

УДК 621.833

А. Л. Носко, А. П. Носко

ИССЛЕДОВАНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ТОРМОЗНЫХ УСТРОЙСТВ ПОДЪЕМНО-ТРАНСПОРТНЫХ МАШИН

Рассмотрены методы определения коэффициента теплоотдачи тел из фрикционных материалов. Приведены примеры расчета коэффициента теплоотдачи тормозных накладок, выполненных из полимерных и спеченных порошковых фрикционных материалов, а также шкивов/дисков из чугуна.

При выборе тормозного устройства основными характеристиками являются долговечность и работоспособность материалов фрикционной пары тормоза. Долговечность пары трения, в первую очередь, определяется износом тормозной накладки, а работоспособность — стабильностью тормозного момента. При работе тормозного устройства фрикционная пара нагревается, что приводит к изменению указанных характеристик — интенсивность изнашивания возрастает, а стабильность тормозного момента снижается. Таким образом, при оценке долговечности и работоспособности тормозного устройства необходимо исследовать температурный режим работы фрикционной пары.

Повторно-кратковременный режим работы (а именно, в этом режиме работают тормоза большинства подъемно-транспортных машин (ПТМ), характеризуется наличием периодически повторяющихся торможений (нагрев) и пауз (охлаждение). Как показывает практика, после ряда последовательных торможений наступает установившийся тепловой режим [1], при котором количество теплоты, образующееся при трении, равно количеству теплоты, отводимому в окружающую среду. Коэффициент теплоотдачи характеризует интенсивность отвода теплоты от элемента пары трения в окружающую среду (в нашем случае в воздух) и является одним из параметров, определяющим нагрев материалов фрикционной пары тормоза.

Методы определения коэффициента теплоотдачи. Величина коэффициента теплоотдачи материала в окружающую среду зависит от относительной скорости среды и обработки поверхности материала.

Определение коэффициента теплоотдачи тормозных накладок. Практически все тормозные накладки ПТМ имеют форму прямоуголь-

ного параллелепипеда (пластины) или могут быть представлены в виде пластины [1, 2].

В материалах, которые имеют низкую теплопроводность, например в фрикционных полимерных материалах (ФПМ), у которых $\lambda = 0,4 \dots \dots 0,8 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{ } ^\circ\text{C}}$, распространение теплоты и, соответственно, выравнивание температур происходит очень медленно. Это значительно усложняет методику расчета коэффициента теплоотдачи, так как требует учета неравномерного поля температур.

Примем следующие допущения. 1. Накладка представляет собой прямоугольный параллелепипед длиной l , шириной b и толщиной h . 2. Материал накладки — однородный и изотропный. 3. Теплоотдача происходит через поверхность трения и боковые поверхности. При этом поверхность основания накладки считается теплоизолированной. 4. В начальный момент времени температура накладки во всех точках одинакова и равна T_0 .

Распределение теплоты в накладке происходит согласно уравнению теплопроводности, которое в прямоугольной системе координат имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right], \quad (1)$$

где $T = T(x, y, z, \tau)$ — температура; τ — время, (x, y, z) — координаты точки накладки; a — температуропроводность материала накладки.

При температуре окружающей среды $T^e = 0$ граничные условия принимают вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \theta T, \quad x = 0; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \theta T, \quad x = l; \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \theta T, \quad y = 0; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \theta T, \quad y = b; \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad z = 0; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \theta T, \quad z = h. \end{array} \right.$$

где λ — коэффициент теплопроводности; θ — коэффициент теплоотдачи.

Согласно принятому четвертому допущению начальное условие можно записать в виде

$$T(x, y, z, 0) = T_0.$$

В работах [3, 4] рассмотрены некоторые методы решения и примеры краевых задач остывания нагретых тел. Уравнение (1) решается методом Фурье (методом разделения переменных). Представим частное

решение уравнения (1) в виде произведения

$$T(x, y, z, \tau) = X(x) Y(y) Z(z) U(\tau). \quad (2)$$

Подставляя выражение (2) в уравнение (1), после разделения переменных получим

$$\frac{1}{a} \frac{U'}{U} = \frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} + \frac{Z''}{Z} = -d, \quad (3)$$

где $d = \text{const}$.

Отсюда находим уравнение для функции $U(\tau)$:

$$U'(\tau) + d a U(\tau) = 0,$$

общее решение которого имеет следующий вид:

$$U(\tau) = C e^{-da\tau},$$

где C — произвольная постоянная.

С учетом граничных условий имеем три задачи Штурма–Лиувилля:

$$\begin{cases} X'' + \mu^2 X = 0, \\ X'(0) - \frac{\theta}{\lambda} X(0) = 0, \\ X'(l) + \frac{\theta}{\lambda} X(l) = 0, \end{cases} \quad \begin{cases} Y'' + \nu^2 Y = 0, \\ Y'(0) - \frac{\theta}{\lambda} Y(0) = 0, \\ Y'(b) + \frac{\theta}{\lambda} Y(b) = 0, \end{cases}$$

$$\begin{cases} Z'' + \omega^2 Z = 0, \\ Z'(0) = 0, \\ Z'(h) + \frac{\theta}{\lambda} Z(h) = 0, \end{cases}$$

которые имеют следующие собственные значения:

$$\begin{cases} \text{ctg}(l \mu_n) = \frac{\lambda}{2\theta} \mu_n \left(1 - \frac{\theta^2}{\lambda^2 \mu_n^2} \right), \\ \text{ctg}(b \nu_m) = \frac{\lambda}{2\theta} \nu_m \left(1 - \frac{\theta^2}{\lambda^2 \nu_m^2} \right), \\ \text{ctg}(h \omega_k) = \frac{\lambda}{\theta} \omega_k, \end{cases} \quad (4)$$

и соответствующие им собственные функции

$$\begin{cases} X_n(x) = \cos(\mu_n x - \beta_n), \beta_n = \arctg \frac{\theta}{\lambda \mu_n}, \\ Y_m(y) = \cos(\nu_m y - \gamma_m), \gamma_m = \arctg \frac{\theta}{\lambda \nu_m}, \\ Z_k(z) = \cos(\omega_k z). \end{cases} \quad (5)$$

В итоге для уравнения (3) находим собственные значения

$$d_{nmk} = \mu_n^2 + \nu_m^2 + \omega_k^2 \quad (6)$$

и собственные функции

$$v_{nmk}(x, y, z) = \cos(\mu_n x - \beta_n) \cos(\nu_m y - \gamma_m) \cos(\omega_k z).$$

Общее решение уравнения (1) запишем в виде тройного тригонометрического ряда

$$\begin{aligned} T(x, y, z, \tau) = \\ = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} C_{nmk} e^{-d_{nmk} \tau} \cos(\mu_n x - \beta_n) \cos(\nu_m y - \gamma_m) \cos(\omega_k z). \end{aligned} \quad (7)$$

В соответствии с теоремой Стеклова [4] коэффициент C_{nmk} можно определить по следующей формуле:

$$C_{nmk} = \frac{\int_0^l \int_0^b \int_0^h T_0 \cos(\mu_n x - \beta_n) \cos(\nu_m y - \gamma_m) \cos(\omega_k z) dx dy dz}{\int_0^l \int_0^b \int_0^h \cos^2(\mu_n x - \beta_n) \cos^2(\nu_m y - \gamma_m) \cos^2(\omega_k z) dx dy dz},$$

после соответствующих преобразований окончательно получим

$$\begin{aligned} C_{nmk} = 32 T_0 \frac{\sin(0,5 \mu_n l) \cos(0,5 \mu_n l - \beta_n)}{\mu_n l + \sin(\mu_n l) \cos(\mu_n l - 2 \beta_n)} \times \\ \times \frac{\sin(0,5 \nu_m b) \cos(0,5 \nu_m b - \gamma_m)}{\nu_m b + \sin(\nu_m b) \cos(\nu_m b - 2 \gamma_m)} \cdot \frac{\sin(\omega_k h)}{\omega_k h + 0,5 \sin(2 \omega_k h)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Если температура окружающей среды T^e не равна нулю, то необходима замена переменной $T_1 = T - T^e$. В дальнейшем под $T(x, y, z, \tau)$

будем понимать решение уравнения (1) с произвольной начальной температурой.

Определить коэффициент теплоотдачи можно по экспериментальным данным остывания накладки: по координатам расположения термомпары (x_0, y_0, z_0) ; вектору температуры $T^*[i]$ и вектору времени $\tau^*[i]$, $i = 1, 2, \dots, n$, где n — количество экспериментальных значений; по теплофизическим свойствам материала накладки a, λ ; по размерам накладки l, b, h и температуре окружающей среды T^e и начальной температуре накладки T_0 .

Из полученного общего решения (7) видно, что выразить коэффициент теплоотдачи в явном виде не представляется возможным. Поэтому предлагается определять коэффициент теплоотдачи путем его варьирования при неизменных значениях остальных параметров. Изменяя значение коэффициента теплоотдачи θ , получаем различные значения температуры $T(x_0, y_0, z_0, \tau^*[i])$. Сравнивая расчетные значения $T(x_0, y_0, z_0, \tau^*[i])$ с экспериментальными значениями $T^*[i]$, определяем θ^* , при котором эти значения температур будут наиболее “близки”. Полученное значение θ^* считаем искомым. В качестве критерия “близости” температур возьмем среднее относительное отклонение расчетных значений от экспериментальных значений температур $\sigma(\theta)$, определяемое по формуле

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|T(x_0, y_0, z_0, \tau^*[i]) - T^*[i]|}{T^*[i]}. \quad (9)$$

Таким образом, задача определения коэффициента теплоотдачи сводится к задаче поиска минимума функции $\sigma(\theta^*) \rightarrow \min$.

Определение коэффициента теплоотдачи фрикционных материалов с высокой теплопроводностью. Для материалов с высокой теплопроводностью (для стали и чугуна $\lambda = 40 \dots 80 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°C}}$, для фрикцион-

ного спеченного порошкового материала (ФСПМ) $\lambda = 30 \dots 60 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°C}}$)

методика расчета коэффициента теплоотдачи значительно упрощается, так как распространение теплоты происходит настолько быстро, что температурное поле материала можно считать равномерным. Примем следующие допущения: материал тела — однородный и изотропный и температура тела во всех точках одинакова и равна T .

При остывании тело отдает теплоту в окружающую среду. Этот процесс можно описать с помощью уравнения Ньютона

$$\frac{dQ}{d\tau} = -\theta S (T - T^e), \quad (10)$$

где Q — внутренняя энергия тела; θ — коэффициент теплоотдачи; S — площадь поверхности охлаждения; T^e — температура окружающей среды.

С другой стороны, изменение энергии тела можно представить как

$$dQ = c m dT, \tag{11}$$

где c — удельная теплоемкость; m — масса тела.

Подставляя выражение (11) в уравнение (10), получим дифференциальное уравнение

$$\frac{dT}{T - T^e} = -\frac{\theta S}{c m} d\tau, \tag{12}$$

решая которое при начальном условии $T(0) = T_0$ относительно θ , получим

$$\theta = \frac{c m}{S \tau} \ln \frac{T_0 - T^e}{T - T^e}. \tag{13}$$

Экспериментальные данные по охлаждению тела, коэффициент теплоотдачи которого необходимо определить, должны содержать следующие данные: вектор температуры $T^*[i]$ и вектор времени $\tau^*[i]$, $i = 0, 1, \dots, n$, где $n + 1$ — количество экспериментальных значений; теплоемкость материала c ; массу тела m и площадь охлаждения S ; температуру окружающей среды T^e и начальную температуру T_0 .

По экспериментальным значениям времени $\tau^*[i]$ и температуры $T^*[i]$ строится кривая охлаждения (рис. 1). При этом кривая разбивается на n интервалов, для каждого из которых по формуле (13) определяется соответствующее значение коэффициента теплоотдачи $\theta[i]$. В качестве искомого θ^* возьмем среднее значение для всего интервала времени:

$$\theta^* = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta[i]. \tag{14}$$

Определение коэффициента теплоотдачи вращающихся тормозных шкивов/дисков.

Если тело неподвижно, то вся его поверхность имеет одинаковый коэффициент теплоотдачи $\Theta(\tau, x, y, z) = \theta$.

При вращении тела количество теплоты, отдаваемое в окружающую среду, увеличивается.

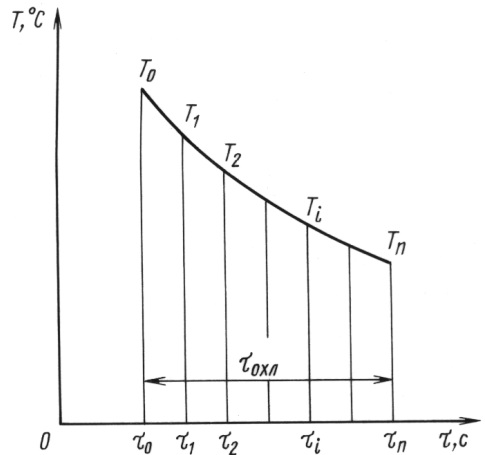


Рис. 1. Температурная кривая охлаждения для определения коэффициента теплоотдачи в окружающую среду

При этом различные участки поверхности тела имеют разный коэффициент теплоотдачи $\Theta = \Theta(\tau, x, y, z)$.

Для описания процесса введем коэффициент теплоотдачи вращающегося тела

$$\Theta_{\Sigma}(\tau) = \frac{1}{S} \int_S \Theta(\tau, x, y, z) dS. \quad (15)$$

При этом формула (10) примет вид

$$\frac{dQ}{d\tau} = -\Theta_{\Sigma} S (T - T^e).$$

В работе [5] для определения коэффициента теплоотдачи Θ тормозных дисков из чугуна приводится эмпирическая формула:

$$\Theta = 7,14 v^{0,78}$$

где v — скорость движения среды относительно охлаждаемой поверхности.

Выразив скорость v через частоту вращения тела n , найдем коэффициент теплоотдачи участка поверхности, который находится на расстоянии R от оси вращения:

$$\Theta = 1,23 R^{0,78} n^{0,78}. \quad (16)$$

Подставив выражение (16) в формулу (15), получим уравнение для определения коэффициента теплоотдачи тела:

$$\Theta_{\Sigma}(n) = \frac{1,23 n^{0,78}}{S} \int_S R^{0,78} dS. \quad (17)$$

Примем, что

$$\frac{1,23}{S} \int_S R^{0,78} dS = g, \quad (18)$$

причем коэффициент g полностью определяется геометрией тела. Теперь формулу (17) запишем в следующем виде:

$$\Theta_{\Sigma}(n) = g n^{0,78}. \quad (19)$$

Расчетно-экспериментальные исследования. В работах [1, 2] приведена информация о накладках, выпускаемых отечественной промышленностью. Режимы и параметры испытаний тормозов ПТМ, результаты которых использованы в настоящей статье, подробно изложены в работах [5, 6].

Свойство	Единица измерения	Материал		
		ФПМ 145-40	ФМК-845	Серый чугун
Теплопроводность, λ	Вт/(м · °С)	0,64	38	43...62
Теплоемкость, c	Дж/(кг · °С)	1100	630	500...550
Плотность, ρ	кг/м ³	2500	6000	7150
Температуро-проводность, a	10 ⁻⁶ (м ² /с)	0,23	10	11...17

Определение коэффициента теплоотдачи тормозной накладки из ФПМ. В качестве ФПМ возьмем материал шифра 145-40, теплофизические свойства которого представлены в таблице [1]. С помощью формулы (9) по экспериментальным данным были определены зависимости $\sigma = \sigma(\theta)$. На рис. 2 приведены две огибающие (сверху и снизу) экспериментальные кривые. При $\sigma \leq 3\%$ коэффициент теплоотдачи материала

$$\theta^* = 51 \dots 59 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°С}}.$$

Используя формулу (7), определим, как распределяется температура в накладке из ФПМ в процессе остывания, приняв $\theta^* = 54 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°С}}$.

Результаты расчета приведены на рис. 3.

На рис. 4 показано распределение температуры по толщине накладки из ФПМ при остывании через определенные промежутки времени.

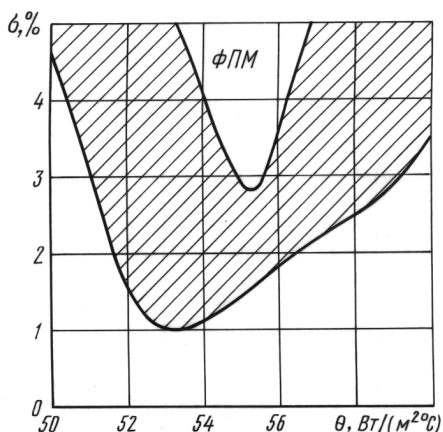


Рис. 2. Диапазон вариации коэффициента теплоотдачи θ^* накладки из ФПМ 145-40 в зависимости от среднего относительного отклонения $\sigma(\theta)$ расчетных значений температуры от экспериментальных данных

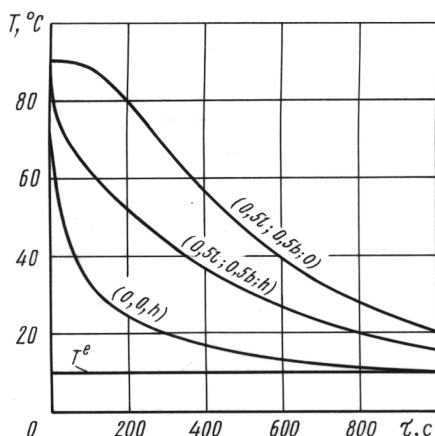


Рис. 3. Графики изменения температуры накладки из ФПМ 145-40 при остывании

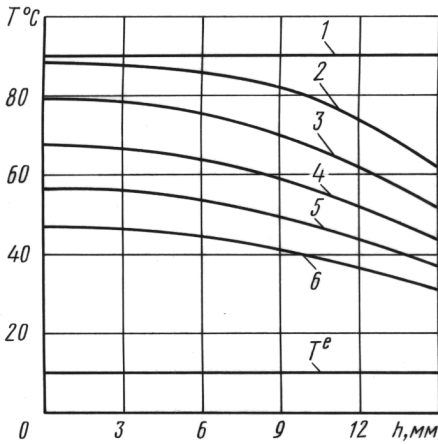


Рис. 4. Распределение температуры по толщине накладки из ФПМ 145-40 ($x = 0,5l$, $y = 0,5b$) при остывании; $1, \dots, 6$ — $\tau = 0; 100; 200; 300; 400; 500$ с соответственно

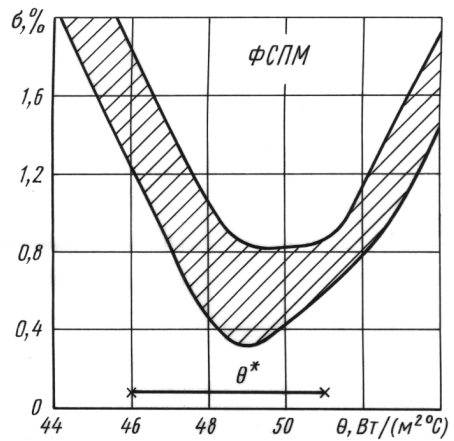


Рис. 5. Диапазон вариации коэффициента теплоотдачи θ^* накладки из ФСПМ типа ФМК-845 в зависимости от среднего относительного отклонения $\sigma(\theta)$ расчетных значений температуры от экспериментальных данных

Как видно, температура накладки на глубине значительно выше, чем на поверхности, что объясняется низкой теплопроводностью материала.

Определение коэффициента теплоотдачи тормозной накладки из ФСПМ. В качестве примера определим коэффициент теплоотдачи ФСПМ типа ФМК-845, теплофизические свойства которого приведены в таблице [7]. Так как рассматриваемый материал имеет высокую теплопроводность, то можно воспользоваться формулами (9) и (14). Для каждого эксперимента были определены: зависимость $\sigma = \sigma(\theta)$ — по формуле (9), соответствующий коэффициент теплоотдачи θ^* — по формуле (14). Результаты расчетов приведены на рис. 5, где показаны две огибающие (сверху и снизу) кривых $\sigma = \sigma(\theta)$, а также указан разброс значений коэффициента теплоотдачи θ^* . Объединив полученные результаты при $\sigma \leq 1\%$, получим $\theta^* = 46 \dots 53 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{С}}$.

Определение коэффициента теплоотдачи тормозного шкива. При расчете коэффициента теплоотдачи шкива считаем, что теплообмен осуществляется только через поверхности соприкосновения с воздушной средой. Количество теплоты, проходящей через поверхности шкива, сопрягаемые с поверхностями других деталей, пренебрежимо мало, так как между этими поверхностями существует воздушный технологический зазор, который препятствует перетеканию теплоты.

Для шкивов различных диаметров D по формуле (18) был рассчитан коэффициент $g(D)$, значения которого приведены ниже.

Диаметр шкива D , м.....	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
Коэффициент g	0,18	0,25	0,31	0,36	0,42

Аппроксимировав полученные значения линейной зависимостью с относительной погрешностью в узлах менее 5 %, получим

$$\Theta_{\Sigma}(D, n) = (0,07 + 0,59 D) n^{0,78}. \quad (20)$$

Результаты расчетов по формуле (20) приведены на рис. 6. Как видно, с увеличением диаметра коэффициент теплоотдачи шкива увеличивается.

Определение коэффициента теплоотдачи тормозного диска. Примем следующие допущения: диск — идеальный цилиндр диаметром D ; теплообмен осуществляется через всю поверхность, и диаметр диска намного больше его толщины.

Если при указанных допущениях по формуле (17) рассчитать коэффициент теплоотдачи диска для дисково-колодочных тормозов, то получим

$$\Theta_{\Sigma}(D, n) = 0,52 D^{0,78} n^{0,78}. \quad (21)$$

В работе [5] приведена экспериментальная зависимость коэффициента теплоотдачи тормозного диска диаметром 0,2 м, изготовленного из чугуна СЧ15-32, от частоты вращения, которая достаточно точно аппроксимируется формулой

$$\Theta_{\Sigma}^*(0,2, n) = 27 + 0,0165 n. \quad (22)$$

На рис. 7 приведены графики теоретической (21) и экспериментальной (22) зависимостей коэффициента теплоотдачи диска от частоты вращения. Результаты, полученные при использовании формулы (21), хорошо согласуются с экспериментальными данными для больших скоростей вращения диска. По формуле (21) для дисков разных диаметров построены графики зависимости коэффициента теплоотдачи диска от частоты вращения, приведенные на рис. 8.

Выводы. При наличии экспериментальных данных формулы (9) и (14) позволяют определить коэффициент теплоотдачи материалов тормозных накладок из ФПМ и ФСПМ,

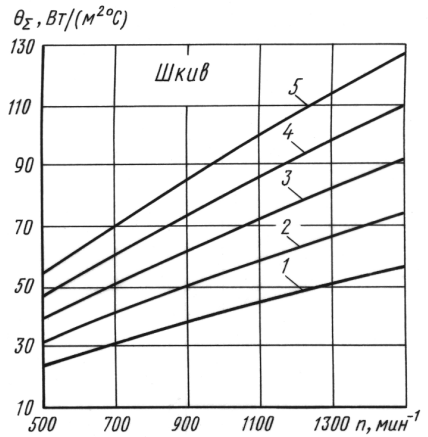


Рис. 6. Зависимость коэффициента теплоотдачи Θ_{Σ} тормозных шкивов от частоты вращения; 1, ..., 5 — $D = 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6$ м соответственно

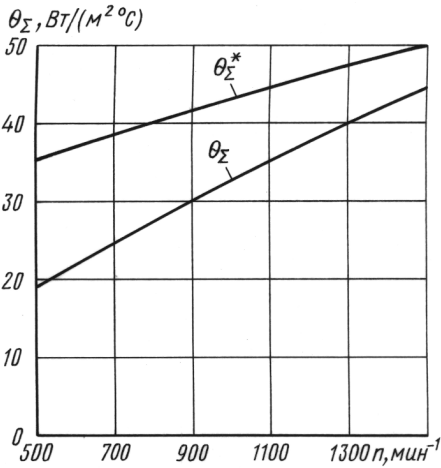


Рис. 7. Сравнение теоретических θ_{Σ} и экспериментальных θ_{Σ}^* значений коэффициентов теплоотдачи тормозных дисков; $D = 0,2$ м; материал СЧ15-32

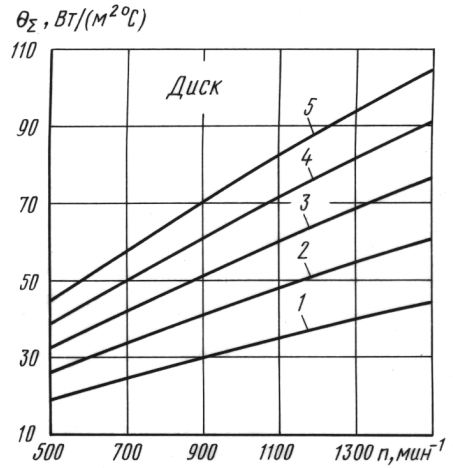


Рис. 8. Зависимость коэффициента теплоотдачи θ_{Σ} тормозных дисков от частоты вращения; 1, ..., 5 — $D = 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6$ м соответственно

а формулы (20) и (21) — коэффициент теплоотдачи тормозных шкивов/дисков, выполненных из чугуна (стали). Полученные результаты могут быть использованы в контактных температурных задачах при выборе материалов пар трения и оценке их характеристик как на стадии проектирования, так и эксплуатации колодочных, дисково-колодочных и дисковых тормозов ПТМ.

Учитывая сложность определения и отсутствие в литературе опытных данных коэффициентов теплоотдачи тормозных накладок из ФПМ и ФСПМ, точность определения коэффициента теплоотдачи для указанных материалов с использованием полученных зависимостей можно считать вполне приемлемой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полимеры в узлах трения машин и приборов: Справочник / А.В. Чичинадзе, А.Л. Левин, М.М. Бородулин, Е.В. Зиновьев; Под общ. ред. А.В. Чичинадзе. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Машиностроение, 1988. — 328 с.
2. Справочник по триботехнике. В 3-х т. Т. 3. Триботехника антифрикционных, фрикционных и сцепных устройств. Методы и средства триботехнических испытаний / Под общ. ред. М. Хебды, А.В. Чичинадзе. — М.: Машиностроение, 1992. — 730 с.
3. Лыков А. В. Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967. — 598 с.
4. Мартинсон Л. К., Малов Ю. И. Дифференциальные уравнения математической физики: Учеб. для вузов. 2-е изд. / Под ред. В.С. Зарубина, А.П. Крищенко. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. — 368 с.
5. Ромашко А. М. Исследование нагрева дисковых колодочных тормозов подъемно-транспортных машин. — М., 1979. — 254 с.

6. Носко А. Л. Разработка методики расчета нагрева дисково-колодочных тормозов подъемно-транспортных машин с учетом термического сопротивления контакта. – М., 1985. – 199 с.
7. Федорченко И. М., Ровинский Д. Я., Шведков Е. Л. Исследование материалов для тормозных и передаточных устройств. – Киев: Наукова думка, 1976. – 199 с.

Статья поступила в редакцию 25.02.2004

Андрей Леонидович Носко родился в 1957 г., окончил Луганский машиностроительный институт в 1979 г., канд. техн. наук, доцент кафедры “Подъемно-транспортные системы” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 65 научных работ в области трения и износа фрикционных пар тормозных устройств.

Andrey Leonidovich Nosko was born in 1957, graduated from Lugansk Meckanical Engineering Institute in 1979. PhD (Eng.), assoc. professor of “Handling Transport Systems” department of the Bauman Moscow State University. Author of more than 65 publications in the field of friction and wear of brakes.



Алексей Павлович Носко родился в 1983 г., студент кафедры “Системы автоматизированного проектирования” МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Alexey Pavlovich Nosko was born in 1983, student of the “Computer Aided Design” department of the Bauman Moscow State University.



ЖУРНАЛ “ВЕСТНИК МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА имени Н.Э. БАУМАНА”

В журнале публикуются наиболее значимые результаты фундаментальных и прикладных исследований и совместных разработок, выполненных в МГТУ имени Н.Э. Баумана и других научных и промышленных организациях.

Журнал издается в трех сериях: “Приборостроение”, “Машиностроение”, “Естественные науки” — с периодичностью 12 номеров в год.

Подписка по каталогу “Газеты, журналы” агентства “Роспечать”

Индекс	Наименование серии	Объем выпуска	Подписная цена (руб.)	
		Полугодие	3 мес.	6 мес.
72781	“Машиностроение”	2	150	300
72783	“Приборостроение”	2	150	300
79982	“Естественные науки”	2	150	300

Подписывайтесь и публикуйтесь!

Адрес редакции журнала “Вестник МГТУ имени Н.Э. Баумана”: 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, д. 5.

Тел.: (095) 263-62-60.

Факс: (095) 265-42-98; 263-67-07.

E-mail: markir@bmstu.ru, press@bmstu.ru