

Теоретическое и экспериментальное исследование температуры вспышек

Ю. И. Ковальчик

Физико-механический институт им. Г.В.Карпенко НАН Украины, г. Львов, Украина

The actual theoretical and applied problem is the determination of maximal temperature what occur on the microcontact in the process of dry friction without lubrication. The short analysis of existing models temperature flashes have been made. The boundaries of its applying have been shown. The new modifications of this mathematical apparatus of continual integrating have been proposed. The maximal temperature at the load 1.5N and speed 0.1m/s has been calculated on the base of model A.V. Chichinadze modification. Experimental results for flash temperature of friction pair chromel-alumel has been represented. The good correlation of theoretical and experimental results has been acquired.

Актуальною теоретичною і прикладною проблемою є визначення максимальних температур, які виникають на мікроконтакті в процесі сухого тертя без мащення. Зроблений короткий аналіз існуючих моделей температури спалахів. Проаналізовані межі їх застосування. Запропоновані нові модифікації цих моделей і їх розв'язки із застосуванням нового математичного апарату континуального інтегрування. На основі модифікації моделі А.В. Чічинадзе здійснені розрахунки максимальної температури за навантаження $P=1.5\text{N}$ і швидкості 0.1m/s . Наведені дані експерименту щодо визначення величини спалахів температури для пари тертя хромель-алюмель. Показано, що дані теоретичних розрахунків і експерименту добре корелюють між собою.

Изучение максимальных температур, возникающих на микроконтакте в процессе сухого трения без смазки, является актуальной теоретической и прикладной проблемой. Сделан краткий анализ существующих моделей температуры вспышек. Проанализированы границы их применимости. Предложены новые модификации моделей и даны их решения с использованием нового математического аппарата континуального интегрирования. На основе модификации модели А.В.Чичинадзе проведены расчеты максимальной температуры при нагрузке $P=1.5\text{N}$ и скорости 0.1m/s . Приведены данные эксперимента по определению величины вспышек температуры для пары трения хромель-алюмель. Показано, что данные теоретических расчетов и эксперимента хорошо коррелируют между собой.

1.Общая постановка задачи и ее актуальность

В результате трения в поверхностных слоях контактирующих тел возможно повышение температуры до значений, достаточных для структурных превращений, трибохимических реакций, протекания других сопутствующих процессов. Несмотря на то, что все трибозффекты проявляются в макромасштабе, явления, вызывающие и сопровождающие их, концентрируются

на микроуровне [1]. Температурные вспышки возникают в результате разрыва междумолекулярных связей и определяют максимальную температуру стыка неровностей на поверхности трибопар. Они локализируются на фактических пятнах контакта, размеры которых на 2-3 порядка меньше номинальных. Поэтому экспериментальное определение их величины и времени существования является сложным и актуальным заданием. Учитывая очень незначительное время существования температурных вспышек, которые по разным данным колеблются от 10^{-6} до 10^{-2} s [2,3], миграцию пятен фактического контакта, а также различные причины возникновения температурных вспышек, теоретическое изучение их с помощью методов математического моделирования является актуальной научной задачей.

2. Истоки исследования авторов

Согласно большинству существующих концепций [2,3], температурные вспышки возникают, в частности, во время движения микровыступа, который моделируется с помощью полубесконечного стержня, скользящего по гладкому полупространству, моделирующему контртело. Микровыступ образован более твердым элементом трибопары и трется об полупространство, моделирующее сравнительно мягкое контртело. Во многих подходах [3] в первую очередь определяется не величина температурных вспышек, а путь L_r , который микровыступ проходит до момента его сминания. При этом смятие происходит вследствие размягчения микровыступа с ростом температуры до тех пор, пока его твердость не упадет до уровня твердости более мягкого элемента трибопары.

Для определения пути L_r , а также величины температурных вспышек решают систему обыкновенных одномерных дифференциальных уравнений с краевыми условиями второго рода

$$\frac{\partial^2 \vartheta_i}{\partial z^2} = \frac{1}{a_i^2} \frac{\partial \vartheta_i}{\partial t}; \quad \lambda_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} \Big|_{z=0} = q_i \quad (-q_1 \text{ або } q_2); \quad \vartheta_i = 0 \text{ при } z \rightarrow \infty \quad (i = 1, 2),$$

где ϑ_1, ϑ_2 - температуры микровыступа и полупространства, a_i - коэффициенты температуропроводности λ_i - коэффициенты теплопроводности для микровыступа и полупространства, q_1 и q_2 - интенсивность тепловых потоков, направленных в микровыступ и в полупространство соответственно. Начальные условия принимаются нулевыми.

При этом большое значение в распределении тепла на поверхностях трения играет коэффициент распределения тепловых потоков, который в модели [3] записывают в виде соотношения

$$\alpha = \frac{\sqrt{L_r \lambda_2 \rho_2 c_2}}{\sqrt{L_r \lambda_2 \rho_2 c_2} + \sqrt{d_r \lambda_1 \rho_1 c_1}},$$

где $\rho_1 c_1$ и $\rho_2 c_2$ - плотности и коэффициенты теплоемкости для микровыступа и полупространства, d_r - диаметр пятна контакта.

3. Нерешенные проблемы и цели работы

Однако в результате проведенного анализа оказалось, что при таком способе задания коэффициента распределения тепловых потоков данная модель неприменима к расчетам для большинства материалов пар трения [4]. Кроме того, нечетко определен критерий достижения критической температуры, не учтены теплообмен, периодичность реальной структуры микроповерхности трения и др.

4. Используемый метод решения

В модификациях модели [4] для нахождения распределения тепловых потоков были использованы соотношения Шаррона, Блока и Егера. При этом максимальная величина температурных вспышек $\mathcal{G}_{1\max}^*$ вычислялась по формулах:

$$\mathcal{G}_{1\max}^* = \frac{2q}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{t_r}}{\sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1} + \sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_2}} + \mathcal{G}_a^*,$$

$$\mathcal{G}_{1\max}^* = \frac{2q}{\sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1}} \frac{\sqrt{\mathcal{G}_0 d_r \lambda_1 t_r}}{\lambda_1 \sqrt{\pi \nu_0 d_r} + 4\lambda_2 \sqrt{a_1}} + \mathcal{G}_a^*,$$

$$\mathcal{G}_{1\max}^* = \frac{14q}{\sqrt{\pi \lambda_1 \rho_1 c_1}} \frac{\lambda_1 \sqrt{a_1 t_r}}{7\lambda_1 \sqrt{a_1} + 4\lambda_2 \sqrt{d_r \nu_0}} + \mathcal{G}_a^*,$$

где \mathcal{G}_a^* - начальная температура тела.

Другим существенным недостатком модели А.В. Чичинадзе и ее модификаций является пренебрежение влиянием тепловыделения на температуру, особенно в условиях трения со смазкой. Кроме того, критерий достижения критической температуры определен нечетко. Отсюда неточность нахождения пути и времени скольжения микровыступа.

Этих недостатков лишена модель [5]. Она построена на основе уравнения теплопроводности с функциональными коэффициентами и краевыми условиями второго рода

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} + p(x,t)T(x,t) + q_1(x,t) \quad (0 < x, t < \infty); \quad (1)$$

$$T(x,0) = \varphi(x) \quad (0 \leq x < \infty); \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = \psi(t) \quad (0 \leq t < \infty), \quad (3)$$

где $T=T(x,t)$ – температура вспышки; $p(x,t) = -\frac{\alpha(x,t)}{c\rho}$, $\alpha(x,t)$ - коэффициент конвективного теплообмена. Через $q_1(x,t)$ обозначают плотность распределения дополнительных источников тепла. Тепловой поток $Q(t)$ возникает на

поверхности трения и проникает вглубь микровыступа по нормали к поверхности трения. Его задают с помощью функции

$$\psi(t) = \frac{Q(t)}{\lambda}.$$

Таким образом, возможен учет нестационарности тепловых потоков, распределенных между микровыступом и полупространством. Соответственно функция $\varphi(x)$ в начальном условии характеризует распределение температуры в начальный момент трения микровыступа. Поскольку размеры микровыступа даже относительно площадки скольжения достаточно малы, считаем ее бесконечной, а время контакта в целях обобщения также неограничено.

В общем виде решение систем (1)-(3) записывают аналитически в виде суммы континуальных интегралов Винера [6]:

$$T(x,t) = x\psi(t) + \int_C \exp \left\{ t \int_0^1 p[\eta, \eta_3] d\tau \right\} \{ \varphi[\eta_1] - \psi(0)|\eta_1| \} W(dy) + \\ + \int_0^t d\sigma \int_C \exp \left\{ (t-\sigma) \int_0^1 p[\eta, \eta_2] d\tau \right\} \{ q_1|\eta_1, \sigma| + \psi(\sigma)|\eta| p[\eta_1, \sigma] - \psi'(\sigma)|\eta_1| \} W(dy),$$

где $\eta = 2a\sqrt{t-\sigma}y(\tau) + x$, $\eta_1 = \eta|_{\tau=1}$, $\eta_2 = (t-\tau)(1-\tau)$, $\eta_3 = t(1-\tau)$,

а $W(dy)$ – мера Винера.

Критерий достижения критической температуры на основании физических обобщений [6] выбирается как $T_{кр} = 0,4...0,6T_{пл}$, где $T_{пл}$ – температура плавления микровыступа.

В немногочисленных работах [8], посвященных волновым проявлениям термомеханических полей, которые возникают в результате трения в большинстве случаев рассматривают периодический или квазипериодический рельеф. Сравнивая такие подходы по моделированию поверхностей контакта тел трения с моделями А.Чичинадзе [3] и Б.Джессима, В.Уинера [2] можно увидеть аналогию. Твердый микровыступ, двигаясь по более мягкому полупространству, «стесывает» вершины волн на нем. Это объясняет периодически-дискретный характер полупространства, по которому скользит микровыступ или группа периодически расположенных микровыступов. В результате изменения твердости от нагревания может произойти инверсия между полупространством и микровыступами, когда «стесанные» площадки сами начинают выступать в роли более твердых включений, а полупространство с периодически расположенными на нем микровыступами в результате размягчения стает периодически-дискретной поверхностью скольжения. Таким образом, можно говорить о своеобразных температурных волнах, обусловленных периодической структурой поверхности трения. Речь идет о периодических колебаниях тепловой энергии во времени и пространстве.

Аналогично, как и в предыдущих моделях, предположим, что микровыступ скользит по гладкому полупространству. В то же время будем считать, что в данный момент времени он контактирует с одной из периодически

расположенных площадок микроповерхности трения. Также зададимся условием, что микровыступ может выйти из контакта при температуре, близкой к 0,5 от температуры плавления микроструктуры, его образовавшей.

Возможны такие случаи в границах одной площадки:

1. микровыступ нагреется в результате действия температурной вспышки до критической температуры и выйдет из контакта;

2. микровыступ нагреется до температуры, меньше критической. Тогда в области «ямки», где контакт отсутствует, он охлаждается. Предположим, что охлаждение неполное. Таким образом, микровыступ, скользя по нескольких площадках, ограниченных фактической площадью контакта, аккумулирует энергию и после нескольких циклов нагревания-охлаждения нагревается до критической температуры и выходит из контакта;

3. температурная вспышка во время прохождения зоны «ямки» имеет достаточно времени для охлаждения до вступления микровыступа в следующий контакт.

В первом случае можно непосредственно использовать модель А. Чичинадзе [3], ее модификации [4] или новую модель построенную на их основе [5]. В третьем случае возможно применение моделей, построенных на принципах механики разрушения.

Во втором случае можно воспользоваться тем же уравнением теплопроводности с функциональными коэффициентами, что и в предыдущей модели [5]. Процесс, когда микровыступ, проходя сквозь „ямки“ охлаждается, можно описать с помощью следующей задачи

$$\frac{\partial T_1(x,t)}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T_1(x,t)}{\partial x^2} + p(x,t)T_1(x,t) \quad (0 < x, t < \infty); \quad (4)$$

$$T_1(x,0) = T_n \quad (0 \leq x < \infty); \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_1(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \quad (0 \leq t < \infty), \quad (6)$$

где T_n – температура микровыступа в момент завершения первого цикла скольжения по первой площадке контакта дискретно-регулярной поверхности. T_n – является решением задачи (1) - (3) при условии, что $T_n < T_{кр}$, где $T_{кр}$ – критическая температура, при которой микровыступ выходит из контакта.

Аналитическое решение задачи (4),(5) имеет вид

$$T_1(x,t) = x\psi(t) + T_n \int_C^1 \exp \left\{ t \int_0^1 p[\eta, \eta_3] d\tau \right\} W(dy) + \int_0^t d\sigma \int_C^1 \exp \left\{ (t-\sigma) \int_0^1 p[\eta, \eta_2] d\tau \right\} W(dy).$$

Далее, после охлаждения микровыступа до температуры T_{ox} , которая находится из решения системы (4), (5) снова рассматривается задача о нагревании (1) - (3), предполагая, что

$$\varphi(x) = T_{ox}$$

Затем снова ставим задачу об охлаждении микровыступа при условии, что

$$\varphi(x) = T_{n_2},$$

где T_{n_2} – температура на момент завершения второго цикла скольжения по второй площадке и т.д. Процесс «нагревания-охлаждения-нагревания»

происходит до тех пор, пока температура не достигнет критической. Существенно, что охлаждение должно быть неполным, т.е. происходит аккумуляция тепла. Тогда время существования микровыступа находится как сумма продолжительности циклов «нагрева» и «охлаждения». Таким образом, данная периодическая модель [7] дает возможность обобщить, объединить и развить известные подходы по моделированию температурных всплесков.

Проблема вычисления континуальных интегралов является отдельной задачей. В некоторых случаях их удается свести в лебеговские интегралы. В большинстве используются специально разработанные приближенные методы вычисления континуальных интегралов [6]. Иногда численные методы применяют также для вычисления лебеговских интегралов.

5. Эксперимент по определению всплесков температуры

Проведем сначала расчеты максимальной температуры для модельных материалов – пары трения хромель-алюмель. Зададим необходимые для расчетов величины констант. Для хромеля коэффициент теплопроводности $\lambda_1=18-34 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, удельная теплоемкость $c_1=473-521 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, плотность $\rho_1= 8720 \text{ кг/м}^3$. Соответственно для алюминия $\lambda_2=24-44 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, $c_2=481-496 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, $\rho_2=8670 \text{ кг/м}^3$, твердость $HB_2=130 \text{ МПа}$. В последующих расчетах будем использовать минимальные значения теплофизических констант. Модельные значения коэффициента трения выбираем $\mu_1=0,1$ и $\mu_2=0,2$. Тогда суммарные величины тепловых потоков согласно формуле [3] $q=\mu v_0 HB_2$ (μ – коэффициент трения, v_0 – скорость скольжения, HB_2 – твердость полупространства) $q_1=1,3\cdot 10^6 \text{ Дж/м}^2\text{с}$, $q_2=2,6\cdot 10^6 \text{ Дж/м}^2\text{с}$. В нашем случае считаем, что температура окружающей среды 15°C . Воспользовавшись соотношением Егера для нахождения распределения тепловых потоков и записанной выше, формулой для определения величины всплесков температуры согласно модифицированной модели А.В.Чичинадзе, вычислим эти температуры. При расчетах используем разные времена контакта микровыступа и полупространства. Согласно литературных теоретических и экспериментальных данных [3,5,9-11], времена существования всплесков находятся в пределах $10^{-4} - 10^{-2} \text{ с}$.

Для четкого дифференцирования среднеинтегральной температуры поверхности и величины всплесков температуры, вычислим первую. В этом случае величина теплового потока находится за формулой [3,6]: $q = \mu P v_0$, где P – нагрузка ($P=1.5\text{Н}$). Тогда $q=0.015 \text{ Дж/м}^2\text{с}$.

Для случая распределения тепловых потоков между телами трения по Шаррону, среднеинтегральная температура поверхности находится по формуле:

$$g_{1c-i}^* = \frac{4q}{3\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{t_r}}{\sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1} + \sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_2}} + g_a^* .$$

Используя общее время испытаний около 20 с при данных небольших параметрах нагрузки получим, что

$$\frac{4q}{3\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{t_r}}{\sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1 + \lambda_2 \rho_2 c_2}} \rightarrow 0 \text{ и } \mathcal{G}_{1c-i}^* \rightarrow \mathcal{G}_a^* = 15^0 \text{ C}$$

Табл. 1. Значения температур вспышки.

Время существования температурной вспышки, s	Температура вспышки, °C		Тепловой поток, J/m ² ·s	
	$t_r = 2 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-3}$	\mathcal{G}_{1c}^*	26	q_1
$\mathcal{G}_{1 \max}^*$		31	q_1	$1,3 \cdot 10^6$
\mathcal{G}_{1c}^*		36	q_2	$2,6 \cdot 10^6$
$\mathcal{G}_{1 \max}^*$		47	q_2	$2,6 \cdot 10^6$
$t_r = 10^{-2} - 5 \times 10^{-2}$	\mathcal{G}_{1c}^*	39	q_1	$1,3 \cdot 10^6$
	$\mathcal{G}_{1 \max}^*$	51	q_1	$1,3 \cdot 10^6$
	\mathcal{G}_{1c}^*	63	q_2	$2,6 \cdot 10^6$
	$\mathcal{G}_{1 \max}^*$	87	q_2	$2,6 \cdot 10^6$

Таким образом, можно четко дифференцировать среднеинтегральные температуры и вспышек.

С другой стороны, температуру на локальных участках поверхности трения исследовали на торцевой машине трения. Пара трения: неподвижная игла из хромеля-полированная пластинка из алюминия, которая двигалась в возвратно-поступательном направлении. Детали узла были смонтированы на плите. На опорах с помощью привода и электродвигателя типа РД-9 двигался шток с предметным столиком, на котором было закреплено контртело. Алюминиевая игла находилась на вертикальном штоке с системой нагрузок. Диаметр острия иглы составлял 20-200 мкм, что давало возможность моделировать диаметр, радиус закругления реальной микронеровности [2,3,10-12]. Нагрузка составляла 1.5 N, максимальная скорость скольжения 0.1 м/с, путь трения 0,03 м. Данные о разнице потенциалов снимались с частотой 1 point на $5,6 \cdot 10^{-4}$ s, что соотносится с данными [3,5,9-11] о среднем времени скольжения единичного микровыступа до его выхода из контакта. Соответственно величина временного промежутка между фиксированными точками составляет $5,6 \cdot 10^{-4}$ s. Эксперимент проводился при температуре лабораторного воздуха 15⁰C. Температуру вспышек определяли на основе измерений изменения ТЭДС для термопары «хромель-алюмель».

В результате проведенного эксперимента были получены типичные температурные «пики», которые описывают мгновенные «всплески», характерные для вспышек температуры (см. рис.1).

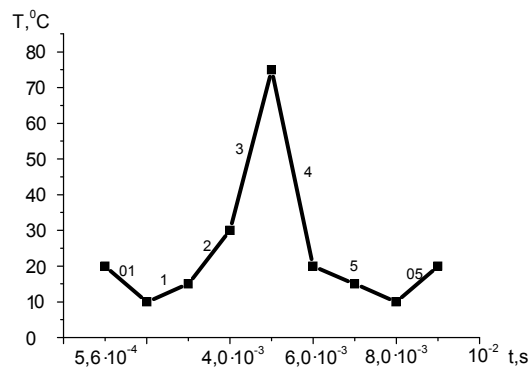


Рис.1. Максимальные температуры на поверхности при заданных параметрах нагрузки хромелевой иглы: $P = 1,5 \text{ N}$; $v = 0,1 \text{ m/s}$.

Участок 01 ломаной описывает падение температуры со времени последнего локального повышения температуры. Соответственно часть 05 описывает последующее нарастание температуры. Участки 1,2,3 показывают нарастание максимальной локальной температуры вследствие действия температуры вспышки, а участок 4 описывает стремительное падение температуры в результате окончания действия вспышки. Таким образом, при данных параметрах нагрузки повышение температуры происходит в среднем около 3-ех циклов и составляет порядка $2 \times 10^{-3} \text{ s}$, а спадание - порядка 10^{-3} s . Постепенное нарастание температуры и стремительное охлаждение соответствует теоретическим данным работы [2].

6. Выводы по результатам и направления дальнейших исследований

Таким образом, данные теоретических вычислений величины вспышек температуры вкладываются в температурный интервал, полученный в результате эксперимента. Изменение топографии поверхности иглы в процессе трения требует дальнейших исследований. Также важным является изучение изменения границ температуры вспышек для выбранных параметрах нагрузки, влияние поступательно-возвратного движения на накопление тепловой энергии, изменение коэффициента трения и влияние других параметров на величину и время существования температуры вспышек.

Одной из наиболее значительных проблем моделирования температурных вспышек является согласование таких моделей с реальной структурой микроповерхности материалов пар трения. При значительных величинах температурных вспышек, а как следствие температур поверхности трения, также возможно изменение некоторых физических свойств материалов. Отдельными задачами являются моделирование распределения тепловых потоков между телами трения, а также описание закономерностей тепловыделения на микроуровне. Во время скольжения микровыступа по полупространству изменяется диаметр пятна контакта, что существенно влияет на характер тепловыделения. В результате возникают нелинейные задачи. Таким образом, изучение температурных вспышек является важным направлением в науке о

трении – трибологии и требует применения новых модельных и экспериментальных подходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хайнике Г. Трибохимия. - М.:Мир, 1987. – 584 с.
2. Джессим В., Уинер В. Нестационарное распределение температуры вблизи пятен контакта выступов микронеровностей // Проблемы трения.- 1985.- 105, №3 . – С.9-18.
3. Расчет, испытание и подбор фрикционных пар / А.В.Чичинадзе, Э.Д.Браун, А.Г.Гинзбург, З.В.Игнатьева. – М.:Наука, 1979. - 267 с.
4. Ковальчик Ю.І. Уточнення відомої моделі температурних спалахів // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2005.- №5. – С.25-35.
5. Широков В.В., Ковальчик Ю.І. Моделювання температурних спалахів з урахуванням фізико-механічних властивостей металів // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 1998. - №3. – С.36-48.
6. Ковальчик Ю.І. Интегралы Венера та Фейнмана: Обчислення і нові можливості застосування. – Львів: Вертикаль, 1998.- 267 с.
7. Ковальчик Ю.І., Широков В.В. Моделювання температурних спалахів в умовах періодичного контакту тіл тертя // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2005.- №2.- С.49-57.
8. Ковальчик Ю.І. Моделювання хвильових процесів в умовах тертя шорстких поверхонь // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2003. - №4. – С.101-111.
9. Богданович П.Н., Белов В.М., Сысоев П.В. Температура на локальных участках скользящего контакта //Трение и износ.-1993.-№5.-С.842
10. Переверзева О.В., Балакин В.А. Распределение теплоты между трущимися телами//Трение и износ.-1992.-№3.-С.507-517.
11. Боуден Ф.П. Некоторые новые экспериментальные исследования трения. // - С.125-128.
12. Демкин Н.Б., Рыжов Э.В. Качество поверхности и контакт деталей машин. – М.:Машиностроение, 1981.-244 с.