

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ФРИКЦИОННОГО РАЗОГРЕВА С ИЗНОСОМ МАТЕРИАЛА НА НЕСТАЦИОНАРНОМ КОНТАКТЕ СКОЛЬЖЕНИЯ

А. В. Аттетков, И. К. Волков

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 107005 Москва

Исследовано влияние износа контактирующих поверхностей на фрикционный разогрев материала в импульсно-периодическом режиме теплового воздействия. Предложен аналитический метод решения задачи, основанный на расщеплении обобщенного интегрального преобразования Фурье по пространственной переменной. Показано, что изнашивание контактирующих поверхностей в процессе фрикционного нагрева приводит к снижению величины максимально достижимого разогрева. Теоретически обосновано, что для высокоплавящихся энергетических материалов температура плавления является верхней границей максимально достижимого разогрева на нестационарном контакте скольжения.

В работе [1] в рамках одномерной модели процесса [2, 3] изучены закономерности фрикционного нагрева материала в импульсно-периодическом режиме теплового воздействия. Физическая реализация режимов фрикционного разогрева, неизбежно сопровождается износом контактирующих поверхностей. Исследования по данному вопросу ограничены. Можно выделить лишь работу [4], в которой на простых теоретических моделях изучено влияние износа поверхностей на формирование теплового слоя в материале. Анализ ограничен рассмотрением непрерывно действующего режима фрикционного нагрева с постоянной мощностью теплового потока в плоскости трения, что соответствует предположению о квазистационарности термического контакта при трении.

Цель данной работы — установление закономерностей импульсно-периодического нагрева материала при взаимодействии процессов фрикционного тепловыделения и изнашивания на нестационарном контакте скольжения и определение величины максимально достижимого разогрева.

Исследование теплового состояния материала в этом случае сводится к решению смешанной задачи нестационарной теплопроводности, в которой влияние режима теплового воздействия учитывается путем задания соответствующих краевых условий на подвижной границе с известным законом движения $\nu = \nu(\tau)$ [5]. В подвижной системе координат с использованием пространственной переменной

$$X = \xi - \nu(\tau)$$

исходная система принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} &= \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \dot{\nu}(\tau) \frac{\partial \Theta}{\partial X} \quad (X > 0, \tau > 0), \\ \Theta(X, 0) &= 0, \\ -\frac{\partial \Theta(X, \tau)}{\partial X} \Big|_{X=0} &= f(\tau, \Theta) \Big|_{X=0}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\tau = t/t_*$; $\xi = x/x_*$; $\Theta = (T - T_0)/(T_m - T_0)$; $t_* = \kappa[c\rho(T_m - T_0)/q_0]^2$; $x_* = \sqrt{\alpha t_*}$; x — пространственная переменная; t — время; T — температура; T_m — температура плавления; $\kappa = \lambda/c\rho$ — температуропроводность; λ, c, ρ — теплопроводность, теплоемкость и плотность материала соответственно; $q_0 = k_e \tau_{f,0} v_0$ — плотность теплового потока, k_e — доля теплового потока, идущего на нагрев материала; v — скорость скольжения; τ_f — удельная сила трения; индексом нуль обозначены начальные значения величин, точкой — дифференцирование по переменной τ .

Распределение тепловой энергии между материалами трущейся пары устанавливается заданием коэффициента k_e . В частности, при полной симметрии распределения тепла между материалами, что наблюдается при фрикционном нагреве материалов с одинаковыми термическими постоянными, $k_e = 0,5$. Если же все тепло, генерируемое на контакте скольжения, распространяется в один из материалов, то $k_e = 1$. Различные способы определения k_e обсуждаются в работе [6].

Мощность фрикционного тепловыделения в плоскости термического контакта задается в

виде

$$f(\tau, \Theta) = \varphi(\tau)g(\tau, \Theta), \quad (2)$$

где функция $\varphi(\tau)$ характеризует реализуемый режим фрикционного теплообразования и является по смыслу решаемой задачи неотрицательной и абсолютно интегрируемой для любого $\tau \geq 0$. В импульсно-периодическом режиме фрикционного нагрева [1]

$$\varphi(\tau) = \sum_{k=0}^{\infty} \varphi_0(\tau - k\tau_*), \quad (3)$$

где $\varphi_0(\tau) = J(\tau) - J(\tau - \tau_0)$ — элементарный тепловой импульс длительностью τ_0 ; τ_* — период импульсно-периодического воздействия; J — функция Хевисайда.

Функция $g(\tau, \Theta)$ определяет зависимость удельной силы трения от температуры. При линейной зависимости $\tau_f(T)$, справедливой для широкого класса материалов [2], получаем

$$g(\tau, \Theta) = 1 - \Theta(X, \tau)|_{X=0}, \quad (4)$$

$g(\tau, \Theta) \equiv 1$ при $\tau_f(T) \equiv \tau_{f,0} = \text{const}$.

Закон изнашивания материала на нестационарном контакте скольжения однозначно устанавливается конкретизацией вида функции $\nu(\tau)$. В частности, на установившейся стадии процесса изнашивания [7]

$$\nu(\tau) = 2C\tau, \quad C = \text{const}. \quad (5)$$

Аналитический метод решения задачи (1)–(4) основан на применении интегрального преобразования по пространственной переменной X [5]

$$u(\lambda, \tau) = \Phi[\Theta(X, \tau)] \equiv \int_0^{\infty} \Theta(X, \tau) \times \\ \times \exp\left\{\frac{\dot{\nu}(\tau)}{2} X\right\} \left[\cos(\lambda X) + \frac{R(\tau)}{\lambda} \sin(\lambda X)\right] dX, \quad (6)$$

где

$$\Theta(X, \tau) = \Phi^{-1}[u(\lambda, \tau)] \equiv \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} u(\lambda, \tau) \times \\ \times \exp\left\{-\frac{\dot{\nu}(\tau)}{2} X\right\} \left[\cos(\lambda X) + \frac{R(\tau)}{\lambda} \sin(\lambda X)\right] \times \\ \times \frac{\lambda^2 d\lambda}{\lambda^2 + R^2(\tau)}, \quad R(\tau) = \varphi(\tau) + \frac{\dot{\nu}(\tau)}{2}.$$

Это преобразование является обобщением смешанного интегрального преобразования Фурье

[8, 9], полученного применительно к классу задач нестационарной теплопроводности с подвижной границей.

Следует заметить, что непосредственное применение интегрального преобразования (6) для нахождения решения задачи (1)–(4) не представляется возможным [9, 10], поскольку ядро этого преобразования зависит не только от пространственной переменной X и параметра интегрального преобразования λ , но и от времени τ . Алгоритм построения аналитического решения, позволяющий преодолеть указанные трудности, подробно рассмотрен в работе [5] и основан на расщеплении ядра интегрального преобразования (6). Получаемое при этом решение имеет вид

$$\Theta(X, \tau) = \frac{2}{\pi} \exp\left\{-\frac{\dot{\nu}(\tau)}{2} X\right\} \int_0^{\infty} u(\lambda, \tau) \left[\cos(\lambda X) + \frac{\varphi(\tau) + \dot{\nu}(\tau)/2}{\lambda} \sin(\lambda X)\right] \frac{\lambda^2 d\lambda}{\lambda^2 + [\varphi(\tau) + \dot{\nu}(\tau)/2]^2} \\ (X \geq 0, \quad \tau \geq 0), \quad (7)$$

где

$$u(\lambda, \tau) = \int_0^{\tau} \frac{\lambda^2 + [\varphi(\tau) + \dot{\nu}(\tau)/2][\varphi(t) + \dot{\nu}(t)/2]}{\lambda^2 + [\varphi(t) + \dot{\nu}(t)/2]^2} \times \\ \times \varphi(t) \exp\left[-\lambda^2(\tau - t) - \frac{1}{4} \int_t^{\tau} \dot{\nu}^2(y) dy\right] dt. \quad (8)$$

Равенства (7), (8) определяют температурное поле в материале при взаимодействии процессов фрикционного разогрева и износа на нестационарном контакте скольжения, первый из которых однозначно устанавливается конкретизацией вида функции $\varphi(\tau)$, а второй — закона изнашивания $\nu(\tau)$.

Температура плоскости фрикционного контакта определяется из (7), (8) при $X = 0$:

$$\Theta_s(\tau) \equiv \Theta(0, \tau) = \\ = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} u(\lambda, \tau) \frac{\lambda^2 d\lambda}{\lambda^2 + [\varphi(\tau) + \dot{\nu}(\tau)/2]^2}. \quad (9)$$

Проанализируем зависимости от времени температуры плоскости фрикционного контакта на установившейся стадии процесса изнашивания (5) в импульсно-периодическом режиме (3). Интегральное представление решения (8), (9) для функции $\Theta_s(\tau)$ преобразуется в этом случае к виду

$$\Theta_s(\tau) = \frac{1}{1 + 2C} \sum_{k=0}^{\infty} \{1 + \text{Cerfc}[C\sqrt{\tau - k\tau_*}] -$$

$$\begin{aligned}
& - (1 + C) \exp [(1 + 2C)(\tau - k\tau_*)] \times \\
& \times \operatorname{erfc}[(1 + C)\sqrt{\tau - k\tau_*}] J(\tau - k\tau_*) - \\
& - \{1 + C \operatorname{erfc}[C\sqrt{\tau - \tau_0 - k\tau_*}] - \\
& - (1 + C) \exp [(1 + 2C)(\tau - \tau_0 - k\tau_*)] \times \\
& \times \operatorname{erfc}[(1 + C)\sqrt{\tau - \tau_0 - k\tau_*}] J(\tau - \tau_0 - k\tau_*)\}, \quad (10)
\end{aligned}$$

где $\operatorname{erfc} u = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_u^\infty e^{-z^2} dz$ — дополнительная функция ошибок Гаусса.

При $\tau_0 \equiv \tau_*$ равенство (10) определяет температуру нестационарного контакта скольжения в непрерывно действующем режиме фрикционного теплообразования при линейном законе изнашивания поверхности материала:

$$\begin{aligned}
\Theta_s(\tau) = \frac{1}{1 + 2C} [1 + C \operatorname{erfc}(C\sqrt{\tau}) - \\
- (1 + C)e^{(1+2C)\tau} \operatorname{erfc}(1 + C)\sqrt{\tau}]. \quad (11)
\end{aligned}$$

При $C = 0$ ($\dot{\nu}(\tau) \equiv 0$) из (11) следует

$$\Theta_s(\tau) = 1 - e^\tau \operatorname{erfc} \sqrt{\tau}. \quad (12)$$

Укажем, что асимптотическое поведение функции (12) при больших значениях времени имеет вид

$$\Theta_s(\tau) \sim 1 - 1/\sqrt{\pi\tau},$$

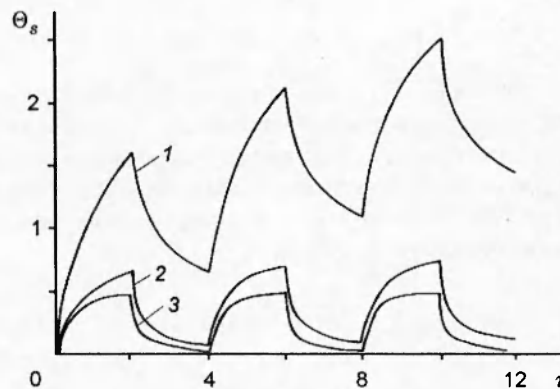
т. е. $\Theta_s(\tau) \rightarrow 1$ при $\tau \rightarrow \infty$, в то время как при наличии износа согласно (11)

$$\begin{aligned}
\Theta_s(\tau) \sim \frac{1}{1 + 2C} \times \\
\times \left[1 - \frac{1 + 2C}{2\sqrt{\pi} C^2 (1 + C)^{2\tau/3/2}} \exp \{-C^2 \tau\} \right], \quad (13)
\end{aligned}$$

т. е. $\Theta_s(\tau) \rightarrow 1/(1 + 2C)$ при $\tau \rightarrow \infty$.

Таким образом, износ контактирующих материалов приводит к снижению максимально достижимого разогрева. При этом различие в максимальной температуре тем больше, чем выше скорость износа поверхности материала в процессе фрикционного нагрева. Аналогичные зависимости в поведении наблюдаются и в импульсно-периодическом режиме.

На рисунке показана зависимость безразмерной температуры плоскости фрикционного контакта от времени при параметре скажности $S = \tau_*/\tau_0 = 2$ и наличии (кривая 3) или отсутствии (кривая 2) износа поверхности материала. Здесь же для сравнения приведена зависимость $\Theta_s(\tau)$, полученная в [1] в предположении $\tau_f \equiv \tau_{f,0} = \text{const}$ при $C = 0$ (кривая 1).



Зависимость температуры контакта скольжения в импульсно-периодическом режиме фрикционного нагрева от времени:

C : 1, 2 — 0; 3 — 0,5

Видно, что тепловое разупрочнение материала в процессе фрикционного нагрева, ассоциируемое с зависимостью удельной силы трения от температуры, значительно снижает максимально достижимый разогрев $(\Theta_s)_{\max}$. Процесс изнашивания дополнительно уменьшает величину термоциклического нагрева.

Из представления (10) для функции $\Theta_s(\tau)$ непосредственно следует, что с увеличением числа элементарных тепловых импульсов величина $(\Theta_s)_{\max}$ монотонно возрастает. При этом наблюдается зависимость $(\Theta_s)_{\max}$ и от параметра скажности S . Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Для оценки максимальной величины импульсно-периодического нагрева воспользуемся соотношением, связывающим предельные значения функций-оригиналов и их изображений по Лапласу [9]. Тогда, учитывая связь между изображениями периодического оригинала и оригинала элементарного теплового импульса, получаем

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{1 - \exp \{-p\tau_0\}}{1 - \exp \{-p\tau_*\}} pF(p) = \frac{\tau_0}{\tau_*} \lim_{\tau \rightarrow \infty} \Theta_s(\tau),$$

где $F(p) = L[\Theta_s(\tau)]$ — изображение по Лапласу функции-оригинала (11). С учетом асимптотической оценки (13) находим асимптотику для функции $\Theta_s(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$ в импульсно-периодическом режиме фрикционного теплообразования:

$$\Theta_s(\tau) \rightarrow \frac{1}{S(1 + 2C)}. \quad (14)$$

Таким образом, увеличение параметра скважности приводит к снижению максимального достижимого разогрева, что наблюдается как при отсутствии, так и при наличии износа поверхностных слоев материала на нестационарном контакте скольжения. При этом увеличение фазы паузы (нулевой активности теплового источника) приводит к снижению темпа нарастания температуры до максимума, а также к активации процесса тепловой релаксации прогреваемого слоя.

Применим полученные результаты для оценки максимального разогрева твердых энергетических материалов (ЭМ) при трении с износом. Для этого воспользуемся асимптотической оценкой (14), которую с учетом безразмерных переменных и параметров (1) можно представить в виде

$$(\Theta_s)_{\max} \equiv \frac{(T_s)_{\max} - T_0}{T_m - T_0} = \frac{1}{S(1 + \varepsilon_0 I_h / k_\varepsilon)}. \quad (15)$$

Здесь $\varepsilon_0 = c\rho(T_m - T_0)/\tau_{f,0}$ — безразмерный симплекс, определяющий меру проявления износа ЭМ при контактом взаимодействии поверхностей; I_h — линейная интенсивность изнашивания ЭМ на контакте скольжения [7].

При $\varepsilon_0 \approx 0$, что характерно для легкоплавких ЭМ (например, для тротила), влиянием изнашивания на разогрев ЭМ можно пренебречь. В то же время, для твердых ЭМ с высокой температурой плавления влияние износа на величину $(\Theta_s)_{\max}$ может быть значительным. Для типичных взрывчатых веществ (таких, как гексоген, тетрил, тэн), принимая $c\rho \approx 2 \cdot 10^6$ Дж/(м² · К), $T_m - T_0 = 100 \div 200$ К и $\tau_{f,0} \approx 0,05$ ГПа [11], получаем $\varepsilon_0 = 4 \div 8$.

Тепловая активность контактирующих материалов устанавливается заданием коэффициента k_ε . Например, в случае материалов с одинаковыми термическими постоянными $k_\varepsilon = 0,5$, а при контакте ЭМ с металлами, обладающими высокой теплопроводностью, доля расходуемой на нагрев ЭМ тепловой энергии снижается до $\approx 0,03$.

Интенсивность изнашивания I_h взаимодействующих материалов зависит в общем случае от механических и фрикционных характеристик материалов, а также от микрогеометрии трущихся поверхностей. Укажем, что при контактом взаимодействии полимерных материалов $I_h = 1 \div 10^2$, в то время как при взаимодействии металлов в режиме микрорезания (хрупкого разрушения) $I_h = 10^{-5} \div 10^{-3}$ [7].

Таким образом, проведенный анализ свидетельствует о возможном влиянии износа на

процесс формирования теплового слоя в ЭМ при трении. Это позволяет с несколько иных позиций взглянуть на механизм фрикционного разогрева и воспламенения твердых ЭМ при динамических воздействиях [12]. Как следует из равенства (15), при износе поверхностных слоев материала температура плавления будет верхней границей фрикционного разогрева ЭМ. Поэтому зажигание ЭМ на нестационарном контакте скольжения если и происходит, то лишь при температурах ниже температуры плавления ЭМ. С этой точки зрения износостойкость можно рассматривать как важную характеристику чувствительности твердых ЭМ к динамическим воздействиям. В то же время, для легкоплавких ЭМ сохраняется возможность реализации режимов с образованием жидких прослоек в тонких поверхностных слоях контактирующих материалов и достижения в них значительных перегревов [13–15], поскольку в этом случае влиянием процесса изнашивания на формирование теплового слоя в ЭМ можно пренебречь.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-03-08405).

ЛИТЕРАТУРА

1. Аттетков А. В. Фрикционный разогрев материала в импульсно-периодическом режиме теплового воздействия // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 96–99.
2. Амосов А. П., Бостанджиян С. А., Козлов В. С. Зажигание твердых ВВ теплотой сухого трения // Физика горения и взрыва. 1972. Т. 8, № 3. С. 362–368.
3. Щетинин В. Г. Оценка разогрева твердых тел на поверхности трения // Хим. физика. 1983. Т. 2, № 5. С. 688–692.
4. Амосов А. П. Разогрев и воспламенение твердых ВВ при сухом трении с износом // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 3. С. 12–19.
5. Аттетков А. В., Власова Л. Н., Волков И. К. Влияние режимов фрикционного нагрева на формирование температурных полей в энергетических материалах // Методы и алгоритмы параметрического анализа линейных и нелинейных моделей переноса. М.: МГОПУ, 1996. Вып. 13. С. 3–29.
6. Переверзева О. В., Балакин В. А. Распределение теплоты между трущимися телами // Трение и износ. 1992. Т. 13, № 3. С. 507–516.
7. Крагельский И. В. Трение и износ. М.: Машиностроение, 1968.

8. **Наймарк М. А.** Линейные дифференциальные операторы. М.: Наука, 1969.
9. **Волков И. К., Канатников А. Н.** Интегральные преобразования и операционное исчисление. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1996.
10. **Кошляков Н. С., Глинер Э. В., Смирнов М. М.** Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высш. шк., 1970.
11. **Krishna Mohan V., Jyothi V. C., Field J. E.** Role of adiabatic shear bands in initiation of explosives by drop-weight impact // Ninth Symp. (Intern.) on Detonation. Portland, 1989. P. 557-561.
12. **Аттетков А. В., Волков И. К.** Фрикционная модель образования горячих точек в гетерогенных реакционно-способных системах // Ударные волны в конденсированных средах: Тез. докл. Междунар. конф. СПб, 1996. С. 17-18.
13. **Кондриков Б. Н., Чубаров В. Д.** Измерение скорости движения вещества при ударе на копке // Вопросы теории взрывчатых веществ. М.: МХТИ, 1974. Вып. 83. С. 135-146.
14. **Амосов А. П.** Разогрев и воспламенение твердых реакционно-способных систем при высокоскоростном трении, сопровождающемся образованием пластической и жидкой прослоек // Хим. физика. 1982. Т. 1, № 10. С. 1401-1411.
15. **Frey R. B.** The initiation of explosive charges by rapid shear // Seventh Symp. (Intern.) on Detonation. Annapolis, 1981. P. 53-59.

*Поступила в редакцию 21/X 1996 г.,
в окончательном варианте — 7/IV 1997 г.*