

УДК 621.891

М. В. КИНДРАЧУК<sup>1</sup>, С. И. КРЫШТОПА<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный авиационный университет, Украина

<sup>2</sup>Ивано-Франковский национальный технический университет нефти и газа, Украина

**ЛОКАЛЬНОЕ РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК  
НА ПЯТНАХ КОНТАКТОВ МИКРОВОЫСТУПОВ  
МЕТАЛЛО-ПОЛИМЕРНОГО ТРИБОСОПРЯЖЕНИЯ  
(часть вторая)**

*Проиллюстрировано локальное разрушение металлических пленок на пятнах контактов микровыступов металлополимерных пар при электротермомеханическом трении в трибосопряжении. В последнем превалирует электрическое поле.*

**Ключевые слова:** пятна контактов, микровыступы, металлические пленки, металлополимерное трибосопряжение, электрическое и тепловое поле, термомеханическое напряжение, локальное разрушение.

**Введение.** Локальный пробой металлических пленок на пятнах контактов микровыступов металлополимерных пар трения тормозных устройств является начальной степеней их разрушения. В случае локального пробоя металлической пленки на пятне микровыступа, т.е. на площадях пониженного значения электрической прочности (что неизбежно связано с неоднородной структурой и незначительной величиной площади рабочего контакта) возникает большая величина плотности тока пробоя. При этом в зоне пробоя выделяется тепловая энергия, которой достаточно для локального уничтожения тонкой пленки на пятне контакта металлического микровыступа. Кроме того, в настоящее время выяснилось, что механизм разрушения тонких металлических пленок на пятне контакта микровыступа металлополимерного трибосопряжения при электротермомеханическом трении может иметь полярно-чувствительный характер, связанный с электромиграционными процессами [1]. Одной из причин разрушения пленки являются термомеханические напряжения в зоне высоких значений плотности импульсных токов. Подобные зоны возникают естественным образом вблизи локальных мест пробоя, микротрещин и других дефектов сплошности металлической пленки. Влияние химической термоокислительной деструкции полимерной накладке при температуре выше допустимой для ее материалов на процесс разрушения металлической пленки с точки зрения поляризационных и деполяризационных процессов, по-видимому, значителен.

**Состояние проблемы.** Накопление в локальной зоне, которой являются пятна контактов микровыступов металлополимерных пар трения трибосистем, в результате полевой ионизации макромолекул положительных молекулярных ионов и электронов в полимерной накладке рассматривается как образование квазинейтральной плазмы [2]. В последней возникает эффект дебаевского экранирования зарядов, приводящий к снижению потенциала ионизации молекул, что в свою очередь, ускоряет образование несвязанных зарядов в полимере. Протекание взаимосвязанных процессов, темпы которых увеличиваются со временем, приводят на определенной стадии к взрывообразному изменению свойств материала. Наличие возникающих самоускоряющихся процессов способствует возрастанию концентрации квазисвободных зарядов на поверхности

пленки полимерной накладки, время развития которых сопоставимо со временем пробоя пленки.

В многочисленных экспериментальных исследованиях [1-6 и др.] показано, что процесс роста трещины может иметь двухпороговый характер развития: при средней плотности импульсного тока превышающей  $\sim 0,7 \cdot 10^4$  А/мм<sup>2</sup> происходит страгивание трещины и ее последующий продольный рост в сторону анода (полимерного пятна контакта микровыступа). При дальнейшем повышении плотности импульсного тока ( $\sim 1,5 \cdot 10^4$  А/мм<sup>2</sup>) направление роста трещины резко меняется с продольного на поперечное относительно приложенного поля. Именно этот механизм разрушения аналогичный эффекту «пилы» и будет основой гипотезы в материалах данной статьи.

Процесс контактирования микровыступов металлополимерных пар трения при электротермомеханическом фрикционном взаимодействии определяется геометрически параметрами, характеризующими шероховатость, волнистость, отклонение от правильной геометрической формы и физико-механическими свойствами трибосопряжения управлять энергетическими уровнями поверхностных и подповерхностных слоев которого возможно, предохраняя при этом поверхностные пленки от локального разрушения.

Таким образом, во-первых, необходимо знать, какая микрогеометрия контактов микровыступов трибосопряжения в значительной степени способствует электронно-ионному преобразованию на пятнах микровыступов с минимальным ростом энергетических уровней, обеспечивая тем самым эффективные износ-фрикционные свойства трибосопряжения. Во-вторых как получить в процессе электротермомеханического фрикционного взаимодействия пятна контактов микровыступов с минимальной энергонагруженностью несмотря на то, что с увеличением контактных площадей наблюдается рост их зарядно-разрядных свойств, и следовательно, происходит разрушение металлополимерных пленок контактов микровыступов трибосопряжения.

**Постановка задачи.** В данной публикации рассмотрены следующие вопросы применительно к данной проблеме:

- контактно-импульсное фрикционное взаимодействие микровыступов трибосопряжения с различной энергетической активностью;
- продольная и поперечная электро- и теплопроводность металлических пленок;
- электротепловая нагруженность вершины трещины металлической пленки пятна контакта микровыступа;
- локальное разрушение пленок пятен контактов микровыступов трибосопряжения.

**Цель работы.** Установление закономерностей локального разрушения металлических пленок пятен контактов микровыступов трибосопряжения с позицией концептуального подхода контактно-импульсной природы электротермомеханического трения.

**Контактно-импульсное фрикционное взаимодействие микровыступов трибосопряжения с различной энергетической активностью.** Многочисленными исследованиями установлено [3-5], что площадь фактического контакта составляет незначительную долю номинальной площади контактно-импульсного взаимодействия, определяемой их геометрическими размерами. Отсутствие сплошности контакта при соприкосновении пары трения «металл-металл» существенно меняет картину течения теплоты от первого элемента па-

ры ко второму. При низкой микрополости, между пятнами контактов, и слабым лучистым теплообменом, передача тепловых токов происходит только через места фактического контактирования, пятна которого имеют различное сопротивление. Поэтому по мере приближения к поверхности сопротивления (пятну контакта) линии теплового тока стягиваются к пятнам фактического контакта, что ведет к увеличению плотности теплового потока, о чем свидетельствует рис. 1.

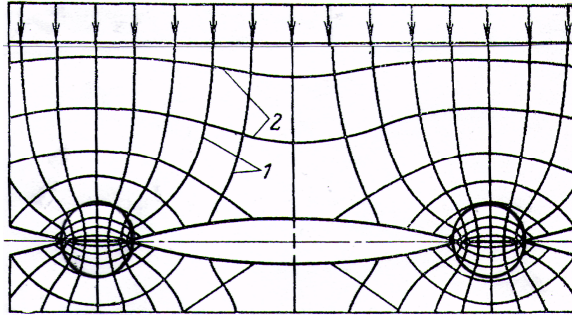


Рис. 1 Линии теплового тока (1) и изотермы (2) в зоне контактных пятен (схема)

При этом полагаем, что контакт происходит по вершинам выступов микронеровностей и с учетом того, что для большинства реальных контактов, расположенных дискретно, продольные сечения зазора между ними значительно больше поперечного. Последнее обстоятельство позволяет пренебречь продольной теплопроводностью среды в зазоре, а также эффективностью ее вынужденной конвекции. Лучистый теплообмен с поверхностями пустот между пятнами контакта не учитывался.

На пятне контакта наблюдается равенство поверхностных температур. Поверхности, ограничивающие полости микровыступов, не являются изотермическими, и их температуры отличаются от температуры на площадках пятен фактических контактов. Возникающий градиент температур обеспечивает передачу теплоты за счет теплопроводности среды (вызванной импульсными искровыми электрическими разрядами), находящийся в полостях между микровыступами. По мере увеличения проводимости среды в зазорах интенсивность стягивания линий теплового тока к пятнам фактического контакта ослабевает, флуктуации плотности теплового потока по поверхности выравниваются и при достижении одинаковой проводимости среды и материалов пятна контакта плотность теплового потока становится равномерной.

На рис. 1 выделены «граничные» линии тока, отделяющие область основного теплового потока, идущего через площадку фактического контакта, от области дополнительного теплового потока, идущего через промежуточную среду в зазоре между микровыступами.

В паре трения «металл-металл» в сопряжении наблюдается равенство плотностей тепловых потоков и температур на границах различных сред. Однако к решению данной задачи можно подойти с несколько иных позиций.

Для этого рассмотрим течение тепловых токов через зону сопряжения двух тел. Контакты имеют периодический характер и элементы трения выполнены в виде полос с шириной, равной шагу выступов  $2b$  (рис. 2), т.е. имеем двухмерный контакт. Спрогнозируем изменение температуры вдоль оси, совпадающей с осью контактного выступа. Принимаем вначале, что дополнительный поток теплоты через зазор отсутствует. Это соответствует контакту в вакууме при пре-

небрежимо малом лучистом теплообмене. В связи с тем, что тепловой поток пропорционален градиенту температуры, по мере его приближения к плоскости стыка, начиная с некоторых значений  $x=x_1$  или  $x=-x_1$ , соответствующих началу заметного стягивания линий теплового тока к месту фактического контакта, градиент температуры начинает расти и температурная кривая приобретает вид, показанный на рис. 2.

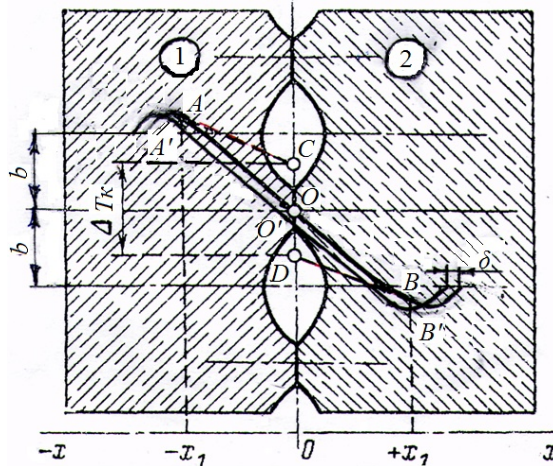


Рис. 2 Распределение температур в паре трения «металл-металл», вызванное основным и дополнительным тепловым потоком

Линия АОВ является боковиной синусоиды с большим периодом, подтверждающим волновую теорию распространению температуры в паре трения «металл-металл».

Если не брать во внимание допущение об отсутствии дополнительного теплового потока через зазор, и поэтому общий характер изменения температуры по оси выступа будет минимальный. Это произойдет тогда когда проводимость среды достигнет проводимости контактирующих материалов, распределение температур в телах 1 и 2 будет соответствовать кривым А'О' и О'В' параллельным АО и ОВ. Линия А'О'В' является боковиной синусоиды, которая на долю периода смещена по фазе на величину  $\delta$ .

Связь между микроточками генерируемых на пятнах контактов микровыступов трибосопряжения, в зависимости от поверхностной температуры ( $t_{max}$ ) и температурного градиента по длине пятна контактов ( $dt/dl_k$ ) при различном времени ( $\tau$ ) электротермомеханическом фрикционном взаимодействии при постоянной импульсной нормальной нагрузке ( $N$ ) установлена с помощью зависимости вида

$$I = \sqrt{\frac{t_{max} \cdot \alpha_T \cdot (dt/dl_k) \cdot V \cdot \tau}{R_k \cdot \rho \cdot N}}, \quad (1)$$

$t_{max}$  – максимальная температура на пятне контакта микровыступов, °С;  $\alpha_m$  – коэффициент внешней теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·°С);  $(dt/dl_k)$  – градиент температуры по длине контакта, °С/мм;  $V$  – объем микровыступа, м<sup>3</sup>;  $\tau$  – время контактирования, с;  $R_k$  – термическое сопротивление контакта, °С/Вт;  $\rho$  – удельное электрическое сопротивление, (Ом·мм<sup>2</sup>)/м;  $N$  – импульсное нормальное усилие, Н.

По зависимости (1) были произведены расчеты, по которым были построены графические зависимости (рис. 3). Выполненный анализ последних показал следующее:

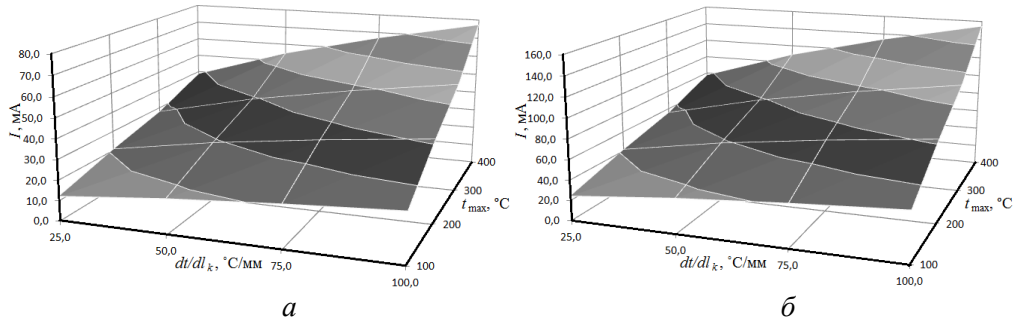


Рис. 3. Закономерности изменений микротоков на пятне контактов микровыступов трибосопряжения в зависимости от поверхностной температуры ( $t_{\max}$ ) и температурного градиента по длине пятна контактов ( $dt/dl_k$ ) при различном электротермомеханическом фрикционном взаимодействии ( $a - \tau = 0,005$  с;  $b - \tau = 0,02$  с) при постоянной импульсной нормальной нагрузке на пятна контактов ( $N = 4,0$  кН)

– с увеличением поверхностной температуры при постоянных значениях  $\alpha_T$ ,  $R_k$  и  $\rho$  при  $t = 100; 200; 300$  и  $400$  °С и постоянных значениях  $V$  и  $N$  наблюдалось увеличение микротоков ( $I$ );

– увеличение времени торможения с  $0,005$  с до  $0,02$  с, т.е. в четыре раза, а микротоки увеличились в два раза, что свидетельствует о воздействии тепловых токов на зарядно-разрядные свойства пятен контакта микровыступов трибосопряжения.

Таким образом, в действительности распределение температур носит синусоидальный гармонический характер как без учета теплопроводности среды так и с ней при условии, что температуры в стыке контакта равны, а использование мнимого температурного скачка  $\Delta T_k$  по длине стыка, находящегося между зазорами со средой, позволяет оценить ее теплопроводную способность и подготовить почву для электроимпульсного разряда.

**Продольная и поперечная электро- и теплопроводность металлических пленок.** Нарушение электротеплового контакта микровыступов металлополимерных пар трения трибосопряжения влияет на его энергетические уровни в результате приложения механического воздействия, т.е. импульсного нормального усилия.

Основными требованиями к пням контактов микровыступов металлополимерных пар трибосопряжения являются: малое переходное сопротивление, стабильность и износоустойчивость. Эти характеристики зависят, в первую очередь, от импульсного нормального усилия ( $N$ ), действующего в контакте. Характер этих зависимостей является противоречивым. Так, величину переходного сопротивления в упрощенном виде записываем так

$$R_n = \alpha_k / N^n, \quad (2)$$

где  $\alpha_k$  – постоянная, зависящая от вида материала и состояния поверхности;  $n$  – показатель степени, характеризующий тип контакта (нейтральный, блокирующий и инжектирующий).

Таким образом, качество контактирования прямо зависит от импульсного нормального усилия. Стабильность также прямо зависит от  $N$ . Однако износ контактов и усилие, необходимое для их разъединения (или смещения скользя-

щего контакта), с ростом  $N$  возрастают. Эти причины заставляют поддерживать контактное усилие на определенном уровне, не превышающем значения, соответствующего допустимому переходному сопротивлению  $R_n$ . В этих условиях дополнительные инерциальные силы, возникающие в контактных устройствах в результате механических воздействий, легко могут изменять или даже полностью компенсировать контактное усилие. В результате в узле контакта изменяется переходное сопротивление и, как следствие, возникают флуктуации протекающего импульсного тока. Это явление носит название динамической неустойчивости контакта.

На рис. 4 приведены результаты измерений удельной проводимости  $\sigma$  от толщины пленок различных металлов в вакууме при  $10^{-5}$  мм рт. ст. и комнатной температуре (для пленок железа значения удельной проводимости увеличены в 5 раз).

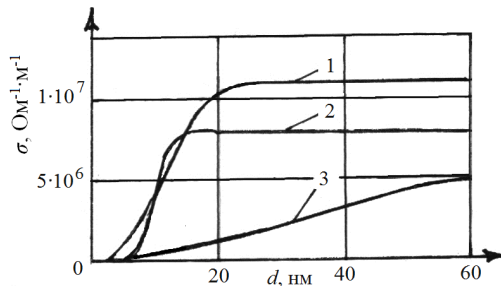


Рис. 4 Зависимость удельной проводимости от толщины пленок различных материалов: 1 – медь; 2 – алюминий; 3 – железо

Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются функцией Больцмана (рис. 4). Из последнего следует, что при толщинах до 5-7 нм для всех пленок зависимость проводимости от их толщины незначительна. Для таких толщин характерна кластерно-островковая структура пленок [3], для которой свойственно очень большое поверхностное удельное сопротивление. Кроме того, для таких малых толщин характерны малое количество свободных электронов имеющих малую величину свободного пробега, которая ограничена поверхностями пленки, кластерами и островками жидкости на пленке, вызванными попаданием рабочей поверхности полимерной накладки в зону температур выше допустимой для ее материалов. Все это приводит к малому значению поверхностного удельного сопротивления пленок. С увеличением толщины пленок наблюдается резкая зависимость проводимости пленки от ее толщины (интервал толщин: 5-60 нм для пленок железа; 6-20 нм для пленок меди; 5-40 нм для пленок алюминия). Для пленок железа эта зависимость не столь ярко выражена, а диапазон роста проводимости лежит в интервале от 5 до 60 нм и более. При дальнейшем увеличении толщины пленки зависимость  $\sigma(d)$  менее выражена, а удельная проводимость пленок близка к максимальной. Следует отметить, что характер роста проводимости для пленок меди, алюминия и железа в указанном диапазоне толщин практически одинаков, а величина проводимости для всех пленок в области насыщения близка к проводимости их объемных аналогов. Так, для пленок алюминия эта величина составляет около  $2 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ , для пленок меди –  $1,1 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ , а для пленок железа – около  $10^6 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ .

**Электротепловая нагруженность вершины трещины металлической пленки пятна контакта микровыступа.** Вследствие значительной плотности импульсного тока  $\sim 10^{11}\text{-}10^{12} \text{ А/м}^2$  в зоне вершин трещин будет происходить ин-

тенсивное нагревание, которое может вызвать ряд эффектов, ответственных за начало разрушения. Среди таких эффектов в первую очередь следует рассматривать явление электрического взрыва кончика трещины на пятне контакта металлического микровыступа [1]. Кроме того начало разрушения может быть обусловлено возникновением термоупругих напряжений на кончике трещины или тепловым разрушением полимерной подложки. В последнем случае интенсивное газодинамическое течение продуктов деструкции полимера может привести к инициированию надрыва трещины. Рассмотрим процесс электрического взрыва зоны вершины трещины. При указанных плотностях импульсного тока процесс электровзрыва будет характеризоваться относительно «медленным» режимом, для которого интеграл действия  $J_A = \int_0^{\tau_{ex}} j^2 d\tau \approx 0,9 \cdot 10^{17}, \text{A}^2 \cdot \text{с}/\text{м}^4$  [6]. Время электотеплового взрыва

$$\tau_{ex} = \sqrt[3]{\frac{3\tau_F^2}{j(R_1)^2} J_A} \approx 330 \text{нс},$$

где расчетная величина плотности тока в вершине трещины  $j(R_1) = 8 \cdot 10^{11} \text{A}/\text{м}^2$ ,  $\tau_F = 300\text{-}350 \text{нс}$  – линейный фронт нарастания импульса тока. Динамика темпа импульсного теплового тока будет приблизительно определяться адиабатическим нагреванием полукольцевой области основной неоднородности распределения тока:

$$t(r, \tau) = \frac{k_1}{\gamma \rho_g C_p} \int_0^{\tau} j^2(r, \tau) d\tau, \quad (3)$$

где поправочный коэффициент  $k_1 \approx 2,57$  обеспечивает значение импульсного теплового тока в момент взрыва, равное температуре сублимации пленки  $t_s = 2793 \text{K}$  [7], соответствует значению  $J_A$  и интегрально учитывает сложную динамику процессов нагревания, плавления и испарения металлической пленки. Рост максимального значения температуры в вершине трещины следует сопоставить с возможным началом разрушения вследствие термоупругих напряжений или термодеструкции полимера. Известно, что динамическая прочность металлической пленки существенно выше значения, соответствующего квазистационарным условиям нагружения [8]. Относительно недавно были получены экспериментальные данные, показывающие, что при субмикросекундных процессах динамический предел текучести алюминия сохраняет очень высокое значение (порядка 1 ГПа и более) вплоть до 0,9 от величины температуры плавления [7]. Для оценки температурных напряжений до температуры плавления алюминиевой пленки вышесказанное позволяет рассмотреть в основе известную задачу Лоренца о возникновении термоупругих напряжений в цилиндре с радиальным распределением температуры [8]. Отличие будет здесь заключаться лишь в приближении плоского напряженного состояния для кольцевой зоны кончика трещины. Кроме того, следует использовать эффективное значение модуля Юнга  $E$  и коэффициента температурного расширения  $\alpha$ , учитывающих влияние полимерной подложки. В этом случае максимальное значение тангенциальных термоупругих напряжений можно оценить по следующей формуле

$$\sigma_{\tau}(R_1, \tau) = \alpha E \left[ \frac{2}{R_2^2 - R_1^2} \int_{R_1}^{R_2} t(r, \tau) r dr - t(R_1, \tau) \right]. \quad (4)$$

Влияние полимера на процесс разрушения связано с определением эффективной глубины прогрева подложки. До начала проплавления распределение температуры по глубине полимера можно оценить по динамике проникновения импульсного теплового потока в полупространство

$$t_{pp}(R_1, x, \tau) = \frac{k_1}{\gamma \rho_g C_p} \int_0^{\tau} \left[ j(R_1, s) \frac{s}{\tau_F} \right]^2 \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\chi s}} \right) ds, \quad (5)$$

где  $\chi = \frac{\lambda}{\rho_g C_p}$  - коэффициент температуропроводности полимера;  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности;  $\rho_g$  - плотность;  $C_p$  - теплоемкость материала пленки при постоянном давлении;  $\operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\chi s}} \right)$  - дополнительная функция ошибок.

В момент времени  $\tau = 127$  нс на пределе температуры плавления полимера  $\sim 545$  К полуширина проникновения импульсного теплового фронта много меньше толщины полимерной пленки и составляет 128 нм, что оправдывает применение соотношения (5). Оценка максимального тангенциального напряжения в соответствии с формулой (4) дает величину на уровне 16,8 МПа, что существенно меньше динамического предела текучести при субмикросекундных временах нагружения. В рассматриваемых условиях скорость деформации достигает величины  $\varepsilon \sim 2,73 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>. Дальнейшее нарастание импульсного теплового потока обеспечивает проплавление поверхностного слоя полимера.

Учитывая, что величина свободного объема расплава полимера слабо и приблизительно линейно зависит от температуры и изменяется в пределах нескольких десятков процентов [7], влияние проплавленного слоя на процесс начала разрушения металлической пленки будет, по-видимому, незначительным. Процесс дальнейшего нагревания подложки будет ограничен развитием процесса ее термодеструкции. При этом следует иметь в виду, что температура допустимого нагревания расплава полимера  $t_L$  существенно зависит от темпа его нагревания. Так, при относительно медленной динамике нарастания температуры  $t \approx 1$  К/с и менее  $t_L$  для полимерных фрикционных материалов близки и составляют примерно 550 - 660 К. С ростом темпа нагревания  $t_L$  существенно возрастает.

Свойства полимерных материалов в условиях значительного динамического нагревания изучены относительно недавно. При темпе нагревания  $\partial t / \partial \tau \approx 10^7$  К/с температура допустимого перегрева для фрикционных материалов колеблется от  $t_L = 1060$  К была определена экспериментально. Для других полимеров эти значения температуры также весьма высоки и при больших темпах роста температуры теоретически могут двукратно превышать температуру плавления для обычных, квазистатических условий нагревания. В нашем случае темп роста температуры на пределе  $t_L$  для полимерных материалов достигает  $1,26 \cdot 10^6$  К/с, так что влиянием термодеструкции на начало процесса разрушения (плавление меди в ходе электровзрыва) можно пренебречь.



Газодинамическое течение продуктов терморазложения полимера будет лишь способствовать ускорению процесса разрушения уже после плавления алюминиевой пленки в зоне вершины трещины. Таким образом, в рассматриваемых исследованиях основной причиной начала разрушения следует считать развитие процесса электрического взрыва в зоне вершины трещины. Динамика пространственного распространения поперечной трещины в тонких металлических пленках является предметом отдельного рассмотрения.

**Локальное разрушение пленок пятен контактов микровыступов трибосопряжения.** Остановимся на анализе промежуточного пространства вокруг контактного пятна микровыступа. Асимметрия наблюдается в отдельных зонах там, где расстояние  $r$  от контакта велико по сравнению с радиусом  $a$  контактного пятна микровыступов  $A_C$ , которое в данном случае имеет форму круга (рис. 5).

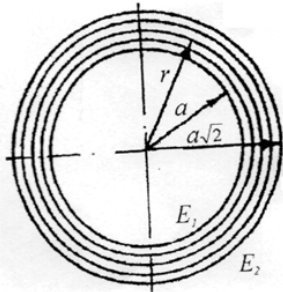


Рис. 10. Составляющие промежуточного пространства вокруг контактного пятна, имеющего радиус  $a$

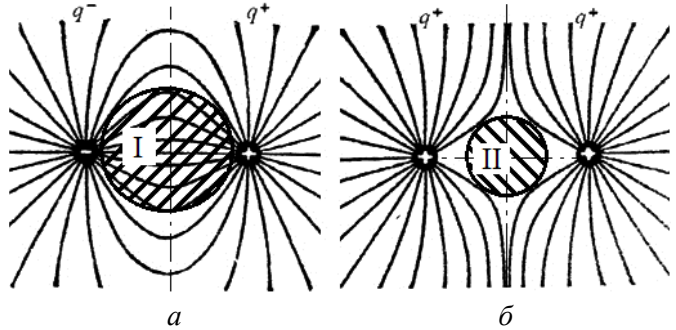


Рис. 11. Линии электрического поля между разноименными (а) и одноименными (б) зарядами с зонами (I и II) пятен контактов

Установлено, что градиент потенциала в зоне стягивания уменьшается по мере увеличения расстояния от контакта  $r$ , примерно как  $1/r^2$ . Учитывая эти факты, а также опираясь на законы Кулона и Лапласа, приходим к выводу, что общий пространственный заряд в отдаленных зонах стягивания по величине почти такой же, как и заряды в непосредственной близости от контакта (см. рис. 6 а, б). Каждый  $q$  влияет примерно как  $q/r$ , на потенциал внутри контакта и в непосредственной близости от него. Для удаленных зарядов от зоны контакта величина  $q/r$  значительно меньше, чем для зарядов, расположенных на небольших расстояниях от  $r$ . А это означает, что влияние удаленных зарядов на электрическое поле в зоне стягивания пренебрежимо мало. Такие же рассуждения справедливы и в отношении теплового поля.

На основании теоретических выкладок следуют выводы о том, что асимметрия в удаленных зонах не нарушает закономерности зависимости вида  $\varphi-t$  в наиболее узких их частях стягивания, так как градиенты температуры и напряжения в них велики, а асимметрия в удаленных зонах не отразится на общем напряжении стягивания  $U$  и на температуре  $t$  контактной поверхности.

Кроме того, в первом случае линии электрического поля не только перекрывают контакта I (по сравнению с зоной II), но и влияют на зарядно-разрядные свойства микроконденсаторов, находящихся между микровыступами пятен контакта (рис. 6, а). В то же время во втором случае (рис. 6, б) пятно контакта микровыступа не будет подвержено воздействию линий электрического поля.

Анализ распределения плотности импульсного тока около кончика трещины микровыступа в соответствии с решением модельной двумерной полевой квази-

статической задачи для тонкой пленки показывает, что в проводящей полосе длиной  $2L$  и шириной  $b$  имеется начальная поперечная трещина высотой  $H$  (см. рис.7, а). К краям полосы приложено импульсное напряжение  $u_0(t)$ . Для оценки плотности импульсного тока воспользуемся известным решением для

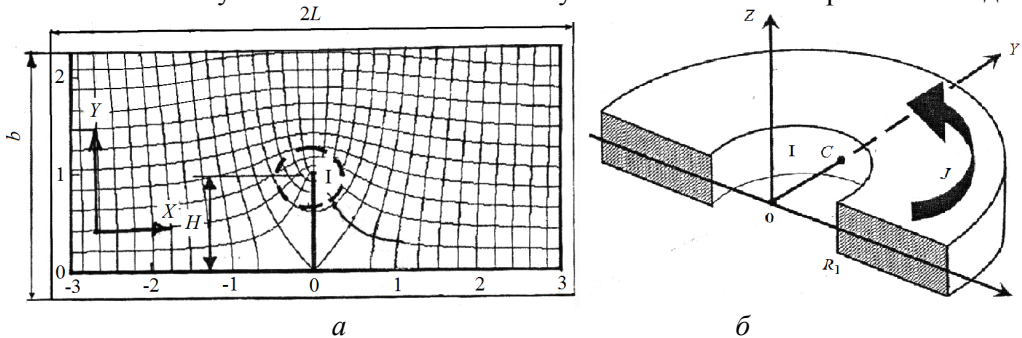


Рис. 7. Распределение электрического поля в металлической пленке с начальной трещиной в зоне I (а) и характерные зоны основной неоднородности трещины (б)

распределения поля вблизи бесконечно тонкой трещины [1]. Возмущения электрического поля затухают на характерных расстояниях  $\sim(2-3)H$ , при этом плотность тока в вершине имеет сингулярный характер  $j \sim 1/\sqrt{r}$ , где  $r$  - расстояние от кончика трещины. По данным микроскопических исследований, реальная трещина, приведенная к диаметру, имеет конечную ширину  $d$ , и вершина трещины в первом приближении может быть охарактеризована соответствующим радиусом скругления  $R_1 \approx d/2 \approx 10$  мкм. В этом случае плотность импульсного тока на кончике трещины остается большой, но конечной величиной, а неоднородность поля будет сказываться на расстояниях, не больше чем  $H$ . После несложных преобразований распределение плотности импульсного тока по радиусу представляем как

$$j(r) = j_0 \frac{r - (r_1/4 + H)}{\sqrt{(r - R_1/4)^2 + 2(r - R_1/4)H}}. \quad (6)$$

Коэффициент усиления поля на кончике трещины для условий эксперимента составлял приблизительно  $K_j = j_{\max}/j_0 \approx 5$ . Расчет полученных соотношений показывает, что модуль плотности импульсного тока вблизи вершины трещины имеет приблизительно радиально симметричный характер спада. Основная неоднородность (спад тока  $\sim$  на 85%) приходится на полукольцевую зону  $\Delta_j \approx R_2 - R_1$  с внешним радиусом  $R_2 \approx (15 \dots 20)R_1 = (150-200)$  мкм. При анализе полевых характеристик именно эта зона вносит наибольшее влияние на процессы разрушения в вершине трещины. Численные оценки показывают, что уровень плотности импульсного тока на кончике трещины достигает порядка  $\sim 10^{11} - 10^{12} \text{ А/м}^2$ . Приведенные аналитические оценки с хорошей точностью подтверждаются результатами моделирования распределения электрического поля.

Согласно методике, разработанной А.И. Вольченко, получены расчетным путем зависимости максимальных термомеханических напряжений от объемной температуры обода ленточно-колодочного тормоза при заданных конструктивных параметрах его тормозного шкива и удельных нагрузках в парах трения трибосопряжения (рис. 8). Из приведенных зависимостей следует, что при  $R_{ш} = 0,15$  и  $0,45$  м удельные нагрузки в парах трения почти не влияют на величину

ны максимальных термомеханических напряжений  $\sigma_{1\max}$ . В то же время последние уменьшаются в связи с уменьшением поверхностных так и по толщине обода температурных градиентов. При этом происходит прогрев обода шкива по его слоям.

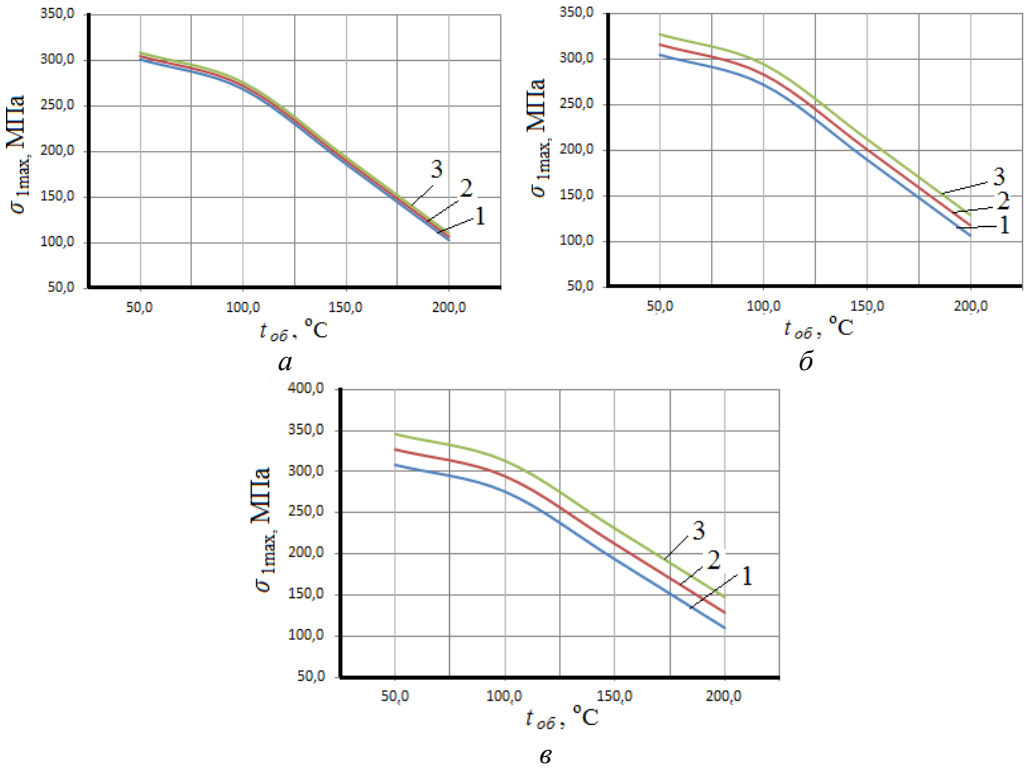


Рис. 8. Зависимость максимальных термомеханических напряжений  $\sigma_{1\max}$  от объемной температуры ( $t_{об}$ ) обода шкива (толщина  $\delta=16,0$  мм) ленточно-колодочного тормоза при: радиусах обода: а -  $R_{ш} = 0,15$ м; б -  $R_{ш} = 0,45$ м; в -  $R_{ш} = 0,75$ м; величине отношения площади поперечного сечения выступа обода к фланцу барабана  $A_1/A_2=0,5$  и удельных нагрузках в парах трения: 1 -  $p = 0,2$  МПа; 2 -  $p = 0,6$  МПа; 3 -  $p = 1,0$  МПа

Оценка характерного времени распространения термомеханических напряжений поперек толщины ( $h$ ) пленки составит  $\sim 2h/v_c \approx 10$  нс  $\ll \tau_F$ , где  $v_c \sim 6 \cdot 10^3$  м/с - скорость звука в железе, а характерный пространственный масштаб за время фронта вдоль пленки ( $\sim 2$ нм) значительно превышает основную зону неоднородного распределения импульса тока  $\Delta_j$ . Оценим динамику теплового поля с характерным временем процесса  $\tau_T \sim 4h^2/a$ .

Полагаем, что теплопроводность пленки, так же как и электропроводность, обусловлена в основном электронами проводимости. В этом случае коэффициент теплопроводности пленки будет меньше его значения для обода металлического фрикционного элемента в  $\gamma_0/\gamma \sim 3,5-4$  раза (здесь  $\gamma$  и  $\gamma_0$  соответственно - электропроводность пленки и массивного металлического фрикционного элемента). За время фронта импульса время поперечного проникновения теплоты составит  $\sim 0,2$  нс  $\ll \tau_F$ , а характерный масштаб продольного прогревания  $\sim 3-5$  мкм  $\ll \Delta_j$ . Выполненные оценки позволяют свести рассматриваемую задачу к анализу квазистационарных электрического и механического полей в условиях адиабатического нагревания зоны кончика трещины с характерным размером  $\Delta_j$ . При этом из анализа пространственно-временных масштабов основных физиче-

ских процессов и явлений следует возможность перенебрежения эффектами связанности и инерционности соответствующей задачи термоупругости. Таким образом, имеется возможность последовательности раздельного рассмотрения влияния основных факторов на процесс разрушения исследуемой пленки.

#### Выводы:

1. Электротермодинамическое разрушение металлов может быть связано со значительными величинами импульсных электрических токов, термомеханических напряжений и уровнем джоулевого разогрева. Исследовано влияние указанных факторов на процесс локального разрушения тонких металлических пленок при высоких плотностях импульсного тока  $\sim 10^{10}$ - $10^{12}$  А/м<sup>2</sup>.

2. Получены соотношения для распределения импульсных нормальных усилий и термомеханических напряжений, обусловленных импульсной удельной нагрузкой в вершине трещины. Разрывные усилия на кончике трещины, связанные с действием импульсной удельной нагрузкой малы и не могут приводить к процессу разрушения в рассматриваемых условиях.

3. Оценка максимальных тангенциальных термомеханических напряжений показывает, что их величина существенно меньше динамического предела текучести металла пленки при субмикросекундных временах нагружения.

4. Анализ процесса интенсивного джоулевого разогрева на кончике трещины свидетельствует, что в рассматриваемых условиях основным фактором начала разрушения следует считать развитие процессов электротеплового взрыва в зоне вершины трещины.

#### Список литературы

1. Емельянов О. А. Локальное разрушение тонких металлических пленок при электродинамических нагрузках / О. А. Емельянов // Журнал технической физики, Том 78, вып. 7. – 2008. – С.48-56.
2. Закревский В.А. Электрическое разрушение тонких полимерных пленок / В.А. Закревский, Н.Т. Сударь. – Физика твердого тела, том 47, вып. 5, 2005. – С. 931-936.
3. Фрикционное взаимодействие в электрических и тепловых полях металлополимерных пар трения / А.Х. Джанахмедов, А.И. Вольченко, Д.А. Вольченко и др. // Вестник Азербайджанской инженерной академии. – Баку. – 2014. - №6(2). – С.30-53.
4. Электромеханический износ и разрушение ободов тормозных шкивов буровых лебедок (часть первая) /Д.А. Вольченко, Н.А. Вольченко, М.В. Киндрачук и др. // Проблемы трения и изнашивания: научно-техн. журнал – К.:НАУ. - № 2 (63). – 2014. – С. 30 - 50.
5. Электромеханический износ и разрушение ободов тормозных шкивов буровых лебедок (часть вторая) /А.И. Вольченко, Н.А. Вольченко и др.// Проблемы трения и изнашивания: научно-техн. журнал – К.:НАУ. - № 3 (64). - 2014. – С. 4 - 16.
6. Закревский В.А. Ионизационный механизм электрического разрушения (пробоя) полимерных диэлектрических пленок / В.А. Закревский, Н.Т. Сударь. – Физика твердого тела, том 55, вып. 7, 2013. – С. 1298-1303.
7. Афанасьев Н.В. Кратковременная термостойкость неметаллических материалов / Н.В. Афанасьев, О.Ф. Шленский // М.: Химия, 1974. – 271с.
8. Бурцев В.А. Электрический взрыв проводника и его применение в электрофизических установках / В.А. Бурцев, Н.В. Калинин, А.В. Лучинский // М.: Энергоатомиздат, 1990. – 289с.
9. Канель Г.И., Разоренов С.В. // ФТТ. Т.43, вып. 5. – 2001. – С.839-845.

*М. В. КІНДРАЧУК, С. І. КРИШТОПА*

**ЛОКАЛЬНЕ РУЙНУВАННЯ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК НА ПЛЯМАХ  
КОНТАКТУ МІКРОВИСТУПІВ МЕТАЛОПОЛІМЕРНОГО  
ТРИБОСПРЯЖЕННЯ  
(частина друга)**

Проілюстровано локальне руйнування металевих плівок на плямах контактів мікрОВИСТУПІВ металополімерних пар при електротермомеханічному терті в трибоспрЯженні. В останньому превалує електричне поле.

**Ключові слова:** плями контактів, мікрОВИСТУПИ, металеві плівки, металополімерне трибоспрЯження, електричне та теплове поле, термомеханічні напруження, локальне руйнування.

*M. V. KINDRACHUK, S. I. KRYSHTOPA*

**LOCAL DESTRUCTION OF METAL FILMS ON THE CONTACT OF  
MIKROPOINTS OF METAL-POLYMER TRIBOCONJUGATE  
(part two)**

We've illustrated local destruction of metal films on the contact of mikropoints of metal-polymer pairs at electrical-thermal-mechanical friction in triboconjugate. In the triboconjugate prevails electric field. Local breakdown of metal films on the contact patch of mikropoints of metal-polymer friction pairs of brake device is the initial degree of their destruction. In the case of local breakdown of the metal film on the patch of mikropoint there is a large current density breakdown. In the area of the breakdown is release thermal energy, which is enough for the local destruction of a thin film on the contact patch of metal mikropoint. The purpose of the work is establishment of laws of local destruction of metal films of contact patch of mikropoints of triboconjugate with the position of the conceptual approach of the contact-pulse nature of electric-thermal-mechanical friction. We have considered the following questions: contact-pulse frictional interaction of mikropoints of triboconjugate with different energy activities; longitudinal and transverse electrical and thermal conductivity of metal films; electric-thermal loading of the tip of crack of a metal film of the contact patch of mikropoint; local destruction of the films of the contact patch of mikropoints of triboconjugate.

**Keywords:** contact patch, mikropoints, metal films, metal-polymer triboconjugate, electrical and thermal field, thermal-mechanical stresses, local destruction.

**Кіндрачук Мирослав Васильович** – д-р техн. наук, професор, завідувач кафедри машинознавства, Національний авіаційний університет, пр. Космонавта Комарова, 1, м. Київ, Україна, 03058, тел./факс: +38 044 406 77 73, E-mail: Kindrachuk@ukr.net.

**Криштопа Святослав Ігорович** – канд. техн. наук, доцент кафедри нафтогазового технологічного транспорту, Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, Україна, 76019, тел.: +38 03422 72 71 48, E-mail: trans@nung.edu.ua.