

УДК 625.2-592.001.24

## ТЕПЛОВЫЙ РЕЖИМ ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОГО ФРИКЦИОННОГО ТОРМОЗА БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ В ПЕРЕХОДНОМ ПЕРИОДЕ НАРАСТАНИЯ ТОРМОЗНОЙ СИЛЫ

Э. И. ГАЛАЙ<sup>а</sup>, В. А. БАЛАКИН<sup>б+</sup>

Рассмотрен приближенный метод теплового расчета тормозов железнодорожного подвижного состава.

**Ключевые слова:** переходной режим, тепловой процесс, температура, тормоз.

**Введение.** Фрикционные тормоза большой мощности, применяемые на железнодорожном подвижном составе, отличаются достаточно протяженным периодом нарастания тормозной силы после приведения их в действие. В частности, время повышения давления сжатого воздуха в тормозных цилиндрах (ТЦ) пассажирских локомотивов, вагонов и моторвагонного подвижного состава (электро- и дизель-поезда) при пневматическом управлении достигает 8...12 с, а в грузовых поездах — до 20...26 с. Замедление процесса повышения давления в ТЦ и возрастание тормозной силы заложено в конструкции тормозов при проектировании в связи с тем, что поезда имеют большую длину: пассажирские до 20...25 вагонов (500...550 м), а грузовые до 100 вагонов (1200...1400 м). В то же время скорость распространения тормозной волны по длине поезда при управлении тормозами с локомотива сравнительно невелика (в 1,5—2 раза меньше скорости звука в воздушной среде), поэтому в первую очередь срабатывают тормоза локомотива и головных вагонов. Быстрое наполнение ТЦ приводит к возникновению значительных продольно-динамических реакций в поезде, создающих угрозу безопасности движения и ухудшающих комфорт пассажиров.

На пассажирском подвижном составе, оборудованном электропневматическими тормозами, наполнение ТЦ у всех вагонов происходит одновременно, однако и в этом случае переходной процесс увеличения силы прижатия тормозных колодок до максимума длится 4,5...5 с, что составляет 15% от общего времени остановочного торможения  $t_r$ . В этот период происходит снижение скорости на 7...10 км/ч, а в зоне фрикционного контакта колодка — колесо выделяется значительное количество тепла и происходит увеличение температуры поверхности трения. В то же время существующая методика тепловых расчетов фрикционных тормозов [1, 2] предусматривает мгновенное повышение интенсивности тепловыделения до значения  $q_0$ , рассчитываемого при максимальной силе нажатия  $N_{\max}$  и скорости начала торможения  $v_0$  по формуле

$$q_0 = f \frac{N_{\max}}{A_{a_1}} v_0.$$

Дальнейшие расчеты ведутся в предположении, что интенсивность тепловыделения при остановочном торможении уменьшается по линейному закону

а Белорусский государственный университет транспорта. Беларусь, 246652, г. Гомель, ул. Кирова, 32.

б Гомельский политехнический институт им. П. О. Сухого. Беларусь, 246746, г. Гомель, пр. Октября, 48.

+ Автор, с которым следует вести переписку.

\* Тормозная волна — процесс последовательного срабатывания тормозов вагонов, рассредоточенных по длине поезда.

$$q(t) = q_0 \left( 1 - \frac{t}{t_T} \right).$$

Для тормозных систем железнодорожного подвижного состава это предположение справедливо в случае применения многоступенчатого скоростного регулирования силы нажатия тормозных колодок [3].

В “Правилах тяговых расчетов” для железнодорожных поездов удельные силы тяги, основного сопротивления движению и тормозные принято относить к одной тонне массы поезда. Соответственно с этим при наличии двух тормозных колодок на колесе

$$T(t) = 2f(t)N(t); \quad b_T(t) = \frac{2f(t)N(t)}{P_k}; \quad q(t) = f(t) \frac{2N(t)}{2A_{a_1}} v(t) = f(t)p(t)v(t); \quad q_1(t) = \frac{b_T(t)v(t)P_k}{2A_{a_1}}.$$

**Теоретическая часть.** Рассмотрим процесс экстренного торможения электропоезда, оборудованного системой скоростного регулирования силы нажатия колодок, в период включения тормозов и нарастания тормозной силы (рис. 1). За время  $t_0 = 1,2$  с колодки, выбирая зазоры, входят в соприкосновение с колесами. В момент времени  $t_n = 5,2$  с нагрузка достигает максимального значения. Длительность переходного процесса  $t_n - t_0 = 4$  с. При этом удельные сила трения и интенсивность фрикционного тепловыделения также возрастают до наибольших значений.

Коэффициент распределения тепловых потоков определяется по формуле [2]

$$\alpha = \frac{K_{вз} \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1}}{K_{вз} \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1} + \sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2}}.$$

При чугунной колодке ( $\lambda_1 = 38$  Вт/(м·К),  $c_1 = 481$  Дж/(кг·К),  $\rho_1 = 7700$  кг/м<sup>3</sup>,  $a_1 = 10,2$  м<sup>2</sup>/с), стальном колесе ( $\lambda_2 = 43$  Вт/(м·К),  $c_1 = 481$  Дж/(кг·К),  $\rho_2 = 7850$  кг/м<sup>3</sup>) и  $K_{вз} = 0,255 \rightarrow \alpha = 0,19$ . Соответственно  $q_1(t) = 0,19q(t)$ ,  $q_2(t) = 0,81q(t)$ .

Параметры тормозного процесса фрикционного тепловыделения и теплопередачи в переходном режиме запуска тормозной системы электропоезда движущегося со скоростью 110 км/ч представлены в табл. 1.

Таблица 1. Расчетные данные

| $t, c$ | $v, км/ч$ | $b_T, Н/т$ | $q(t), кВт/м^2$   | $q_1(t), кВт/м^2$ |
|--------|-----------|------------|-------------------|-------------------|
|        |           |            | $P_k = 6 / 9,5 т$ | $P_k = 6 / 9,5 т$ |
| 0      | 110,0     | 0          | 0 / 0             | 0 / 0             |
| 1,2    | 109,7     | 0          | 0 / 0             | 0 / 0             |
| 1,6    | 109,6     | 46         | 138 / 218         | 26 / 41           |
| 2,0    | 109,3     | 224        | 669 / 1060        | 127 / 201         |
| 2,4    | 108,8     | 392        | 1165 / 1845       | 221 / 351         |
| 2,8    | 108,0     | 553        | 1632 / 2584       | 310 / 491         |
| 3,2    | 107,1     | 662        | 1937 / 3070       | 368 / 583         |
| 3,6    | 106,0     | 748        | 2166 / 3430       | 410 / 652         |
| 4,0    | 104,8     | 846        | 2422 / 3835       | 460 / 729         |
| 4,4    | 103,5     | 934        | 2641 / 4180       | 508 / 794         |
| 4,8    | 102,2     | 990        | 2764 / 4380       | 525 / 832         |
| 5,2    | 101,0     | 1010       | 2795 / 4420       | 531 / 840         |

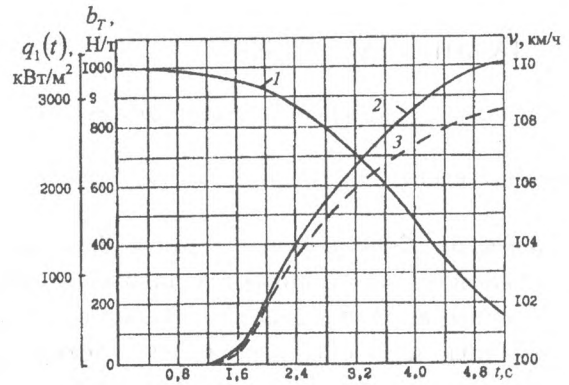


Рис. 1. Зависимости изменения скорости  $v$ , удельной тормозной силы  $b_T$  и интенсивности фрикционного тепловыделения  $q_1(t)$  от времени: 1 –  $v(t)$ ; 2 –  $b_T(t)$ ; 3 –  $q_1(t)$

Значения нагрузок  $P_k$ , равные 6 и 9,5 т, характерны для электро- и дизель-поездов.

При расчете приращений температур на различных расстояниях от поверхности трения колодки воспользуемся следующими допущениями.

1. Колодку принимаем неограниченной пластиной, теплоизолированной со стороны  $z_1 = h_1$ . Это значит, что за время переходного процесса  $t_n$  пренебрегаем теплоотдачей в окружающую среду.
2. Процесс распространения теплоты в колодке считаем одномерным, т. е. температурное поле меняется лишь по координате  $z_1$ .
3. Теплофизические свойства ( $\lambda_1, \epsilon_1, \rho_1, a_1$ ) колодки принимаем постоянными.
4. Отсчет времени ведем с момента соприкосновения колодки с колесом.

Эти допущения дают возможность воспользоваться одномерным уравнением теплопроводности Фурье

$$\frac{\partial \vartheta_1}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 \vartheta_1}{\partial z_1^2}. \quad (1)$$

Начальную температуру колодки будем считать постоянной и равной температуре окружающего воздуха  $\vartheta_c$ . На грани  $z_1 = h_1$  градиент температуры  $\frac{\partial \vartheta_1(h_1, t)}{\partial z_1} = 0$ .

С учетом принятых допущений современная теория теплопроводности дает точные решения уравнения (1) для следующих случаев изменения тепловых потоков от времени на поверхности  $z_1 = 0$ , которыми можно приближенно описать тепловой процесс во время включения тормозов железнодорожного подвижного состава [4].

Случай 1. Если  $q_1 = kt$ , где  $k = \alpha q_0 / t_n$ , то  $\vartheta(\eta_1, Fo_1) - \vartheta_c = \frac{kh_1^3}{\lambda_1 a_1} \Theta'_1(\eta_1, Fo_1)$ ,

$$\text{где } \Theta'_1(\eta_1, Fo_1) = \frac{Fo_1^2}{2} + \frac{Fo_1}{3} + \frac{Fo_1 \eta_1^2}{2} - Fo_1 \eta_1 + \frac{\eta_1^4}{24} - \frac{\eta_1^3}{6} + \frac{\eta_1^2}{6} - \frac{1}{45} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos [\mu_n (1 - \eta_1)] \exp(-\mu_n^2 Fo_1),$$

$$\eta_1 = \frac{z_1}{h_1}, \quad Fo_1 = \frac{a_1 t}{h_1^2}, \quad \mu_n = n\pi; \quad A_n = (-1)^{n+1} \frac{2}{\mu_n^4}.$$

Приращение температуры на поверхности трения (при  $\eta_1 = 0$ ) находится как

$$\vartheta(0, Fo_1) - \vartheta_c = \frac{kh_1^3}{\lambda_1 a_1} \Theta'_1(0, Fo_1), \quad (2)$$

$$\text{где } \Theta'_1(0, Fo_1) = \frac{Fo_1^2}{2} + \frac{Fo_1}{3} - \frac{1}{45} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \mu_n \exp(-\mu_n^2 Fo_1).$$

Случай 2. Если  $q_1 = m\sqrt{t}$ , где  $m = \alpha q_0 / \sqrt{t_n}$ , то  $\vartheta(\eta_1, Fo_1) - \vartheta_c = \frac{m\sqrt{a_1}}{\lambda_1} \Theta''_1(\eta_1, Fo_1)$ , (3)

$$\text{где } \Theta''_1(\eta_1, Fo_1) = \Gamma \times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[ 1 + \frac{(2n-2+\eta_1)^2}{2Fo_1} \right] \operatorname{erfc} \frac{2n-2+\eta_1}{2\sqrt{Fo_1}} - \frac{2n-2+\eta_1}{\sqrt{\pi Fo_1}} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[ -\frac{(2n-2+\eta_1)^2}{4Fo_1} \right] + \left[ 1 + \frac{(2n-\eta_1)^2}{2Fo_1} \right] \operatorname{erfc} \frac{2n-\eta_1}{2\sqrt{Fo_1}} - \frac{2n-\eta_1}{\sqrt{\pi Fo_1}} \exp \left[ -\frac{(2n-\eta_1)^2}{4Fo_1} \right] \right\} Fo_1,$$

где  $\Gamma$  — гамма функция.

Расчеты по формуле (3) существенно упрощаются, если воспользоваться графиком, изображенным на рис. 2.

Приращение температуры на поверхности  $\eta_1 = 0$  определяется как

$$\vartheta(0, Fo_1) - \vartheta_c = \frac{m\sqrt{a_1}}{\lambda_1} \Theta''_1(0, Fo_1).$$

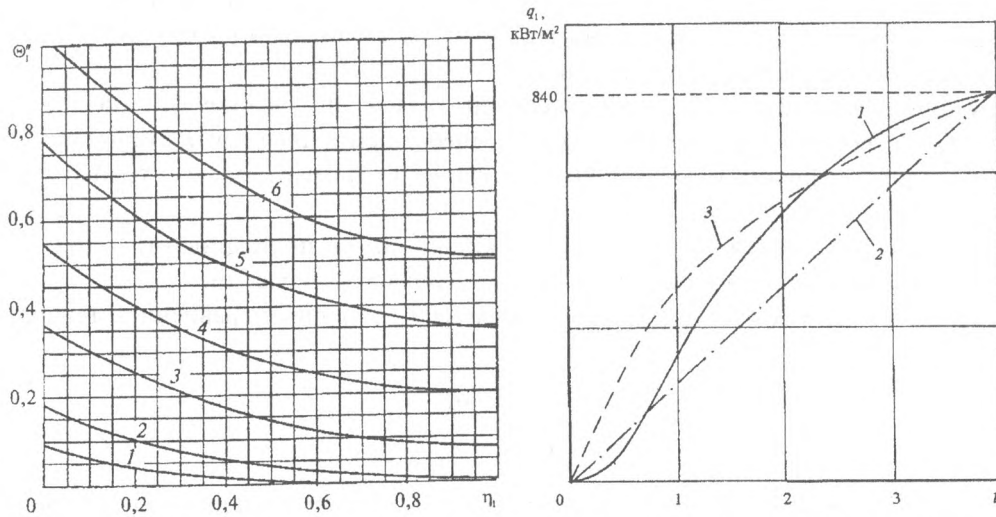


Рис. 2. Зависимости безразмерного комплекса  $\Theta''_1$  от безразмерной координаты  $\eta_1$  и безразмерного времени  $Fo_1$ :  
 1 — 0,1; 2 — 0,2; 3 — 0,4; 4 — 0,6; 5 — 0,8; 6 — 1,0

Рис. 3. Зависимость теплового потока, направленного в колодку, от времени: 1 — фактическая; 2 — линейная; 3 — параболическая

На рис. 3 представлены фактическое изменение теплового потока, направленного в колодку, от времени переходного процесса (кривая 1) при  $P_k = 9,5$  т (см. данные табл. 1) и зависимости, отражающие случай 1 (кривая 2) и случай 2 (кривая 3). Кривые построены в одном масштабе. Тепловой поток к концу переходного процесса  $t_n$  определяется соотношением  $q_1(0, t_n) = 840$  кВт/м<sup>2</sup>. Площади под кривыми  $q_1(0, t)$  показывают, что максимальная температура поверхности трения в момент времени  $t_n$  должна быть для параболической зависимости возрастания теплового потока (кривая 3), минимальная — для линейной (кривая 2) и промежуточное между ними значение — для фактического изменения теплового потока (кривая 1).

Точного решения для граничного условия 2-го рода, отражающего изменение теплового потока у поверхности трения в виде кривой 1 найти не удастся. Однако можно воспользоваться приближенным решением.

Случай 3. Реальную зависимость  $q_1(0, t)$  в промежуток времени переходного процесса  $t_n$  разбиваем на  $n$  не обязательно равных временных участков, в пределах каждого из которых тепловой поток остается постоянным (рис. 4). На 1-ом участке продолжительностью  $t_1$  тепловой поток по-

стоянен и определяется выражением  $q_1^1 = \frac{\int_0^{t_1} q_1(t) dt}{t_1}$ .

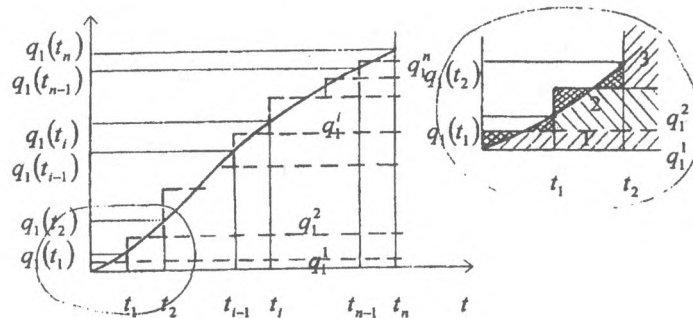


Рис. 4. Замена теплового потока  $q_1(t)$  совокупностью постоянных тепловых потоков  $q_1^i$ , включаемых последовательно друг за другом

На 2-ом участке продолжительностью  $t_2 - t_1$  —  $q_1^2 = \frac{\int_{t_1}^{t_2} q_1(t) dt}{t_2 - t_1} = \text{const}$ .

На  $i$ -ом участке продолжительностью  $t_i - t_{i-1}$  —  $q_1^i = \frac{\int_{t_{i-1}}^{t_i} q_1(t) dt}{t_i - t_{i-1}} = \text{const}$ .

На последнем участке продолжительностью  $t_n - t_{n-1}$  —  $q_1^n = \frac{\int_{t_{n-1}}^{t_n} q_1(t) dt}{t_n - t_{n-1}} = \text{const}$ .

Если на каждом из участков изменение  $q_1(t)$  близко к линейному закону, то

$$q_1^1 = \frac{q_1(t_1)}{2}; \quad q_1^2 = \frac{q_1(t_1) + q_1(t_2)}{2}; \quad q_1^i = \frac{q_1(t_{i-1}) + q_1(t_i)}{2}; \quad q_1^n = \frac{q_1(t_{n-1}) + q_1(t_n)}{2}.$$

Если  $q_1 = \text{const}$ , то теория теплопроводности дает следующее точное решение для температурного поля при  $\vartheta(\eta_1, 0) = \vartheta_0$ :

$$\vartheta(\eta_1, \text{Fo}_1) = \vartheta_0 + \frac{q_1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1^m(\eta_1, \text{Fo}_1),$$

где  $\Theta_1^m(\eta_1, \text{Fo}_1) = \text{Fo}_1 - \eta_1 + \frac{\eta_1^2}{2} + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n^m \cos[\mu_n(1 - \eta_1)] \exp(-\mu_n^2 \text{Fo}_1)$ ,  $A_n^m = (-1)^{n+1} \frac{2}{\mu_n^2}$ .

Приращения температур по безразмерной координате  $\eta_1$  описываются уравнением

$$\vartheta(\eta_1, \text{Fo}_1) - \vartheta_0 = \frac{q_1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1^m(\eta_1, \text{Fo}_1).$$

На поверхности  $z_1 = 0$  ( $\eta_1 = 0$ ) приращения температур

$$\vartheta(0, \text{Fo}_1) - \vartheta_0 = \frac{q_1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1^m(0, \text{Fo}_1),$$

где  $\Theta_1^m(0, \text{Fo}_1) = \text{Fo}_1 + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n^m \cos \mu_n \exp(-\mu_n^2 \text{Fo}_1)$ .

При  $t = t_1$  имеем

$$\vartheta(\eta_1, \text{Fo}_1^1) = \vartheta_0 + \frac{q_1^1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1^m(\eta_1, \text{Fo}_1^1); \quad \vartheta(0, \text{Fo}_1^1) - \vartheta_0 = \frac{q_1^1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1^m(0, \text{Fo}_1^1),$$

где  $\text{Fo}_1^1 = \frac{a_1 t_1}{h_1^2}$ .

На втором участке продолжительностью  $t_2 - t_1$  действует тепловой поток  $q_1^2$ . При решении тепловой задачи на этом участке можно представить, что к уже действующему тепловому потоку  $q_1^1$  добавляется тепловой поток  $q_1^2 - q_1^1$  (рис. 3).

При  $t = t_2$

$$\vartheta(\eta_1, \text{Fo}_1^2) = \vartheta_0 + \frac{q_1^1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1^m(\eta_1, \text{Fo}_1^2) + \frac{(q_1^2 - q_1^1) h_1}{\lambda_1} \Theta_1^m(\eta_1, \text{Fo}_1^2 - \text{Fo}_1^1),$$

$$\vartheta(0, \text{Fo}_1^2) - \vartheta_0 = \frac{q_1^1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1^m(0, \text{Fo}_1^2) + \frac{(q_1^2 - q_1^1) h_1}{\lambda_1} \Theta_1^m(0, \text{Fo}_1^2 - \text{Fo}_1^1),$$

где  $Fo_1^2 = \frac{q_1 t_2}{h_1^2}$ .

Используя таким образом метод суперпозиции, т. е. сложения результатов действия тепловых потоков разной интенсивности и продолжительности, получим выражения для температурного поля и приращения температуры поверхности трения к концу переходного процесса  $t_n$ :

$$\begin{aligned}
 \vartheta(\eta_1, Fo_1^n) &= \vartheta_0 + \frac{q_1^1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1''(\eta_1, Fo_1^n) + \frac{(q_1^2 - q_1^1) h_1}{\lambda_1} \Theta_1''(\eta_1, Fo_1^n - Fo_1^1) + \\
 &+ \dots + \frac{(q_1^i - q_1^{i-1}) h_1}{\lambda_1} \Theta_1''(\eta_1, Fo_1^n - Fo_1^{i-1}) + \dots + \frac{(q_1^n - q_1^{n-1}) h_1}{\lambda_1} \Theta_1''(\eta_1, Fo_1^n - Fo_1^{n-1}), \\
 \vartheta(0, Fo_1^n) - \vartheta_0 &= \frac{q_1^1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1''(0, Fo_1^n) + \frac{(q_1^2 - q_1^1) h_1}{\lambda_1} \Theta_1''(0, Fo_1^n - Fo_1^1) + \\
 &+ \dots + \frac{(q_1^i - q_1^{i-1}) h_1}{\lambda_1} \Theta_1''(0, Fo_1^n - Fo_1^{i-1}) + \dots + \frac{(q_1^n - q_1^{n-1}) h_1}{\lambda_1} \Theta_1''(0, Fo_1^n - Fo_1^{n-1}), \tag{4}
 \end{aligned}$$

где  $Fo_1^{i-1} = \frac{a_1 t_{i-1}}{h_1^2}$ ,  $Fo_1^i = \frac{a_1 t_i}{h_1^2}$ ,  $Fo_1^{n-1} = \frac{a_1 t_{n-1}}{h_1^2}$ ,  $Fo_1^n = \frac{a_1 t_n}{h_1^2}$ , а функции  $\Theta_1''$  находятся для соответствующих значений  $\eta_1$  и чисел Фурье, либо их разностей. Например,

$$\Theta_1''(\eta_1, Fo_1^n - Fo_1^{i-1}) = Fo_1^n - Fo_1^{i-1} - \eta_1 + \frac{\eta_1^2}{2} + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n'' \cos[\mu_n (1 - \eta_1)] \times \exp[-\mu_n^2 (Fo_1^n - Fo_1^{i-1})];$$

$$\Theta_1''(0, Fo_1^n - Fo_1^{n-1}) = Fo_1^n - Fo_1^{n-1} + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n'' \cos \mu_n \times \exp[-\mu_n^2 (Fo_1^n - Fo_1^{n-1})].$$

**Пример расчета.** Воспользовавшись уравнением (4) и данными табл. 1, рассчитаем приращение температур поверхности трения чугунной колодки толщиной  $h_1 = 12$  мм за время переходного процесса продолжительностью  $t_n = 4$  с для случая, когда  $P_k = 9,5$  т. Разбиваем  $t_n$  на 5 равных временных интервалов равных 0,8 с. Результаты расчетов сведены в табл. 2.

Из данных, приведенных в табл. 2, видно, что приращение температуры поверхности трения к концу переходного процесса ( $t_n = 4$  с) равно 118 К.

Таблица 2. Расчетные данные

| № интервала | $ t_i, c $ | $ q_1(t), $<br>кВт/м <sup>2</sup> | $ q_1^i, $<br>кВт/м <sup>2</sup> | $ q_1^i - q_1^{i-1}, $<br>кВт/м <sup>2</sup> | $ Fo_1^i $ | $ \Theta_1''(0, Fo_1^i) $ | $ \vartheta(0, Fo_1^i) - \vartheta_0 $ |
|-------------|------------|-----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------------------|------------|---------------------------|----------------------------------------|
| 1           | 0,8        | 201                               | 100                              | 100                                          | 0,056      | 0,28                      | 8,8                                    |
| 2           | 1,6        | 491                               | 346                              | 246                                          | 0,113      | 0,38                      | 33,8                                   |
| 3           | 2,4        | 652                               | 572                              | 226                                          | 0,169      | 0,45                      | 63,8                                   |
| 4           | 3,2        | 794                               | 723                              | 151                                          | 0,226      | 0,52                      | 91,8                                   |
| 5           | 4,0        | 840                               | 817                              | 94                                           | 0,280      | 0,60                      | 117,8                                  |

Расчет по формуле (1) при  $Fo_1 = 0,28$  и  $\Theta_1''(0, Fo_1) = 0,11$  дает приращение температуры  $\vartheta(0, t_n) - \vartheta_0 = 103$  К. Расчет по формуле (2) при  $Fo_1 = 0,28$  и  $\Theta_1''(0, Fo_1) = 0,25$  (рис. 3) показывает, что приращение температуры к концу переходного процесса равно 124 К. Таким образом приближенный метод расчета температур, как и предполагалось ранее при анализе взаимного расположения кривых на рис. 3, позволил получить значение температуры поверхности трения, находящейся в промежутке между результатами точных решений уравнений (1) и (2) теории теплопроводности.

**Заключение.** На основании вышеизложенного можно утверждать, что разработан метод приближенного расчета температурных полей и приращений средних температур поверхности трения тормозов железнодорожного подвижного состава, заключающийся в том, что любую зависимость изменения теплового потока по времени в зоне фрикционного контакта, например в пределах  $t_n$ , можно разбить на  $n$  временных интервалов. В промежутке каждого интервала определяется среднее значение теплового потока. Тепловой поток  $q_1'$  действует непрерывно в течение интересующего нас времени  $t$  и в частности  $t_n$ . В момент времени  $t_i$  возникает приращение теплового потока  $q_1^2 - q_1^1$ , которое также начинает действовать непрерывно. На  $i$ -ом интервале времени это приращение равно  $q_1^i - q_1^{i-1}$ , соответственно на  $n$ -ом —  $q_1^n - q_1^{n-1}$ . Таким образом действие теплового потока  $q_1(t)$  заменяется совокупностью непрерывно действующих приращений тепловых потоков. Использование точного решения теории теплопроводности для непрерывно действующего теплового потока  $q_1 = \text{const}$  и метода суперпозиции, как это показано в статье, позволяет с достаточно высокой для инженерных расчетов точностью получать результаты по тепловой нагруженности тормозов.

### Обозначения

$t$  — время;  $t_0$  — время, за которое колодки входят в соприкосновение с колесом;  $t_1$  — продолжительность первого интервала;  $t_i$  — время до конца  $i$ -го интервала;  $t_n$  — время переходного процесса;  $t_T$  — полное время торможения;  $f$  — коэффициент трения;  $N$  — нормальная нагрузка;  $N_{\max}$  — максимальная нагрузка;  $v_0$  — скорость начала торможения;  $q_0$  — максимальная интенсивность тепловыделения;  $\alpha$  — коэффициент распределения тепловых потоков;  $q_1$  — тепловой поток в колодку;  $q_1^1$  — средний тепловой поток на первом интервале времени;  $q_1^i$  — средний тепловой поток на  $i$ -ом интервале времени;  $q_1^n$  — средний тепловой поток на  $n$ -ом интервале времени;  $P_k$  — нагрузка на колесо;  $A_{a1}$  — номинальная площадь контакта колодки;  $A_{a2}$  — площадь дорожки трения колеса;  $K_{вз}$  — коэффициент взаимного перекрытия;  $b_T$  — удельная тормозная сила;  $h_1$  — толщина колодки;  $p$  — давление;  $\vartheta$  — температура;  $\vartheta_0$  — начальная температура;  $\vartheta_c$  — температура среды;  $z_1$  — координата по нормали к поверхности трения в направлении колодки;  $\eta_1$  — безразмерная координата;  $Fo_1$  — число Фурье;  $\Theta'_1, \Theta''_1, \Theta'''_1$  — безразмерные комплексы;  $k, m$  — коэффициенты;  $\lambda_{1,2}, c_{1,2}, \rho_{1,2}, a_{1,2}$  — теплопроводность, теплоемкость, плотность и коэффициент температуропроводности колодки и колеса.

### Литература

1. **Иноземцев В. Г.** Тепловые расчеты при проектировании и эксплуатации тормозов. М.: Транспорт (1966)
2. **Балакин В. А., Галай Э. И.** Тепловой режим фрикционного тормоза электропоезда при скоростном регулировании силы нажатия колодок // Трение и износ, **18** (1997), № 5, 636–642
3. **Способ** регулирования силы нажатия тормоза железнодорожного транспортного средства: а. с. 1689160, СССР, МКИ В60Т8/00. Бюл. "Открытия, изобретения" (1991), № 41 / Э. И. Галай
4. **Балакин В. А., Сергиенко В. П., Комков О. Ю.** Тепловые процессы, возникающие при включении фрикционных муфт и тормозов // Трение и износ, **17** (1996), № 5, 589–597

Поступила в редакцию 08.09.98.

E.I. Halay, and V.A. Balakin. Heat conditions of a highly powerful railway friction brake during the transition period of the braking power rise.

An approximate method is considered how to estimate the heating of brakes of the railway rolling stock.