ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА

ТОМ 125 1964

ПРОГРЕВ ТЕЛ В ЛУЧЕИСПУСКАЮЩЕЙ СРЕДЕ С ПЕРЕМЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ

В. В. САЛОМАТОВ, Г. П. БОЙКОВ

(Представлена проф. докт. Г. И. Фуксом)

В практике нагрева тел часто встречаются процессы, протекающие при переменной температуре излучающего источника тепла. Соблюдение правильной технологии нагрева при указанных условиях теплообмена требует знания температурного распределения в теле, которое находится решением следующей системы дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial T(\zeta, \tau)}{\partial \tau} = a\left[\frac{\partial^2 T(\zeta, \tau)}{\partial \zeta^2} + \frac{\xi - 1}{\zeta}\frac{\partial T(\zeta, \tau)}{\partial \zeta}\right], \tag{1}$$

$$T(\zeta, 0) = T_0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial T(0, \tau)}{\partial \zeta} = 0, \tag{3}$$

$$\lambda\frac{\partial T(R, \tau)}{\partial \zeta} = \varepsilon_n C_0\left[\left(\frac{T_c(\tau)}{100}\right)^4 - \left(\frac{T(R, \tau)}{100}\right)^4\right]. \tag{4}$$

Решение такой общей задачи с помощью обычных аналитических методов ввиду нелинейного условия (4) полностью невозможно, а метод численного интегрирования требует весьма длительного времени, так что при большом количестве необходимых расчетов его практическая ценность сводится к нулю.

В связи с этим возникает необходимость найти приближенные способы расчета температурного поля, которые в тех случаях, когда точное решение невозможно, быстро вели бы к цели, даже ценой понижения точности расчета.

Преобразуем граничное условие (4) к виду

$$T(R, \tau) = T_c(\tau)(1 - Z)^{1/4}, \tag{5}$$

где

$$Z = \frac{10^8 \lambda \partial T(R, \tau)/\partial \zeta}{\varepsilon_n C_0 T_c^4(\tau)}.$$

Разлагая в биноминальный ряд

$$(1-Z)^{1/4} = 1 - \frac{1}{4} Z - \frac{1 \cdot 3}{4 \cdot 8} Z^2 - \ldots\ldots \tag{6}$$

и ограничиваясь в нашем случае двумя членами разложения, получим

$$T(R, \tau) = T_c(\tau) - \psi \frac{\partial T(R, \tau)/\partial \zeta}{T_c^3(\tau)}. \tag{7}$$

Здесь

$$\psi = \frac{10^8}{4} \frac{\lambda}{\varepsilon_n C_0}.$$

В качестве примера приведем решения для неограниченной пластины, бесконечного цилиндра и шара, когда температура среды меняется по закону экспоненты

$$T_c(\tau) = T_\kappa + (T_{c0} - T_\kappa) \exp(-\kappa\tau).$$

Решение проводится с помощью [1] одностороннего интегрального преобразования Лапласа

$$F(s) = \int\limits_0^\infty f(\tau) e^{-s\tau} d\tau$$

и теоремы смещения

$$F(s-\kappa) = \int\limits_0^\infty f(\tau) e^{-(s-\kappa)\tau} d\tau.$$

I Температурное поле неограниченной пластины

Задача сводится к решению дифференциального уравнения (1) с условиями (2), (3), (7) при $\zeta = x$, $\xi = 1$.

Переходя к изображениям и принимая во внимание (2), (3), получим решение уравнения (1)

$$\bar{T}(x, s) - \frac{T_0}{s} = A \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}}\, x. \tag{I.1}$$

Постоянная A находится из преобразованного граничного условия (7)

$$A \left[\psi \sqrt{\frac{s}{a}} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a}} R + T_\kappa^3 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}} R + 3T_\kappa^2 (T_{c0} - T_\kappa) \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s+\kappa}{a}} R + \right.$$

$$\left. + 3T_\kappa (T_{c0} - T_\kappa)^2 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s+2\kappa}{a}} R + (T_{c0} - T_\kappa)^3 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s+3\kappa}{a}} R \right] =$$

$$= \frac{T_\kappa^3 (T_\kappa - T_0)}{s} + \frac{T_\kappa^2 (T_{c0} - T_\kappa)(4T_\kappa - 3T_0)}{s+\kappa} +$$

$$+ \frac{3T_\kappa (T_{c0} - T_\kappa)^2 (2T_\kappa - T_0)}{s+2\kappa} + \frac{(T_{c0} - T_\kappa)^3 (4T_\kappa - T_0)}{s+3\kappa} + \frac{(T_{c0} - T_\kappa)^4}{s+4\kappa}. \tag{I.2}$$

Подставляя значение A из (I.2) в (I.1), получим решение задачи в изображениях

$$\bar{T}(x, s) - \frac{T_0}{s} = \left[T_\kappa^3 (T_\kappa - T_0)(s+\kappa)(s+2\kappa)(s+3\kappa)(s+4\kappa) + \right.$$

$$+ T_\kappa^2 (T_{c0} - T_\kappa)(4T_\kappa - 3T_0)\, s\, (s+2\kappa)(s+3\kappa)(s+4\kappa) + T_\kappa (T_{c0} - T_\kappa)^2 \cdot$$

$$\cdot (6T_\kappa - 3T_0)\, s(s+\kappa)(s+3\kappa)(s+4\kappa) + (T_{co} - T_\kappa)^3 (4T_\kappa - T_0)\cdot$$

$$\cdot s(s+\kappa)(s+2\kappa)(s+4\kappa) + (T_{co} - T_\kappa)^4 s(s+\kappa)(s+2\kappa)\cdot$$

$$\cdot (s+3\kappa) \Big] \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}}\, x \cdot \Big\{ s(s+\kappa)(s+2\kappa)(s+3\kappa)(s+$$

$$+ 4\kappa) \Big[\psi \sqrt{\frac{s}{a}} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a}} R + T_\kappa^3 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}} R +$$

$$+ 3T_\kappa^2 (T_{c0} - T_\kappa) \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s+\kappa}{a}} R + 3T_\kappa (T_{c0} - T_\kappa)^2 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s+2\kappa}{a}} R +$$

$$+ (T_{c0} - T_\kappa)^3 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s+3\kappa}{a}} R \Big\}^{-1}. \qquad (I.3)$$

Выражение (I.3) удовлетворяет всем требованиям теоремы разложения. Знаменатель этого выражения имеет корни

$$s_1 = 0, \quad s_2 = -\kappa, \quad s_3 = -2\kappa, \quad s_4 = -3\kappa, \quad s_5 = -4\kappa$$

и множество корней

$$s_n = -\frac{a\mu_n^2}{R^2},$$

где μ_n — корни трансцендентного уравнения

$$\operatorname{ctg} \mu_n = \frac{\mu_n}{4\mathrm{Ki}} - \frac{3(\Theta_{c0} - 1)\cos\sqrt{\mu_n^2 - \mathrm{Pd}}}{\sin \mu_n} -$$

$$- \frac{3(\Theta_{co} - 1)^2 \cos\sqrt{\mu_n^2 - 2\mathrm{Pd}}}{\sin \mu_n} - \frac{(\Theta_{c0} - 1)^3 \cos\sqrt{\mu_n^2 - 3\mathrm{Pd}}}{\sin \mu_n}. \qquad (I.4)$$

Переходя от изображений к оригиналам функций, получим общее решение задачи

$$T(x, \tau) = T_0 + C_j \sum_{j=0}^{j=4} \left[\frac{\cos \sqrt{\frac{j\kappa}{a}}\, x \exp(-j\kappa\tau)}{\sum\limits_{p=0}^{p=3} C_p \cos \sqrt{\frac{(j-p)\kappa}{a}} R - \psi \sqrt{\frac{j\kappa}{a}} \sin \sqrt{\frac{j\kappa}{a}} R} - \right.$$

$$\left. - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{\mu_n^2 - \frac{j\kappa R^2}{a}} \cos \mu_n \frac{x}{R} \exp\left(-\mu_n^2 \frac{a\tau}{R^2} \right) \right], \qquad (I.5)$$

где

$$A_n = \left[\frac{\psi}{2R} \left(\cos \mu_n + \frac{\sin \mu_n}{\mu_n} \right) + \frac{1}{2} \sum_{p=0}^{p=3} C_p \frac{\sin \sqrt{\mu_n^2 - p\,\mathrm{Pd}}}{\sqrt{\mu_n^2 - p\,\mathrm{Pd}}} \right]^{-1}. \qquad (I.6)$$

Вводя безразмерные комплексы, получим решение в критериальной форме

$$\Theta\left(\frac{x}{R}, \mathrm{Fo} \right) = \Theta_0 + C_j^* \sum_{j=0}^{j=4} \left[\frac{\cos \sqrt{j\mathrm{Pd}}\, \frac{x}{R} \exp(-j\,\mathrm{Pd}\,\mathrm{Fo})}{\sum\limits_{p=0}^{p=3} C_p^* \sqrt{(j-p)\,\mathrm{Pd}} - \frac{1}{4\mathrm{Ki}} \sqrt{j\mathrm{Pd}} \sin \sqrt{j\mathrm{Pd}}} - \right.$$

$$-\sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n^*}{\mu_n^2 - j\,\mathrm{Pd}} \cos \mu_n \frac{x}{R} \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}) \Big] . \qquad (I.7)$$

Здесь

$$A_n^* = \left[\frac{1}{8\mathrm{Ki}} \left(\cos \mu_n + \frac{\sin \mu_n}{\mu_n} \right) + \frac{1}{2} \sum_{p=0}^{p=3} C_p^* \frac{\sin \sqrt{\mu_n^2 - p\,\mathrm{Pd}}}{\sqrt{\mu_n^2 - p\,\mathrm{Pd}}} \right]^{-1} . \qquad (I.8)$$

Значения коэффициентов C_j, C_j^*, C_p, C_p^* приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Выражения коэффициентов C_j и C_j^*

Коэффициент / j	C_j	C_j^*
0	$T_к^3 (T_к - T_0)$	$(1 - \Theta_0)$
1	$(T_{c0} - T_к)(4T_к - 3T_0) T_к^2$	$(\Theta_{c0} - 1)(4 - 3\Theta_0)$
2	$(T_{c0} - T_к)^2 (6T_к - 3T_0) T_к$	$(\Theta_{c0} - 1)^2 (6 - 3\Theta_0)$
3	$(T_{c0} - T_к)^3 (4T_к - T_0)$	$(\Theta_{c0} - 1)^3 (4 - \Theta_0)$
4	$(T_{c0} - T_к)^4$	$(\Theta_{c0} - 1)^4$

Таблица 2

Выражения коэффициентов C_p и C_p^*

Коэффициент / P	C_p	C_p^*
0	$T_к^3$	1
1	$3T_к^2 (T_{c0} - T_к)$	$3(\Theta_{c0} - 1)$
2	$3T_к (T_{c0} - T_к)^2$	$3(\Theta_{c0} - 1)^2$
3	$(T_{c0} - T_к)^3$	$(\Theta_{c0} - 1)^3$

II Температурное поле неограниченного цилиндра

Температурное распределение находится решением дифференциального уравнения (1) с краевыми условиями типа (2), (3), (7) при $\zeta = r$, $\xi = 2$.

Переводя уравнения (1), (2), (3) в изображения, получим решение

$$\bar{T}(r, s) - \frac{T_0}{s} = A J_0 \left(\sqrt{\frac{s}{a}}\, r \right). \qquad (II.1)$$

Для перевода граничного условия (7) в изображения воспользуемся теоремой смещения и из последнего находим константу A.

Тогда решение задачи в изображениях

$$\bar{T}(r, s) - \frac{T_0}{s} = [T_к^3 (T_к - T_0)(s + к)(s + 2к)(s + 3к)(s + 4к) +$$

$$+ T_к^2 (T_{c0} - T_к)(4T_к - 3T_0)\, s\,(s + 2к)(s + 3к)(s + 4к) +$$

$$+T_\kappa (T_{co}-T_\kappa)^2(6T_\kappa-3T_0)\, s(s+\kappa)(s+3\kappa)(s+4\kappa)+$$
$$+(T_{co}-T_\kappa)^3(4T_\kappa-T_0)\, s(s+\kappa)(s+2k)(s+4\kappa)+$$
$$+(T_{co}-T_\kappa)^4\, s(s+\kappa)(s+2\kappa)(s+3\kappa)]\cdot$$
$$\cdot J_0\left(\sqrt{\frac{s}{a}}\, r\right)\Big\{s(s+\kappa)(s+2\kappa)(s+3\kappa)(s+4\kappa)\cdot$$
$$\cdot\Big[T_\kappa^3 J_0\left(\sqrt{\frac{s}{a}}R\right)+3T_\kappa^2(T_{c0}-T_\kappa)J_0\left(\sqrt{\frac{s+\kappa}{a}}R\right)+$$
$$+3T_\kappa(T_{co}-T_\kappa)^2 J_0\left(\sqrt{\frac{s+2\kappa}{a}}R\right)+(T_{co}-T_\kappa)^3 J_0\left(\sqrt{\frac{s+3\kappa}{a}}R\right)+$$
$$+\psi\sqrt{\frac{s}{a}}J_1\left(\sqrt{\frac{s}{a}}R\right)\Big]\Big\}^{-1}. \qquad \text{(II.2)}$$

Как числитель, так и знаменатель являются полиномами относительно s, причем полином знаменателя более высокой степени, чем полином числителя. Поэтому к соотношению (II.2) может быть применена теорема разложения. Знаменатель этого выражения содержит корни $s_1=0$, $s_2=-k$, $s_3=-2k$, $s_4=-3k$, $s_5=-4k$ и бесчисленное множество корней

$$s_n=-\frac{a\mu_n^2}{R^2},$$

где μ_n — корень трансцендентного уравнения

$$J_0(\mu_n)+3(\Theta_{c0}-1)J_0(\sqrt{\mathrm{Pd}-\mu_n^2})+3(\Theta_{c0}-1)^2 J_0(\sqrt{2\mathrm{Pb}-\mu_n})+$$
$$+(\Theta_{c0}-1)^3 J_0(\sqrt{3\,\mathrm{Pd}-\mu_n^2})=\frac{1}{4\mathrm{Ki}}\mu_n J_1(\mu_n). \qquad \text{(II.3)}$$

Переход от изображения к оригиналу дает общее решение задачи

$$T(r,\tau)=T_0+C_j\sum_{j=0}^{j=4}\left[\frac{J_0\left(\sqrt{\frac{jk}{a}}\,r\right)\exp(-jk\tau)}{\sum\limits_{p=0}^{p=3}C_p J_0\left(\sqrt{\frac{(j-p)\kappa}{a}}R\right)-\psi\sqrt{\frac{j\kappa}{a}}J_1\left(\sqrt{\frac{j\kappa}{a}}R\right)}-\right.$$
$$\left.-\sum_{n=1}^{\infty}\frac{A_n}{\mu_n^2-\frac{j\kappa R^2}{a}}J_0\left(\mu_n\frac{r}{R}\right)\exp\left(-\mu_n^2\frac{a\tau}{R^2}\right)\right]. \qquad \text{(II.4)}$$

Здесь

$$A_n=\left[\frac{\psi}{2R}\left(J_0(\mu_n)+\frac{J_1(\mu_n)}{\mu_n}\right)+\frac{1}{2}\sum_{p=0}^{p=3}C_p\frac{J_1\left(\sqrt{\mu_n^2-\frac{p\kappa R^2}{a}}\right)}{\sqrt{\mu_n^2-\frac{p\kappa R^2}{a}}}\right]^{-1}. \qquad \text{(II.5)}$$

Выделяя безразмерные комплексы, запишем решение в критериальном виде

$$\Theta\left(\frac{r}{R},F_0\right)=\Theta_0+C_j^*\sum_{j=0}^{j=4}\left[\frac{J_0\left(\sqrt{j\mathrm{Pd}}\frac{r}{R}\right)\exp(-j\,\mathrm{Pd\,Fo})}{\sum\limits_{j=0}^{p=3}C_p^* J_0(\sqrt{(j-p)\mathrm{Pd}}-\frac{1}{4\mathrm{Ki}}\sqrt{j\mathrm{Pd}}\,J_1(\sqrt{j\mathrm{Pd}})}-\right.$$

$$-\sum_{n=1}^{\infty}\frac{A_n^*}{\mu_n^2 - j\mathrm{Pd}} J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right)\exp(-\mu_n^2\mathrm{Fo})\Bigg]. \qquad \text{(II.6)}$$

Здесь

$$A_n^* = \left[\frac{1}{8\mathrm{Ki}}\left(J_0(\mu_n) + \frac{J_1(\mu_n)}{\mu_n}\right) + \frac{1}{2}\sum_{p=0}^{p=3} C_p^* \frac{(J_1\sqrt{\mu_n^2 - p\,\mathrm{Pd}})}{\sqrt{\mu_n^2 - p\,\mathrm{Pd}}}\right]^{-1}. \qquad \text{(II.7)}$$

III Температурное поле шара

Аналогично решая уравнение (1) при $\zeta = r$, $\xi = 3$ с условиями (2), 3), (7), получим распределение температур в шаре

$$T(r, \tau) = T_0 +$$

$$+ C_j \sum_{j=0}^{j=4}\left[\frac{\dfrac{\sin\sqrt{\dfrac{j\kappa}{a}}r}{\dfrac{r}{R}}\exp(-j\kappa\tau)}{\sum\limits_{p=0}^{p=3} C_p \sin\sqrt{\dfrac{(j-p)\kappa}{a}}R + \psi\sqrt{\dfrac{j\kappa}{a}}\cos\sqrt{\dfrac{j\kappa}{a}}R - \dfrac{\psi}{R}\sin\sqrt{\dfrac{j\kappa}{a}}R} - \right.$$

$$\left. - \sum_{n=1}^{\infty}\frac{A_n}{\mu_n^2 - \dfrac{j\kappa R^2}{a}} \cdot \frac{\sin\mu_n\dfrac{r}{R}}{\dfrac{r}{R}}\exp\left(-\mu_n^2\frac{a\tau}{R^2}\right)\right]. \qquad \text{(III.1)}$$

При этом

$$A_n = \left[\frac{\psi}{2R}\sin\mu_n - \frac{1}{2}\sum_{p=0}^{p=3} C_p \frac{\cos\sqrt{\mu_n^2 - \dfrac{p\kappa R^2}{a}}}{\sqrt{\mu_n^2 - \dfrac{p\kappa R^2}{a}}}\right]^{-1}, \qquad \text{(III.2)}$$

а μ_n — корень трансцендентного уравнения

$$\mathrm{tg}\,\mu_n = \frac{\mu_n}{4\mathrm{Ki} - 1} - \frac{3(\Theta_{c0} - 1)}{1 - \dfrac{1}{4\mathrm{Ki}}} \cdot \frac{\sin\sqrt{\mathrm{Pd} - \mu_n^2}}{\cos\mu_n} -$$

$$- \frac{3(\Theta_{c0} - 1)^2}{1 - \dfrac{1}{4\mathrm{Ki}}} \cdot \frac{\sin\sqrt{2\mathrm{Pd} - \mu_n^2}}{\cos\mu_n} - \frac{(\Theta_{c0} - 1)^3}{1 - \dfrac{1}{4\mathrm{Ki}}} \cdot \frac{\sin\sqrt{3\mathrm{Pd} - \mu_n^2}}{\cos\mu_n}. \qquad \text{(III.3)}$$

Переходя к безразмерному виду, получим

$$\Theta\left(\frac{r}{R}, F_o\right) = \Theta_0 +$$

$$+ C_j^* \sum_{j=0}^{j=4}\left[\frac{\dfrac{\sin\sqrt{j\mathrm{Pd}}\,\dfrac{r}{R}}{\dfrac{r}{R}}\exp(-j\mathrm{Pd}\mathrm{Fo})}{\sum\limits_{p=0}^{p=3} C_p^* \cos\sqrt{(j-p)\,\mathrm{Pd}} + \dfrac{1}{4\mathrm{Ki}}(\sqrt{j\mathrm{Pd}}\cos\sqrt{j\mathrm{Pd}} - \sin\sqrt{j\mathrm{Pd}})} - \right.$$

$$-\sum_{n=1}^{\infty}\frac{A_n^*}{\mu_n^2-j\mathrm{Pd}}\cdot\frac{\sin\mu_n\frac{r}{R}}{\frac{r}{R}}\exp\left(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}\right)\Bigg]. \qquad \text{(III.4)}$$

Здесь

$$A_n^*=\left[\frac{1}{8\mathrm{Ki}}\mu_n-\frac{1}{2}\sum_{p=0}^{p=3}C_p^*\frac{\cos\sqrt{\mu_n^2-p\mathrm{Pd}}}{\sqrt{\mu_n^2-p\mathrm{Pd}}}\right]^{-1}. \qquad \text{(III.5)}$$

Разберем пример использования решения (II.6) для случая нагрева бесконечного цилиндра $\varnothing$ 700 *мм*

$$\left(\lambda=34{,}9\,\frac{\textit{вт}}{\textit{м. град}},\quad a=0{,}0225\,\textit{м}^2/\textit{час}\right)$$

в печи с переменной температурой

$$T_c(\tau)=1573-(1573-1353)\exp(-\tau)\,{}^\circ K$$

и приведенным коэффициентом излучения $\sigma_в=3{,}49\,\frac{\textit{вт}}{\textit{м}^2\,\textit{град}^4}$.

Начальная температура цилиндра $T_0=873^\circ K$.

Предварительно вычислим $\Theta_0=0{,}555$; $\Theta_{co}=0{,}86$; $\mathrm{Pd}=5{,}44$; $\mathrm{Ki}=1{,}362$.

Значения корней характеристического уравнения (II.3) найдены графическим способом. На рис. 1 показано нахождение первых трех корней этого уравнения, где было принято

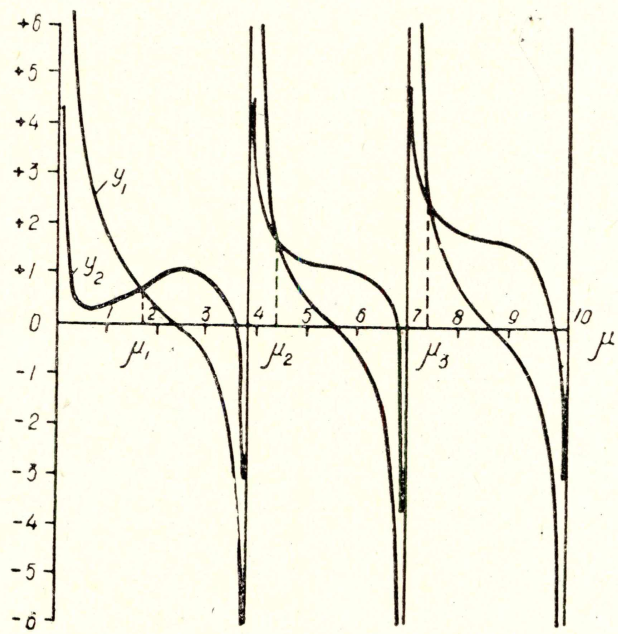

Рис. 1. Определение корней трансцендентного уравнения.

$$y_1=\frac{J_0(\mu_n)}{J_1(\mu_n)},$$

$$y_2=\frac{\mu_n}{4\mathrm{Ki}}-3(\Theta_{co}-1)\frac{J_0\left(\sqrt{\mathrm{Pd}-\mu_n^2}\right)}{J_1(\mu_n)}-3(\Theta_{co}-1)^2\frac{J_0\left(\sqrt{2\mathrm{Pd}-\mu_n^2}\right)}{\sqrt{2\mathrm{Pd}-\mu_n^2}}-$$

$$-(\Theta_{co}-1)^3 \frac{J_0(\sqrt{3Pd-\mu_n^2})}{\sqrt{3Pd-\mu_n^2}}.$$

При заданных условиях $\mu_1 = 1{,}71$; $\mu_2 = 4{,}38$; $\mu_3 = 7{,}42$.

Данные расчета сравним с опытными и расчетными кривыми, приведенными в [2]. На рис. 2 показаны кривые изменения температуры излучающей среды, температуры поверхности и центра: сплошные — по данным опыта, штрих-пунктирные — согласно расчету по (II.6), штриховые — расчетные данные Соколова В. Н. [2].

Результаты сравнения показали, что предлагаемые решения с достаточной для практики точностью описывают температурное распре-

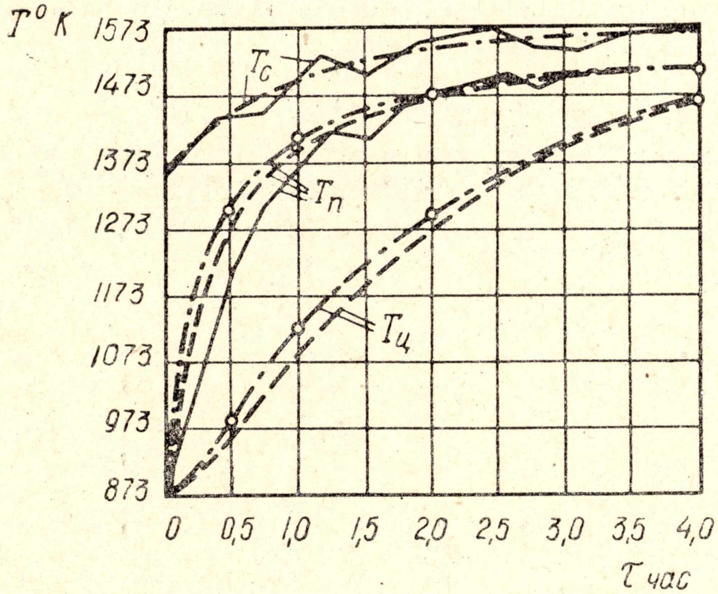

Рис. 2. Изменение температуры поверхности и центра горячего слитка цилиндрической формы.

деление в твердых телах, если температуры среды и поверхности мало отличаются друг от друга.

Анализ температурных полей позволяет рекомендовать соотношения (I.7), (II.6), (III.4) для расчета нагрева радиацией горячих слитков, когда отношение температуры поверхности к температуре излучателя в данный момент больше 0,65. В случае значительного превышения температуры среды над температурой поверхности для расчета температурного распределения можно воспользоваться расчетными уравнениями [3].

Аналогичным образом проводятся решения для других законов изменения температуры излучающей среды (линейного, параболического и т. д.).

Основные обозначения

ζ — обобщенная координата,
ξ — коэффициент, характеризующий форму тела,
T_0 — абсолютная начальная температура тела,
T_{co} — абсолютная начальная температура среды,
T_K — максимальная абсолютная температура излучающей среды,

$$\mathrm{Pd} = \frac{\kappa R^2}{a} \text{ — критерий Предводителева,}$$

$$F_o = \frac{a\tau}{R^2} \text{ — критерий Фурье,}$$

$$\mathrm{Ki} = \frac{\varepsilon_n C_o \left(\frac{T_\kappa}{100}\right)^4 R}{\lambda T_\kappa} \text{ — критерий Кирпичева,}$$

$$\Theta = \frac{T}{T_k} \text{ — безразмерная температура,}$$

J_o, J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. ГИТТЛ, 1952.
2. В. Н. Соколов. Расчеты нагрева металла в металлургических печах. Металлургиздат, 1956.
3. В. В. Саломатов, Г. П. Бойков. Известия вузов, Черная металлургия, № 12, 1963.