

06

Влияние температурной зависимости вязкости псевдопластических смазок на режим граничного трения

© Я.А. Ляшенко

Сумский государственный университет,
40007 Сумы, Украина
e-mail: nabla04@ukr.net

(Поступило в Редакцию 12 июля 2012 г.)

Рассмотрен режим граничного трения, возникающий между двумя атомарно-гладкими твердыми поверхностями при наличии ультратонкого смазочного слоя между ними. Прерывистый режим движения, характерный для граничной смазки, представлен как фазовый переход первого рода между структурными состояниями смазочного материала. Описаны термодинамическое и сдвиговое плавление. Проведен учет универсальной зависимости вязкости высокомолекулярных алканов (смазок) от температуры и градиента скорости. Проанализирована зависимость силы трения от температуры смазки и относительной скорости сдвига трущихся поверхностей. Показано, что температурная зависимость вязкости позволяет описать ряд эффектов, наблюдаемых экспериментально. Предсказана возможность продолжительных затухающих колебаний после плавления смазки до установления стационарного режима скольжения. В прерывистом режиме в широком диапазоне параметров реализуется реверсивное движение, когда верхний блок после плавления движется в обоих направлениях.

Введение

В нашей жизни особое место занимают процессы трения, поскольку мы сталкиваемся с ними на каждом шагу. Благодаря наличию статического трения между контактирующими объектами мы ходим, удерживаем в руках предметы, благодаря трению окружающие нас объекты остаются на месте и т.д. В трибологии выделяют несколько принципиально различных режимов трения: сухое — при отсутствии смазки; жидкостное, когда взаимодействующие поверхности разделены слоем смазки различной толщины и природы; смешанное — при наличии областей сухого и жидкостного трения; граничное трение — при толщине смазочного слоя в несколько атомарных диаметров. Как правило, в реальных ситуациях реализуются смешанные режимы трения, что усложняет их описание. Одной из основных характеристик трения является коэффициент трения, зависящий от природы контактирующих поверхностей и смазочного материала. Режимы смазки часто представляют в виде диаграммы Герси–Штрибека [1], которая показывает зависимость коэффициента трения от таких характеристик, как вязкость, скорость и внешняя нагрузка. На классической диаграмме с уменьшением толщины смазочного материала друг друга последовательно сменяют гидродинамический, смешанный и граничный режимы трения. Штрибек предложил диаграмму, названную впоследствии его именем, в 1902 г. С развитием техники эксперимента в последние десятилетия было выяснено, что граничный режим трения очень сложен и имеет множество особенностей [2–4], не укладывающихся в стандартную кривую Герси–Штрибека. В связи с этим в работе [4], основываясь на большом количестве экспериментальных данных, была предложена новая карта трения, обобщающая диаграмму Герси–Штрибека, на

которой более детально представлена область граничной смазки.

В настоящее время появляется большое количество экспериментальных работ по исследованию граничного трения при различных условиях. Одним из широких направлений является исследование особенностей реализации процессов граничного трения при наличии молекулярно-тонкой пленки смазочного материала между двумя атомарно-гладкими твердыми поверхностями [3–8]. Одной из причин, задающих актуальность исследования таких объектов, является то, что в последнее время стремительно развиваются технологии создания наноразмерных механических систем, а их описание, как правило, не укладывается в идеологию классической механики и требует создания новых теорий. Вторая причина кроется в том, что хотя идеализированные случаи применения атомарно-гладких поверхностей и ультратонких пленок однородных смазок далеки от условий, реализующихся в традиционных узлах трения, проведение таких экспериментов (как реальных, так и компьютерных) позволяет изучить особенности режима граничного трения, когда влияние неоднородностей смазки и шероховатостей поверхностей сводится к минимуму.

Для описания результатов экспериментов по исследованию режима граничного трения и наноконтактных явлений в настоящее время активно используют методы молекулярной динамики [9–11], а также феноменологические модели [12–15]. В частности, в работе [16] предложена синергетическая модель, в которой плавление смазочного слоя происходит за счет механизмов термодинамического и сдвигового плавления. В рамках этой модели исследовано влияние аддитивных флуктуаций основных параметров смазки в граничном режиме и показано, что их действие приводит к возникновению

новых стационарных состояний и кинетических режимов трения [17,18]. В работах Попова [12,13] разработана термодинамическая теория граничного трения, основанная на теории фазовых переходов Ландау второго рода [19], где в качестве параметра порядка выбирается модуль сдвига смазки, принимающий нулевое значение в жидкоподобной фазе. Однако работы [12,13] имеют определенное ограничение, поскольку описывают плавление смазки как непрерывный фазовый переход второго рода, в то время как в режиме граничного трения часто наблюдаются скачкообразные фазовые превращения первого рода [3,5,15], приводящие к установлению прерывистого режима движения [3–5]. В работах [20,21] проведено обобщение теории [12,13] на случай реализации фазового перехода первого рода и исследованы особенности прерывистого режима граничного трения на основе механических аналогов трибологических систем двух типов.

Модели, построенные в [20,21], адекватно описывают прерывистый режим и причины, приводящие к нему, однако учитывают зависимость эффективной вязкости граничной смазки только от градиента скорости, в то время как вязкость всегда зависит от температуры. Отсутствие такой зависимости позволяет анализировать поведение системы при изменении температуры только качественно, поскольку она все же входит в разложение свободной энергии [20,21]. Настоящая работа является продолжением [20,21] и предпринята с целью обобщения существующей модели и исследования граничного режима трения с учетом универсальной зависимости вязкости твердых алканов от температуры [22]. Отметим, что в литературе редко приводятся результаты по исследованию влияния температуры на режим граничного трения, а в [22] проведено довольно масштабное исследование, которое позволило провести обобщение, предлагаемое в настоящей работе.

1. Свободная энергия

Запишем выражение для плотности свободной энергии однородной смазки, зажатой между двумя атомарно-гладкими поверхностями, в виде [12,13,20,21]

$$f = \alpha(T - T_c)\varphi^2 + \frac{a}{2}\varphi^2\varepsilon_{el}^2 - \frac{b}{3}\varphi^3 + \frac{c}{4}\varphi^4, \quad (1)$$

где T — температура смазки, T_c — критическая температура, ε_{el} — сдвиговая упругая деформация, α, a, b, c — положительные постоянные. В выражении (1) для описания фазового состояния смазки введен параметр порядка φ , представляющий амплитуду периодической части микроскопической функции плотности среды [12,13]. В жидкоподобной фазе дальний порядок чередования атомов отсутствует, и устанавливается стационарное значение $\varphi_0 = 0$. Если же смазка твердоподобна, параметр φ принимает ненулевое значение. Разложение (1) соответствует модели фазового перехода первого рода [19,23].

Потенциал (1) обладает экстремумами, которые определяются выражением [20,21]

$$\varphi_{\mp} = \frac{b}{2c} \mp \sqrt{\left(\frac{b}{2c}\right)^2 - \left(\frac{a}{c}\varepsilon_{el}^2 + \frac{2\alpha(T - T_c)}{c}\right)}, \quad (2)$$

где φ_- отвечает максимуму потенциала (1), а φ_+ — его минимуму. Значения φ_+ соответствуют стационарным состояниям смазки. Дополнительно к условию (2) всегда существует стационарное решение $\varphi_0 = 0$, отвечающее экстремуму потенциала при нулевом значении параметра порядка, причем это может быть минимум, максимум либо плато. Согласно (2), плавление смазки (состояние со стационарным значением $\varphi_0 = 0$) равноправно достигается двумя механизмами: обычное термодинамическое плавление при повышении температуры T и „плавление сдвигом“ за счет механического воздействия с увеличением сдвиговой компоненты упругой деформации ε_{el} .

Анализ выражения (2) позволяет определить критические значения температур и деформаций, при которых в системе происходит фазовый переход. При малых значениях температуры T и деформации ε_{el} смазка твердоподобна, поскольку, согласно (2), реализуется отличное от нуля стационарное значение параметра порядка φ_0 . В этом случае потенциал имеет вид, по-

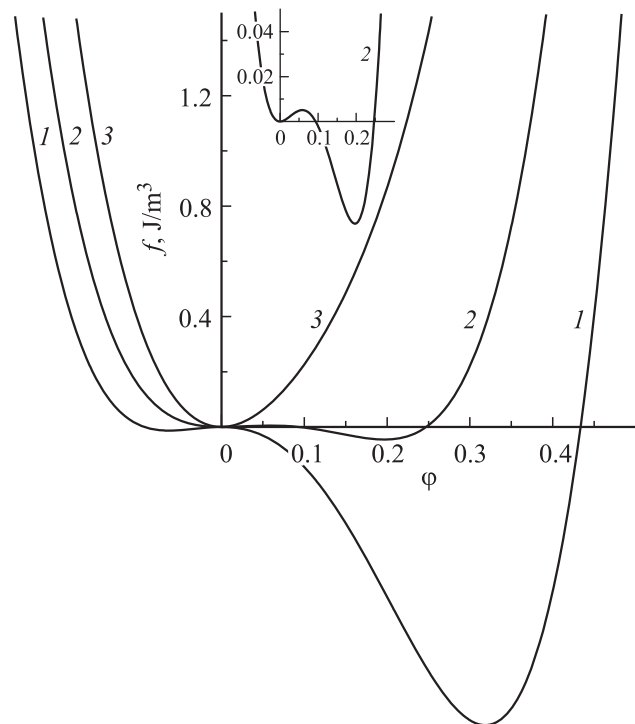


Рис. 1. Зависимость плотности свободной энергии f (1) от параметра порядка φ (безразмерная величина) при $\alpha = 0.95 \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}/\text{m}^3$, $T_c = 290 \text{ K}$, $a = 2 \cdot 10^{12} \text{ Pa}$, $b = 230 \text{ J}/\text{m}^3$, $c = 900 \text{ J}/\text{m}^3$. Кривые 1–3 отвечают температурам $T = 271, 286, 310 \text{ K}$ и деформации $\varepsilon_{el} = 3 \cdot 10^{-6}$.

казанный кривой 1 на рис. 1 (стационарное состояние соответствует минимуму при $\varphi_0 > 0$)¹.

При превышении температурой T значения

$$T_c^0 = T_c - \frac{a}{2\alpha} \varepsilon_{el}^2 \quad (3)$$

наступает ситуация, показанная кривой 2 на рис. 1, где в дополнение к минимуму при $\varphi_0 > 0$ появляется минимум потенциала при $\varphi_0 = 0$. Однако, поскольку эти минимумы разделяет потенциальный барьер (см. вставку на рисунке), переход в состояние $\varphi_0 = 0$ не происходит, и смазка остается твердоподобной. С дальнейшим увеличением температуры при превышении критического значения

$$T_{c,0} = T_c - \frac{a}{2\alpha} \varepsilon_{el}^2 + \frac{b^2}{8\alpha c} \quad (4)$$

потенциальный барьер исчезает (кривая 3 на рис. 1) и система резко, согласно механизму фазового перехода первого рода, переходит в состояние $\varphi_0 = 0$, смазка при этом плавится. Если после плавления понижать температуру, смазка резко затвердевает при температуре $T < T_c^0$ (3). Таким образом, плавление смазки происходит при температуре $T > T_{c,0}$ (4), а ее затвердевание — при меньшем значении $T < T_c^0$ (3). Согласно этому, на зависимости $\varphi_0(T)$ реализуется гистерезис по температуре [20,21], ширина которого

$$\Delta T = T_{c,0} - T_c^0 = \frac{b^2}{8\alpha c} \quad (5)$$

зависит только от констант разложения. Отметим, что при плавлении параметр порядка скачкообразно изменяется от стационарного значения $\varphi_0 = 0.5bc^{-1}$ до нулевого, а при затвердевании растет от нуля до $\varphi_0 = bc^{-1}$.

Согласно выражениям (3), (4), смазка плавится также в случае, когда возникающая в ней упругая деформация ε_{el} превышает критическое значение

$$\varepsilon_{el,c,0} = \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a} + \frac{b^2}{4\alpha c}}, \quad (6)$$

и затвердевает, когда деформация становится меньше величины

$$\varepsilon_{el,c}^0 = \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a}}. \quad (7)$$

2. Учет вязкости и карта трения

Определим упругие напряжения σ_{el} , возникающие в смазочном слое, как производную от свободной энергии f по деформации ε_{el}

$$\sigma_{el} = \mu \varepsilon_{el}, \quad (8)$$

$$\mu = a\varphi^2, \quad (9)$$

¹ Поскольку параметр порядка представляет модуляцию плотности, его отрицательные значения не имеют физического смысла, и далее рассматривается диапазон $\varphi \geq 0$.

где модуль сдвига смазки μ сводится к квадрату параметра порядка с точностью до постоянного множителя a [12,13,20,21]. Помимо упругих напряжений σ_{el} , при движении трущихся поверхностей в смазке возникает также и вязкая компонента σ_v . Сила трения F , препятствующая движению, определяется как произведение полных напряжений на площадь контакта трущихся поверхностей A

$$F = (\sigma_{el} + \sigma_v)A. \quad (10)$$

Определим вязкие напряжения в слое смазки согласно формуле [4,22]

$$\sigma_v = \eta_{eff} \dot{\varepsilon}, \quad (11)$$

где η_{eff} — эффективная вязкость смазочного материала. При проведении экспериментов по граничному трению исследуемые смазочные материалы обычно представляют собой полимерные растворы и расплавы [3,5]. Это связано с тем, что смазка не должна выдавливаться из-под поверхностей в ходе эксперимента, чего легче достигнуть при использовании длинных полимерных молекул. Такие смазки представляют собой неньютоновские псевдопластические жидкости. В то время как вязкость ньютоновских жидкостей зависит только от температуры, вязкость неньютоновских жидкостей зависит также от скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ [4]. Для псевдопластических жидкостей в отличие от дилатантных вязкость η_{eff} с ростом $\dot{\varepsilon}$ уменьшается, что способствует уменьшению трения.

В работе Сивебаака, Самойлова и Перссона [22] методом молекулярной динамики детально исследована зависимость вязкости η_{eff} линейных алканов, содержащих от 20 до 1400 атомов углерода, от температуры и скорости деформации. Измерения проводились в диапазоне температур T от 0 до 900 К. Исследовался слой смазочного материала толщиной $h \sim 3$ нм, содержащий от 6 до 8 молекулярных монослоев, зажатых между гладкими твердыми телами, что соответствует рассматриваемому в настоящей работе объекту. Это позволило авторам работы [22] получить универсальную зависимость вида

$$\log \eta_{eff} = C - n \log \dot{\varepsilon}, \quad (12)$$

где параметры C и n зависят от температуры. Из (12) видно, что при малых температурах T в состоянии покоя $\dot{\varepsilon} = 0$ эффективная вязкость η_{eff} обращается в бесконечность, что соответствует твердоподобной смазке, однако это не приводит к резкому увеличению силы трения, поскольку, согласно (10), (11), в состоянии покоя $\dot{\varepsilon} = 0$ ее вязкая компонента обращается в нуль.

В [22] показано, что твердоподобной смазке при малых температурах соответствует значение $n = 1$, в то время как при повышении температуры смазка показывает стандартное ньютоновское поведение с параметром $n = 0$. Для описания этой особенности авторы предлагают зависимость вида

$$n = \frac{1}{1 + (T/T_k)^\beta}, \quad (13)$$

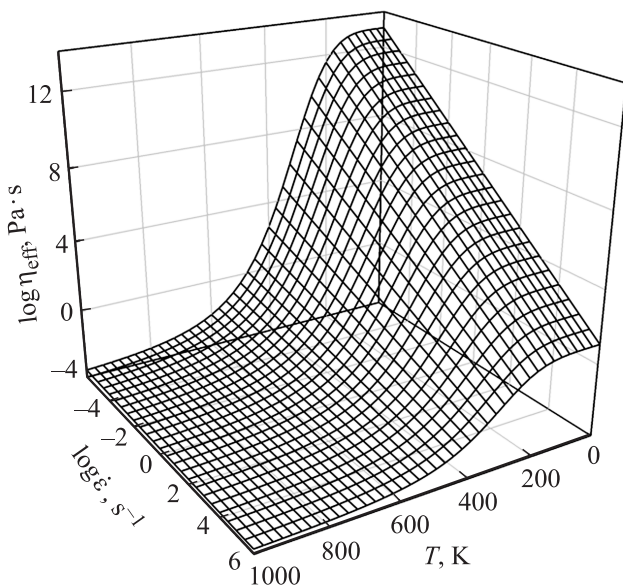


Рис. 2. Зависимость логарифма эффективной вязкости η_{eff} (12) эйкозана $\text{C}_{20}\text{H}_{42}$ от логарифма скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ и температуры T при параметрах $T_k = 353 \text{ K}$, $\beta = 4.09$ [22].

где постоянные T_k и β зависят от вида используемого полимера. В частности, для эйкозана $\text{C}_{20}\text{H}_{42}$ эти параметры составляют $T_k = 353 \text{ K}$, $\beta = 4.09$ [22].

Зависимость $C(n)$ для всех исследуемых типов полимерных смазок может быть приблизительно выражена равенством [22]:

$$C = 10.9n - 3.8. \quad (14)$$

Вместе выражения (12)–(14) дают зависимость вязкости η_{eff} от температуры T и скорости деформации $\dot{\varepsilon}$. Указанная зависимость представлена в виде трехмерной диаграммы (рис. 2), где шаг сетки по температуре равен 25 K , а $\log \dot{\varepsilon}$ изменяется с шагом 0.5 . Из диаграммы следует, что вязкость уменьшается с ростом температуры и скорости $\dot{\varepsilon}$. При повышении температуры зависимость от $\dot{\varepsilon}$ ослабляется, поскольку значение параметра n , согласно (13), с ростом T стремится к нулю, а при $n = 0$ вязкость (12) является ньютоновской.

В работах [15,20,21,24] показано, что при движении с относительной скоростью V двух трущихся поверхностей, разделенных ультратонким слоем смазки толщиной h , в слое возникают стационарные упругие деформации

$$\varepsilon_{\text{el}} = \frac{V\tau_{\varepsilon}}{h}, \quad (15)$$

где τ_{ε} — максвелловское время релаксации внутренних напряжений [12]. Выражение (15) учитывает как упругие ε_{el} , так и пластические ε_{pl} деформации, возникающие в смазке [15,20,21]. При малом значении τ_{ε} , когда справедливо адиабатическое приближение $\tau_{\varepsilon}\dot{\varepsilon}_{\text{el}} \approx 0$, при движении с изменяющейся скоростью V текущее значение деформации ε_{el} с достаточной точностью также определяется выражением (15). Для определения

скорости деформации будем пользоваться стандартным соотношением [4,22]:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{V}{h}. \quad (16)$$

Комбинируя выражения, приведенные в разд. 2, получим расчетную формулу для определения полной силы трения

$$F = \left[a\varphi^2\tau_{\varepsilon} + 10^{10.9n-3.8} \left(\frac{V}{h} \right)^{-n} \right] \frac{AV}{h}, \quad (17)$$

где стационарное значение φ определяется согласно уравнению (2), в котором упругая деформация ε_{el} задается выражением (15). Последнее выражение позволяет обобщить результаты работ [15,20,21], поскольку учитывает температурную зависимость вязкости. Отметим, что выражение (17) согласуется с исследованиями Г.И. Елифанова [1,25], который показал, что увеличение силы трения с ростом нагрузки происходит за счет роста сдвиговой площади контакта A . Однако используемое нами выражение (17) не зависит от нагрузки. Это связано с тем, что рассматриваются специфические условия трения двух атомарно-гладких поверхностей трения, разделенных ультратонким слоем смазки. В таком случае площадь контакта близка к площади поверхностей трения вне зависимости от приложенного давления. Тем более в рассматриваемом нами случае вне зависимости от площади поверхностей между ними поддерживается неизменное расстояние h . Современный инструментарий позволяет создавать такие специфические условия. Однако в реальных механизмах поверхности трения и смазка всегда имеют неоднородности, поэтому с ростом внешней нагрузки площадь истинного контакта A все же будет увеличиваться. Это позволяет при варьировании величины A оценивать влияние давления (нагрузки) на поведение системы. Отметим, что в работах [15,26] зависимость от давления учитывается явно.

Рис. 3, а показывает уменьшение силы трения (17) с ростом температуры T , что происходит за счет уменьшения модуля сдвига μ , задающего упругую компоненту силы F , а также за счет уменьшения вязкости η_{eff} , которая определяет вязкую силу трения. После плавления смазки при температуре $T > T_{c0}$ упругая компонента F становится равной нулю, однако сила трения продолжает уменьшаться за счет дальнейшего уменьшения вязкости. В работе [21] приведен аналогичный рисунок, где после плавления $F(T) = \text{const}$, поскольку вязкая компонента F в [21] зависит только от скорости сдвига V , а все кривые на рис. 3, а построены при фиксированной скорости сдвига. Зависимость $F(T)$, полученная в настоящей работе, демонстрирует более резкое снижение силы трения с ростом температуры по сравнению с результатами работы [21], поскольку здесь с ростом температуры уменьшается не только упругая, а и вязкая компоненты силы трения. В рамках модели [15,26], в которой также не учитывается температурная зависимость вязкости, сила трения после плавления продолжает уменьшение с

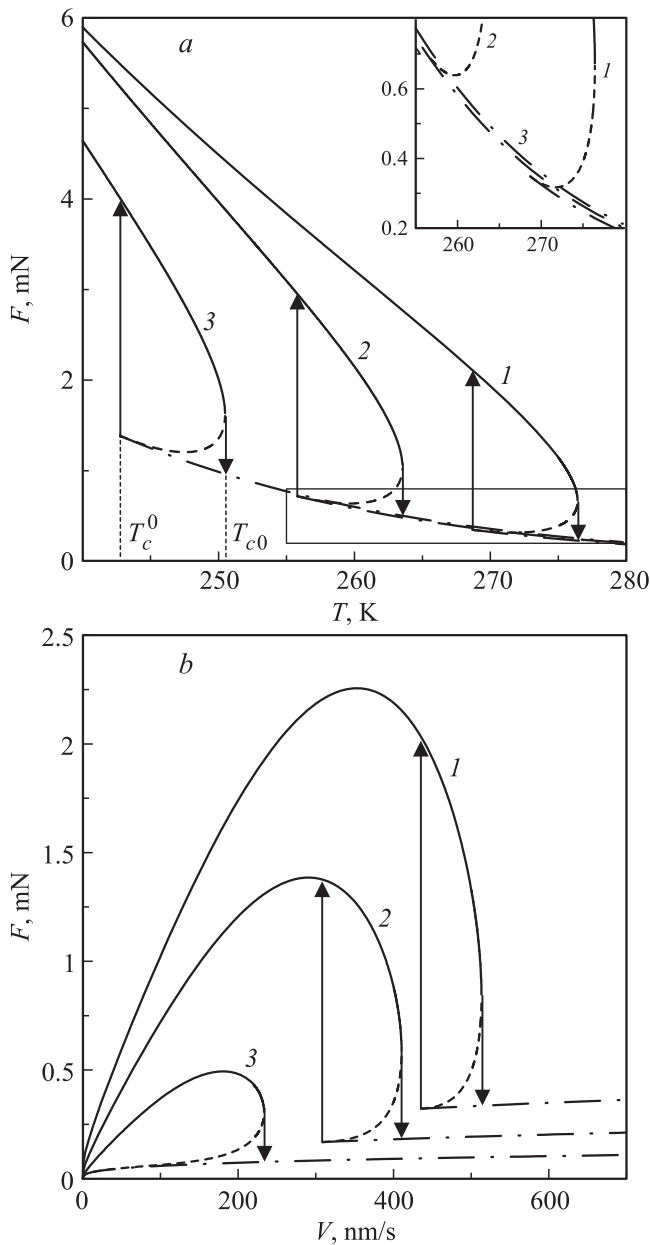


Рис. 3. Зависимость силы трения F (17) от температуры поверхностей трения T и скорости сдвига V при параметрах рис. 1, 2 и $A = 3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$, $h = 10^{-9} \text{ m}$, $\tau_e = 10^{-8} \text{ s}$: a — кривые 1–3 отвечают постоянным значениям скорости сдвига $V = 450, 570, 670 \text{ nm/s}$; b — кривые 1–3 соответствуют фиксированным значениям температуры $T = 270, 280, 292 \text{ K}$.

ростом температуры, как и в настоящей работе, однако за счет уменьшения модуля сдвига, который принимает ненулевое значение в обоих фазах смазочного материала. На зависимостях рис. 3, a наблюдается гистерезис, поскольку при фазовом переходе первого рода модуль сдвига (9) изменяется скачкообразно. На вставке к рисунку показана его увеличенная часть, выделенная прямоугольником на основном рисунке, без стрелок, указывающих переходы. На ней видно, что после плавления для всех значений скоростей зависимости $F(T)$

не совпадают — при увеличении скорости сила трения возрастает. Это может происходить только за счет роста вязких напряжений (11) при увеличении второго множителя $\dot{\epsilon} = V/h$, поскольку упругая компонента F после плавления равна нулю, а вязкость η_{eff} с ростом $V = h\dot{\epsilon}$ уменьшается.

Согласно рис. 3, b , сперва при повышении скорости полная сила трения (17) растет за счет увеличения вязких σ_v и упругих σ_{el} напряжений. Упругие напряжения при малых V растут вследствие возрастания упругой компоненты деформации (15). Однако с ростом скорости существенно уменьшается модуль сдвига μ , что в итоге приводит к уменьшению упругой составляющей F . Существует критическая скорость, при превышении которой смазка твердоподобна, однако полная сила трения начинает уменьшаться². С дальнейшим повышением скорости при $V > V_{c0}$ (на рисунке стрелка вниз) смазка плавится, а упругие напряжения (8) становятся равными нулю, что приводит к скачкообразному снижению F . Если продолжать увеличивать V после плавления, сила F растет за счет вязкой компоненты. Затвердевает смазка со скачкообразным увеличением F при скорости $V < V_c^0$ (на рисунке стрелка вверх). В работе [21] приведена подобная зависимость $F(V)$, однако после плавления все кривые совпадают, поскольку не учитывается зависимость вязкой компоненты F от температуры. Здесь же рассматривается более реалистичная ситуация, когда повышение температуры всегда приводит к снижению силы трения. Кривая 3 на рис. 3, b отличается от других: ее сплошной (устойчивое значение F до плавления) и штриховой (неустойчивое значение F) участки вместе представляют замкнутую линию. В такой ситуации после плавления (стрелка вниз) $F(V)$ всегда описывается зависимостью, показанной штрихпунктиром, поскольку смазка не может затвердеть при понижении V из-за наличия потенциального барьера (кривая 2 на рис. 1) даже при нулевой скорости сдвига [21].

3. Кинетика плавления

Рассмотрим в рамках предлагаемой модели поведение механического аналога простой трибологической системы, представленной на рис. 4 [21,26]. Здесь K — жесткость пружины, M — масса верхнего блока, скользящего по гладкой поверхности, отделенной от него слоем смазки толщиной h . Свободный конец пружины приводится в движение со скоростью V_0 . При скольжении блока по поверхности возникает сила трения F (17), замедляющая его движение.

Уравнение для определения координаты блока X имеет вид [3,12,21]

$$M\ddot{X} = K\Delta X - F. \quad (18)$$

² Наличие максимума на зависимости $F(V)$ при малых скоростях скольжения V в режиме граничной смазки экспериментально наблюдали Д.М. Толстой и Р.Л. Каплан [1,27].

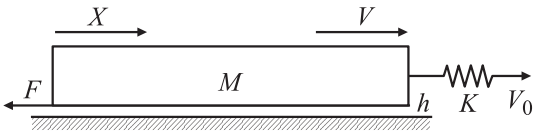


Рис. 4. Схема трибологической системы.

В последнем уравнении растяжение пружины ΔX определяется выражением

$$\Delta X = \int_0^t V_0 dt' - X, \tag{19}$$

где $t = t'$ — время движения свободного конца пружины.

Запишем кинетическое релаксационное уравнение типа Ландау–Халатникова [21,28]

$$\dot{\varphi} = -\delta \frac{\partial f}{\partial \varphi}, \tag{20}$$

где введен кинетический коэффициент δ . Или в явном виде

$$\dot{\varphi} = -\delta (2\alpha (T - T_c) \varphi + a\varphi \varepsilon_{cl}^2 - b\varphi^2 + c\varphi^3) + \xi(t). \tag{21}$$

В (21) дополнительно введено стохастическое слагаемое $\xi(t)$, представляющее малые аддитивные флуктуации, учет которых необходим из-за особенностей дальнейшего численного счета [20,21]. В простейшем случае процесс $\xi(t)$ может быть представлен как белый шум с моментами

$$\langle \xi(t) \rangle = 0; \quad \langle \xi(t) \xi(t') \rangle = 2D\delta(t - t'), \tag{22}$$

где при дальнейших расчетах интенсивность стохастического источника D принимается равной 10^{-25} с^{-1} .

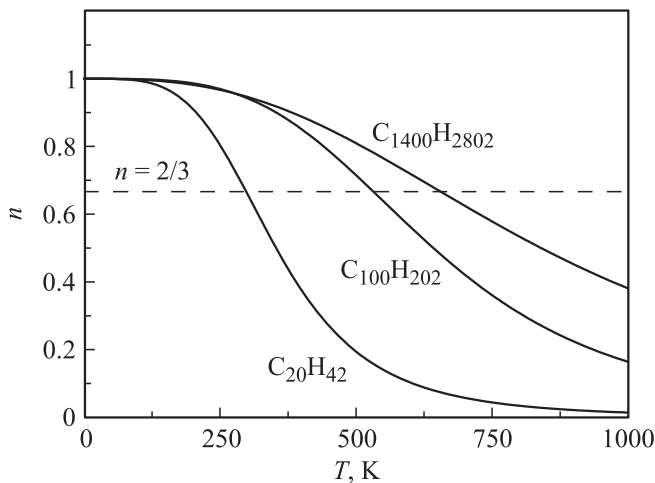


Рис. 5. Зависимость параметра n (безразмерная величина) от температуры T для трех типов смазок. Значения T_k и β взяты из работы [22]: $C_{20}H_{42}$ (353 К, 4.09); $C_{100}H_{202}$ (642 К, 3.68); $C_{1400}H_{2802}$ (840 К, 2.79).

Прежде чем рассматривать кинетику системы, приведем в графическом виде (рис. 5) зависимость $n(T)$ (13). Параметр n оказывает существенное влияние на режим трения, устанавливающийся в системе, показанной на рис. 4. Ранее для моделирования нами использовалось значение $n = 2/3$ [20,21], найденное экспериментально [4]. Как следует из рис. 5, для различных алканов данное значение реализуется при разных температурах T . Отметим, что с ростом длины молекулы C_nH_{2n+2} увеличивается как вязкость $\eta_{\text{эф}}$, так и температура плавления. Например, эйкозан $C_{20}H_{42}$, для которого приведена зависимость на рис. 2, плавится при нормальных условиях при температуре 36.4°C , в то время как температура плавления гектана $C_{100}H_{202}$ составляет 115.2°C . Для ультратонких слоев веществ, ограниченных твердыми поверхностями, эти температуры могут сильно отличаться, поскольку зависят от давления, приложенного к поверхностям, от их структуры и т.д. Это указывает на то, что при рассмотрении конкретного полимера необходимо изменять константы разложения в потенциале (1), правильный выбор которых требует проведения дополнительных экспериментов.

Для исследования кинетики процесса плавления будем численно решать систему дифференциальных уравнений (18), (21) с учетом определений, введенных в разд. 2 и 3. Полученные в результате решения указанных уравнений зависимости показаны на рис. 6. При выбранной температуре T в состоянии покоя ($\varepsilon_{cl} = 0$) смазка твердоподобна. В момент времени $t = 0$ свободный конец пружины начинает равномерное движение со скоростью $V_0 = 2 \mu\text{m/s}$. При этом возрастает сила трения (17), поскольку увеличивается скорость движения верхнего блока V . За счет роста скорости увеличивается значение упругих деформаций (15), что приводит к росту упругой компоненты напряжений σ_{cl} (8). Поскольку сначала скорость V существенно меньше, чем значение V_0 , пружина растягивается, и растяжение ΔX увеличивается. При выполнении условия $V > V_{c0}$ смазка плавится, а напряжения σ_{cl} принимают нулевое значение (нижняя панель рисунка). Поскольку упругая составляющая силы трения при этом становится равной нулю, существенно возрастает скорость проскальзывания верхнего блока V . При этом блок быстро перемещается на большое расстояние, о чем свидетельствует увеличение угла наклона зависимости $X(t)$ к оси абсцисс после плавления. Поскольку теперь блок движется со скоростью V , которая существенно превышает скорость движения свободного конца пружины V_0 , пружина сжимается, и натяжение ΔX уменьшается. После этого реализуется режим затухающих колебаний, вплоть до установления стационарного скольжения блока со скоростью $V = 2 \mu\text{m/s}$, совпадающей со скоростью движения свободного конца пружины V_0 . Указанная скорость намного больше критической V_c^0 , поэтому смазка остается жидкоподобной, обеспечивая тем самым малое значение вязкой силы трения F . Поскольку при стационарном движении поддерживается ненулевое значение силы трения, растяжение пружины не релаксирует до нуля. Оно может быть

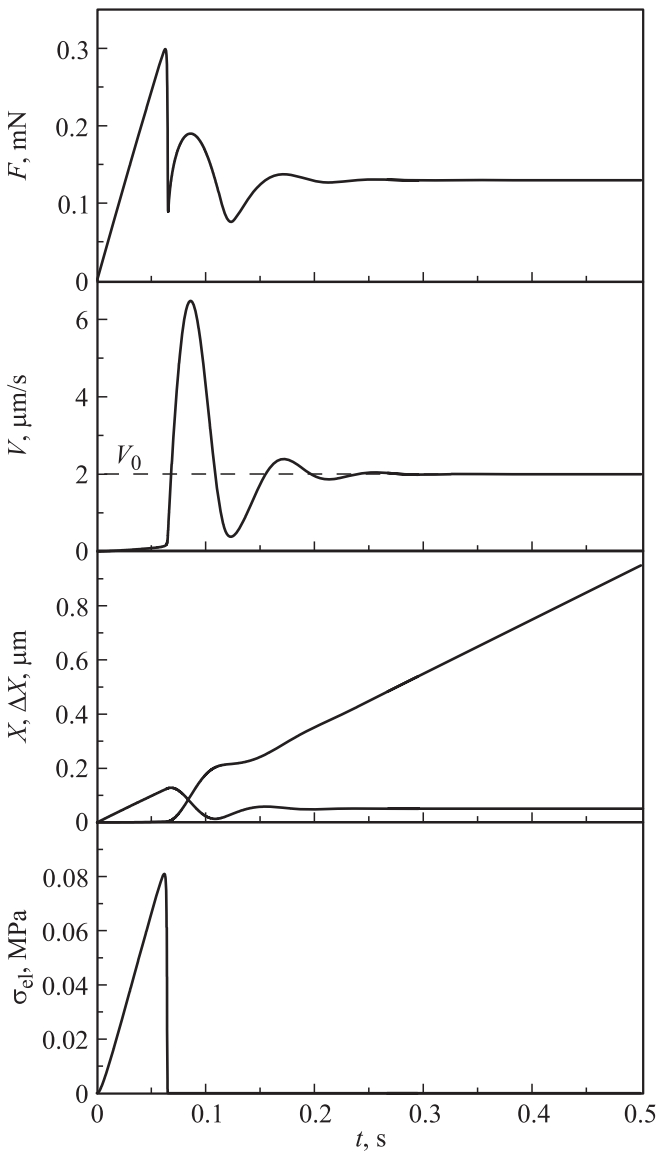


Рис. 6. Зависимости силы трения F , скорости сдвига верхней трущейся поверхности V , ее координаты X , длины растяжения пружины ΔX и упругих сдвиговых напряжений σ_{el} от времени t при параметрах рис. 3 и $M = 0.4 \text{ kg}$, $K = 2500 \text{ N/m}$, $\delta = 100 \text{ J}^{-1} \cdot \text{m}^3/\text{s}$, $T = 295 \text{ K}$, $V_0 = 2 \mu\text{m/s}$.

найденно из уравнения (18), которое в стационарном случае приводит к условию

$$K\Delta X = F. \quad (23)$$

В режиме стационарного скольжения зависимость координаты от времени приобретает линейный вид, поскольку блок движется с постоянной скоростью $V = V_0$. Отметим, что продолжительные затухающие колебания до установления стационарного скольжения обсуждались ранее в рамках синергетического представления процесса плавления смазки [29,30].

На рис. 6 приведен режим, в котором с течением времени устанавливается стационарное движение трущегося блока с постоянной скоростью. Однако существует

множество экспериментальных данных, свидетельствующих о том, что в режиме граничного трения в широком диапазоне параметров реализуется прерывистое (*stick – slip*) движение, когда относительная скорость трущихся поверхностей и сила трения периодически изменяются во времени [3,31–33]. Такой режим показан на рис. 7, который представляет те же зависимости, что и на рис. 6, только при меньшей температуре смазки T . На начальном этапе движения поведение системы качественно совпадает с поведением, показанным на рис. 6. Однако здесь плавление происходит при гораздо большем значении натяжения пружины ΔX . За счет этого после плавления движущийся блок приобретает по сравнению с рис. 6 намного большую скорость V , которая многократно превышает скорость движения свободного конца пружины V_0 . Пружина при этом сжимается, и натяжение ΔX уменьшается. В рассматривае-

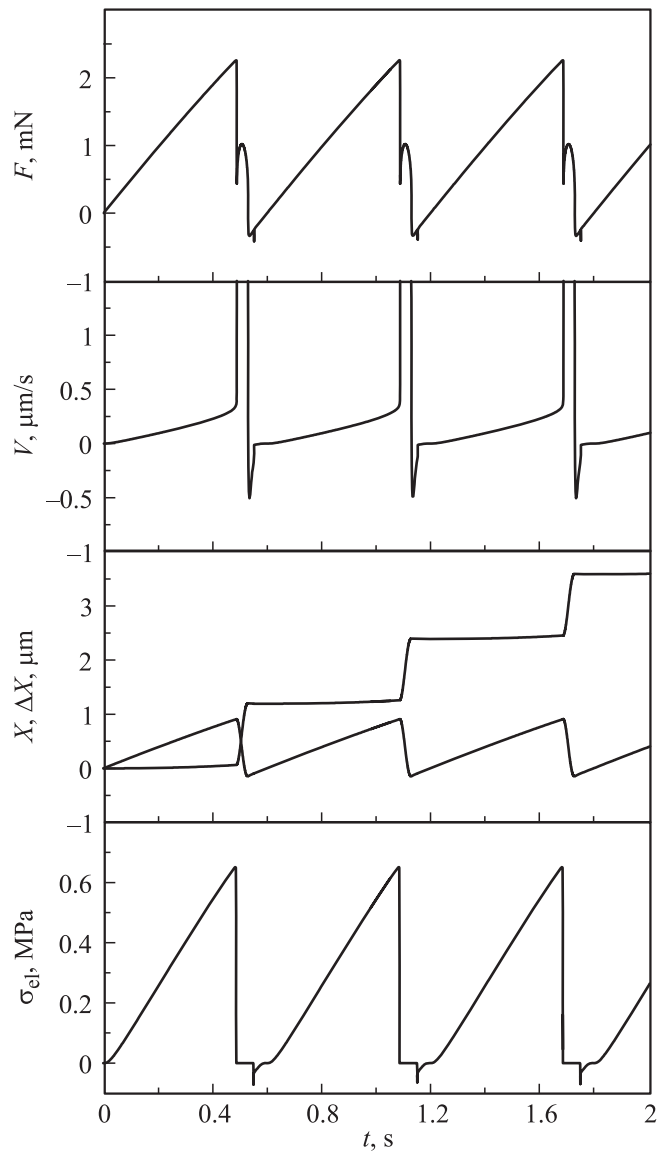


Рис. 7. Кинетические зависимости исследуемых величин при параметрах рис. 6 и $T = 270 \text{ K}$.

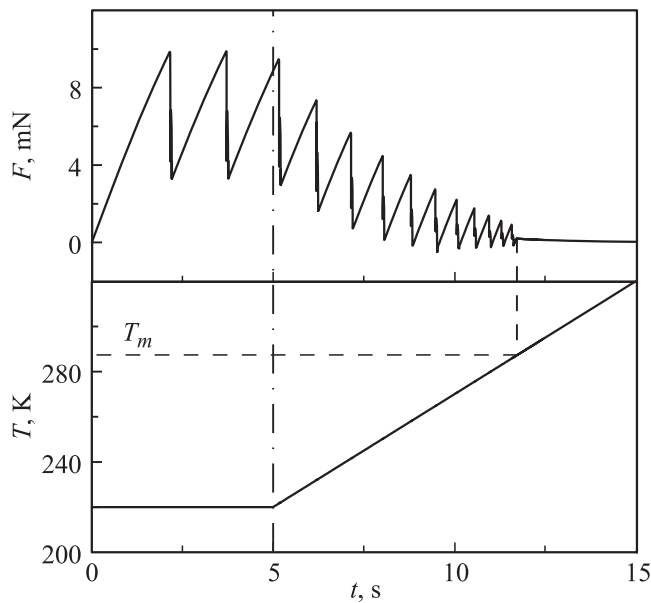


Рис. 8. Зависимость силы трения F от времени t (верхняя панель рисунка) при параметрах рис. 6 и повышении температуры T согласно зависимости (24), графически показанной на нижней панели рисунка.

мом случае ввиду малости вязкой силы трения верхний блок останавливается только тогда, когда пружина сжата ($\Delta X < 0$). После этого пружина выпрямляется, что приводит к движению верхней трущейся поверхности в обратном направлении со скоростью $V < 0$, сила трения при этом также становится отрицательной. После повторного изменения направления движения ($V > 0$), которое происходит за счет натягивания пружины и увеличения упругой движущей силы $K\Delta X$, происходит затвердевание смазки, и далее описанный процесс повторяется снова. Таким образом, устанавливается периодический режим прерывистого трения. На зависимостях силы трения от времени, приведенных на рис. 6 и рис. 7, после плавления и последующего резкого уменьшения силы трения реализуется максимум $F(t)$, причины которого подробно обсуждаются в работе [21].

Для выяснения особенностей влияния температуры смазки T на режимы функционирования трибологической системы на рис. 8 приведена зависимость силы трения от времени при постепенном увеличении температуры согласно правилу

$$T \text{ (K)} = \begin{cases} 220, & t < 5 \text{ s}, \\ 170 + 10t, & t \geq 5 \text{ s}. \end{cases} \quad (24)$$

На начальном этапе температура не изменяется, поэтому устанавливается стационарный режим прерывистого движения с пилообразной зависимостью $F(t)$. Поскольку по сравнению с рис. 7 температура имеет малое значение, сила трения здесь больше и всегда положительна, т.е. пружина натянута все время движения ($\Delta X > 0$),

и блок движется в одном направлении. Далее мы начинаем линейно увеличивать температуру („нагревать“ смазку), что приводит к уменьшению эффективной вязкости (12) (рис. 2) и соответствующему уменьшению силы трения, поэтому после превышения температурой определенного значения начинают появляться участки $F < 0$ (см. объяснение к рис. 7). На рисунке показана температура T_m , при превышении которой происходит полное плавление смазки и установление режима стационарного скольжения. Температура T_m отличается от (4), поскольку здесь рассматривается более сложный динамический случай, и на значение T_m оказывают существенное влияние такие параметры, как жесткость пружины K , масса блока M и т.д. Отметим, что на рис. 8 рост температуры смазочного материала приводит к увеличению частоты фазовых переходов, что показано ранее [20,21,26]. Однако по сравнению с указанными работами в предлагаемом рассмотрении с ростом температуры в прерывистом режиме существенно уменьшается кинетическое значение силы трения (минимальное значение F за период), что не было показано ранее. Здесь этот эффект вызван тем, что учитывается уменьшение вязкости η_{eff} смазки с ростом температуры.

На рис. 9 показана зависимость силы трения от времени с последовательным увеличением скорости V_0 . Видно, что при повышении скорости частота фазовых переходов плавление/затвердевание увеличивается. Это происходит за счет того, что при высоких скоростях быстрее устанавливается критическое значение упругих напряжений, при которых смазка плавится. Соответственно плавление наступает раньше, и за один и тот же промежуток времени система успевает совершить большее количество фазовых переходов между структурными состояниями смазочного материала. При скорости $V_0 = V_{04}$ смазка плавится полностью, и устанавливается кинетический режим скольжения с постоянной силой трения. Поскольку зависимости на рис. 9 построены при фиксированной температуре T , они качественно повторяют аналогичные зависимости, приведенные в работах [21,26].

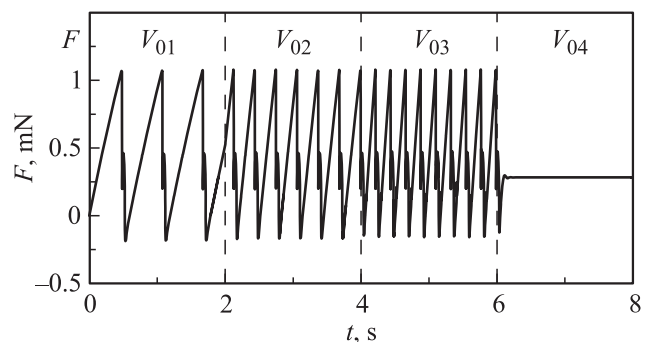


Рис. 9. Зависимость силы трения F (17) от времени t при параметрах рис. 8, температуре $T = 284 \text{ K}$ и скоростях свободного конца пружины $V_{01} = 1 \mu\text{m/s}$, $V_{02} = 2 \mu\text{m/s}$, $V_{03} = 3 \mu\text{m/s}$, $V_{04} = 4 \mu\text{m/s}$.

Заключение

В работе предложена теоретическая модель описания процессов граничного трения при наличии ультратонкой пленки смазочного материала между двумя атомарно-гладкими твердыми поверхностями. Показано, что причиной прерывистого режима трения, часто наблюдаемого в таких системах экспериментально, является фазовый переход первого рода между структурными состояниями смазочного материала. Настоящая работа позволяет расширить результаты предыдущих исследований, поскольку в ней проведен учет температурной зависимости вязкости для полимерных псевдопластических смазочных материалов. Проведено исследование влияния на прерывистый режим температуры смазки и скорости сдвига. Показано, что с ростом температуры возможно установление реверсивного движения после плавления, а также наличие продолжительных колебаний до установления стационарного скольжения. Полученные результаты качественно совпадают с известными экспериментальными данными. Модель является количественной, и при необходимости может быть применена к описанию более широкого диапазона условий реализации граничной смазки. Например, с ее помощью можно описывать процессы, происходящие при взаимном трении шероховатых поверхностей, поскольку в описании присутствует толщина смазки, которая в указанном случае будет иметь различные значения по всей плоскости контакта и изменяться в процессе движения.

Частично работа выполнена при поддержке МОН Украины в рамках проекта „Моделирование трения металлических наночастиц и граничных пленок жидкостей, которые взаимодействуют с атомарно-гладкими поверхностями“, № 0112U001380. Работа поддержана стипендией КМУ.

Список литературы

- [1] *Ахматов А.С.* Молекулярная физика граничного трения. Физматгиз, М. 1963. 472 с.
- [2] *Persson B.N.J.* Sliding friction. Physical principles and applications. NY: Springer-Verlag, 2000. 515 p.
- [3] *Yoshizawa H., Israelachvili J.* // J. Phys. Chem. 1993. Vol. 97. P. 11 300.
- [4] *Luengo G., Israelachvili J., Granick S.* // Wear. 1996. Vol. 200. P. 328.
- [5] *Berman A.D., Ducker W.A., Israelachvili I.N.* // Langmuir. 1996. Vol. 12. P. 4559.
- [6] *Yamada S.* // Langmuir. 2005. Vol. 21. P. 8724.
- [7] *Ohnishi S., Kaneko D., Ping Gong J., Osada Y., Stewart A.M., Yaminsky V.V.* // Langmuir. 2007. Vol. 23. P. 7032.
- [8] *Yamada S.* // Langmuir. 2008. Vol. 24. P. 1469.
- [9] *Braun O.M., Naumovets A.G.* Surf. Sci. Rep. 2006. Vol. 60. P. 79.
- [10] *Sivebaek I.M., Samoilov V.N., Persson B.N.J.* // Langmuir. 2010. Vol. 26. P. 8721.
- [11] *Robbins M.O., Müser M.H.* Computer Simulations of Friction, Lubrication and Wear. In Modern Tribology Handbook / Ed. by V. Bhushan. Boca Raton CRC Press, 2001. P. 717–765. cond-mat/0001056.
- [12] *Попов В.Л.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 5. С. 100.
- [13] *Popov V.L.* // Sol. Stat. Commun. 2000. Vol. 115. P. 369.
- [14] *Filippov A.E., Klafter J., Urbakh M.* Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 135 503.
- [15] *Ляшенко Я.А., Хоменко А.В., Метлов Л.С.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 8. С. 120.
- [16] *Хоменко О.В., Ляшенко Я.О.* // Журн. фіз. досл. 2007. Т. 11. С. 268.
- [17] *Хоменко О.В., Ляшенко Я.О., Борисюк В.М.* // УФЖ. 2009. Т. 54. С. 1142.
- [18] *Khomenko A.V., Lyashenko I.A., Borisyuk V.N.* // Fluct. Noise Lett. 2010. Vol. 9. P. 19.
- [19] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1995. 605 с.
- [20] *Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 6. С. 125.
- [21] *Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 1. С. 19.
- [22] *Sivebaek I.M., Samoilov V.N., Persson B.N.J.* // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108. P. 036 102.
- [23] *Попов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 20. С. 31.
- [24] *Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 5. С. 115.
- [25] *Епифанов Г.И.* Зависимость силы трения от нормальной нагрузки. В сб.: Сухое трение / Рига: Изд-во АН ЛатвССР, 1961.
- [26] *Lyashenko I.A., Khomenko A.V., Metlov L.S.* / Tribol. Int. 2011. Vol. 44. P. 476.
- [27] *Толстой Д.М., Каплан Р.Л.* Теория трения и износа. Сб. научн. тр. М.: Наука, 1965. С. 44–49.
- [28] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Докл. АН СССР. 1954. Т. 96. С. 469.
- [29] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 1. С. 27.
- [30] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // Трение и износ. 2010. Т. 31. С. 412.
- [31] *Israealachvili J.* // Surf. Sci. Rep. 1992. Vol. 14. P. 109.
- [32] *Demirel A.L., Granick S.* // J. Chem. Phys. 1998. Vol. 109. P. 6889.
- [33] *Reiter G., Demirel A.L., Peanasky J., Cai L.L., Granick S.* // J. Chem. Phys. 1994. Vol. 101. P. 2606.