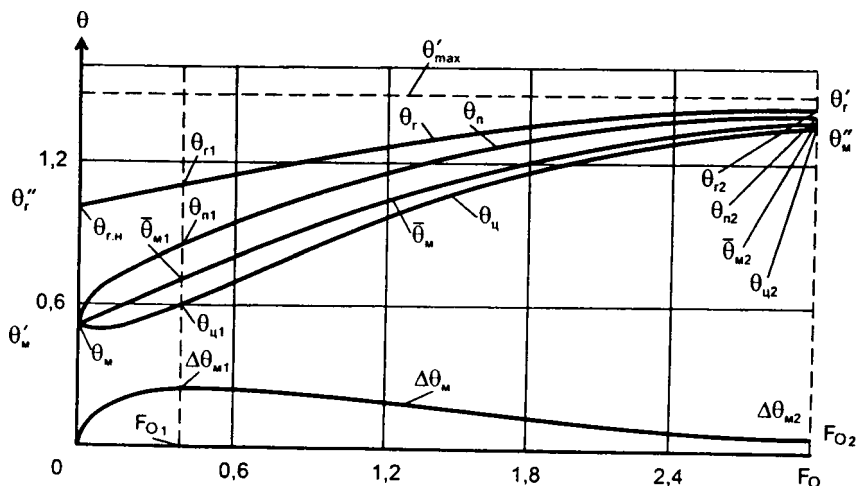


Рис. 3. Нагрев неограниченной пластины излучением при ПТТО ($n < 1$) [23]

начальные условия:

$$\theta_m(\rho, 0) = \theta'_m = \text{const}; \quad \theta_r(0) = \theta'_r = 1. \quad (33)$$

Авторы [22] 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 (ГСИ) конструкции Д. В. Бударина. При этом величина временного шага устанавливалась в пределах 0,004—0,06. В качестве «контрольных» использовались результаты расчетов по решениям для «тонкой» пластины. Установлены следующие пределы применимости полуценного решения: $Sk = 0,05—1,2$; $n = 0,3—1,15$; $\theta'_m = 0,3—0,8$.

Было выявлено, что функция распределения $\Phi(\rho, \tau) = [\theta_m(\rho, \tau) - \theta_u(\tau)] / [\theta_n(\tau) - \theta_u(\tau)]$ температуры по сечению пластины быстро стабилизируется и в дальнейшем почти не изменяется, к тому же слабо зависит от параметров Sk и n . Используя это обстоятельство, авторы [22] предложили упрощенную методику расчета ПТТО пластины. Упрощения касаются нелинейного граничного условия (31), а также использования приближенного нагрева с постоянной температурой нагревателя. В упрощенном приближенном решении выделяются две нелинейные функции:

$$\frac{m_0}{n_0} = \frac{\theta_n(\tau) - \bar{\theta}_m(\tau)}{Sk[\theta'_r(\tau) - \theta_n^4(\tau)]}; \quad n_0 = Sk \frac{\theta_r^4(\tau) - \theta_n^4(\tau)}{\theta_n(\tau) - \theta_u(\tau)}, \quad (34)$$

которые рассчитаны при помощи ГСИ и представлены графиками в зависимости от Sk ($0 \leq Sk \leq 1,5$) и n ($0 \leq n \leq 1,2$). При этом авторы [22] предупреждают, что рекомендуемая ими методика расчета применима при $\tau \geq 0,3—0,4$, когда наступает стабилизация функции распределения $\Phi(\rho)$, что объясняют принятием постоянства ТФХ материала.

Как видим, это пока единственное в теплотехнической литературе исследование ПТТО массивных слитков металла при радиационном нагреве обладает некоторыми недостатками: во-первых, рассматривается лишь плоская форма тела; во-вторых, полученное решение приемлемо лишь для стабилизированного процесса ($\tau > \tau_1$); в-третьих, массивность тела ограничена ($Sk < 1,5$).

Резюмируя изложенное, можно заключить, что работа [22] подтверждает важность и актуальность проблемы, а ее содержание —

необходимость более надежного решения задачи радиационного нагрева массивных слитков при ПТТО: с учетом различной их формы, наличия и радиации, и конвекции, зависимости ТФХ от температуры.

Учитывая, что все эти особенности нелинейного математического моделирования для прямоточных процессов можно преодолеть при помощи метода эквивалентных источников* [24, 33—39], следует считать, что этот метод даст положительные результаты и в нелинейных задачах ПТТО.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будрин Д. В. Гидравлический интегратор для решения уравнения теплопроводности // Тр. УПИ. — Свердловск: Metallurgizdat, 1955. — Вып. 53.
2. Гольдфарб Э. М. Теплотехника металлургических процессов. — М.: Metallurgia, 1967. — 439 с.
3. Иванцов Г. П., Любов Б. Я. Прогрев кусковых материалов в условиях противотока // ДАН СССР, 1952. — Т. 85. — № 5. — С. 993—995.
4. Кавадеров А. В. Тепловая работа пламенных печей. — Свердловск: Metallurgizdat, 1956. — 367 с.
5. Китаев Б. И. Нагрев кусковых материалов в параллельном токе и противотоке газа или жидкости // Тр. Уральского индустр. ин-та. — Свердловск: Metallurgizdat, 1941. — Вып. 17.
6. Китаев Б. И. Теплообмен в шахтных печах. — Свердловск — М.: Metallurgizdat, 1945. — 152 с.
7. Китаев Б. И. Теплообмен в доменной печи. — Свердловск — М.: Metallurgizdat, 1949. — 628 с.
8. Китаев Б. И., Ярошенко Ю. Г., Сучков В. Д. Теплообмен в шахтных печах. — Свердловск — М.: Metallurgizdat, 1957. — 280 с.
9. Китаев Б. И., Ярошенко Ю. Г., Лазарев Б. Л. Теплообмен в доменной печи. — М.: Metallurgia, 1966. — 356 с.
10. Лыков А. В., Михайлов Ю. А. Теория тепло- и массопереноса. — М.: Госэнергоиздат, 1963. — 535 с.
11. Мазяк З. Ю. Тепло- и массоперенос в пористых телах при переменных потенциалах в среде. — Львов: Виша школа, 1979. — 120 с.
12. Нагрев газом слоя массивных частиц / В. Н. Тимофеев, В. М. Малкин, Ф. Р. Шкляр, Ю. Г. Ярошенко, В. С. Швыдкий // Нагрев и охлаждение стали: Теплотехника слоевых процессов. Сб. науч. тр. № 23 ВНИИМТ. — М.: Metallurgia, 1970. — С. 212—223.
13. Охлаждение агломерата и окатышей / Н. М. Бабушкин, С. Г. Братчиков, Г. Н. Намятов и др. — М.: Metallurgia, 1975. — 208 с.

14. *Постольник Ю. С.* К расчету температур и времени нагрева массивных тел при противоточном теплообмене // Изв. вузов. Черная металлургия. — 1990. — № 6. — С. 84—86.

15. *Постольник Ю. С., Мучник Д. А., Мащенко О. И.* Исследование процесса сухого тушения кокса // Изв. вузов. Черная металлургия. — 1990. — № 9. — С. 84—86.

16. *Постольник Ю. С., Огурцов А. П.* Сопоставительный анализ двух математических моделей теплообмена массивных тел в противотоке // Математичне моделювання. — 2000. — № 1 (4). — С. 29—30.

17. Тепло- и массообмен в плотном слое / Б. И. Китаев, В. Н. Тимофеев, Б. А. Боковиков и др. — М.: Металлургия, 1972. — 432 с.

18. Теплотехника доменного процесса / Б. И. Китаев, Ю. Г. Ярошенко, Е. Л. Суханов и др. — М.: Металлургия, 1978. — 248 с.

19. Теплотехника окускования железнорудного сырья / С. Г. Братчиков, Ю. А. Берман, Я. Л. Белоцерковский и др. — М.: Металлургия, 1970. — 344 с.

20. *Тимофеев В. Н.* Теплообмен в слое кусковых материалов. Регенеративный теплообмен // Сб. науч. тр. № 8 ВНИИМТ. — Свердловск: Металлургиядат, 1962.

21. *Блехман Н. К., Мышкис А. Д., Пановко Я. Г.* Прикладная математика: предмет, логика, особенности подходов. — Киев: Наук. думка, 1976. — 270 с.

22. *Кавадеров А. В., Калугин В. Н.* Закономерности нагрева массивного тела излучением в противотоке // Нагрев металла и работа нагревательных печей: Сб. науч. тр. № 6 ВНИИМТ. — Свердловск: Металлургиядат, 1960. — С. 59—70.

23. *Глинков М. А., Глинков Г. М.* Общая теория печей. — М.: Металлургия, 1978. — 264 с.

24. *Постольник Ю. С., Огурцов А. П.* Нелінійна прикладна термомеханіка. — Київ: НМЦ ВО МОНУ, 2000. — 280 с.

25. *Гольдфарб Э. М.* Нагрев тел различной формы газами в прямотоке и противотоке // ЖТФ. — 1954. — Т. 24. № 6. — С. 1012—1019.

26. *Губинский В. И., Лу Чжун-У.* Теория пламенных печей. — М.: Машиностроение, 1995. — 256 с.

27. *Рабинович Г. Д.* Теория теплового расчета рекуперативных теплообменных аппаратов. — Мн.: Изд-во АН БССР, 1963. — 214 с.

28. *Шкляр Ф. Р., Тимофеев В. Н., Раева М. В.* Расчет нагрева тел простейшей формы в слое при небольших числах Фурье // Нагрев и охлаждение стали. Теплотехника слоевых процессов: Сб. науч. тр. № 23 ВНИИМТ. — М.: Металлургия, 1970. — С. 194—211.

29. *Лисиенко В. Г., Лобанов В. И., Китаев Б. И.* Теплофизика металлургических процессов. — М.: Металлургия, 1982. — 240 с.

30. *Коздоба Л. А.* Вычислительная теплофизика. — Киев: Наук. думка, 1992. — 224 с.

31. *Лыков А. В.* Методы решения нелинейных уравнений нестационарной теплопроводности // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. — 1970. — № 5. — С. 109—150.

32. *Коздоба Л. А.* Методы решения нелинейных задач теплопроводности. — М.: Наука, 1975. — 226 с.

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

34. *Постольник Ю. С., Огурцов А. П., Решетняк И. С.* Основы металлургической термомеханики. — Київ—Дніпродзержинськ: Вид. ДДТУ, 1998. — 360 с.

35. *Тимошпольский В. И.* Теплотехнологические основы металлургических процессов и агрегатов высшего технического уровня. — Мн.: Навука і тэхніка, 1995. — 255 с.

36. *Тимошпольский В. И., Трусова И. А., Пекарский М. Я.* Кольцевые печи. — Мн.: Выш. шк., 1993. — 248 с.

37. Прикладные задачи металлургической теплофизики / В. И. Тимошпольский, Н. М. Беляев, А. А. Рядно, И. А. Трусова и др. — Мн.: Навука і тэхніка, 1991. — 320 с.

38. Теплообмен и тепловые режимы в промышленных печах / В. И. Тимошпольский, И. А. Трусова, А. Б. Стеблов, И. А. Павлюченков. — Мн.: Выш. шк., 1992. — 217 с.

39. Промышленные теплотехнологии. Моделирование нелинейных процессов / В. И. Тимошпольский, И. А. Трусова, А. П. Несенчук, С. С. Бродский, О. В. Дубина, И. А. Павлюченков. — Мн.: Выш. шк., 2000. — 319 с.

УДК 669.012

В. И. ТИМОШПОЛЬСКИЙ, докт. техн. наук,
В. Б. КОВАЛЕВСКИЙ, докт. техн. наук (БГПА),
В. В. ФИЛИППОВ (БМЗ), **С. М. КОЗЛОВ**, канд. техн. наук,
П. Э. РАТНИКОВ, **О. Г. ХОПОВА** (БГПА)

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ НАГРЕВА СТАЛЕЙ ПО МИНИМУМУ РАСХОДА ТОПЛИВА*

Нагрев металла в печах металлургического и машиностроительного производства — весьма энергоемкий технологический процесс. Рост цен на топливно-энергетические ресурсы в последнее время выводит объем топливопотребления в ранг приоритетного критерия при расчете себестоимости продукции.

В ряде научных исследований решались вопросы создания рациональных технологий нагрева металла для термически тонких и

* В порядке обсуждения