

УДК 621.891

## НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГРАНИЧНОГО ТРЕНИЯ

Я. А. ЛЯШЕНКО<sup>a+</sup>, А. В. ХОМЕНКО<sup>a</sup>, Л. С. МЕТЛОВ<sup>b</sup>

Исследуется плавление ультратонкой пленки смазочного материала, зажатого между двумя атомарно гладкими твердыми поверхностями. Введен параметр избыточного объема, значение которого связывается с наличием в смазочном материале дефектов и неоднородностей. Путем минимизации свободной энергии получено кинетическое уравнение для этого параметра типа уравнения Ландау–Халатникова. Также используется кинетическое уравнение для релаксации упругих деформаций, которое в явном виде содержит относительную скорость сдвига трущихся поверхностей. При численном решении указанных уравнений построена фазовая диаграмма с областями жидкостного и сухого стационарных режимов трения при фиксированной скорости сдвига. На примере простой трибологической схемы в динамическом случае обнаружены три режима трения: сухое трение, прерывистый режим трения и жидкостное трение. Показано, что смазочный материал может плавиться как при превышении скоростью критического значения, так и за счет повышения его температуры. Рассмотрена зависимость динамической силы трения от приложенного к поверхностям давления, температуры смазочного материала и скорости сдвига. Установлено, что рост давления приводит к вынужденному упорядочению и затвердеванию смазочного материала.

**Ключевые слова:** смазочный материал, сила трения, сдвиговые напряжения и деформации, свободная энергия, фазовый переход, прерывистый режим

**Введение.** В последнее время в связи с повышением актуальности применения наноразмерных систем активно исследуется режим граничного трения. Этот режим возникает при толщине смазочного материала (СМ)  $< 10$  атомарных диаметров [1, 2]. Эксперименты показывают, что тонкий слой СМ проявляет аномальные по отношению к объемным СМ свойства [3]. В частности, наблюдается прерывистое движение (*stick-slip*) [3, 4], обычно характерное для режима сухого трения при отсутствии СМ. Такой режим объясняется как затвердевание СМ за счет сдавливания трущимися поверхностями, и дальнейшее скачкообразное его плавление при превышении сдвиговыми напряжениями предела текучести (“сдвиговое плавление”). Для снижения вклада от неоднородностей в качестве поверхностей трения в таких экспериментах обычно используют атомарно гладкие поверхности слюды [5–7], кварца [8], а также сапфира [9]. В качестве СМ применяют полимерные цепочки [10], поверхностно-активные вещества [11, 12], протеиновые составы [13] и даже металлические слои, осажденные на слюду [14].

В настоящее время существует несколько феноменологических моделей, позволяющих частично объяснить экспериментально наблюдаемые результаты. Например, такие модели, как термодинамическая [15], механистическая [16] и синергетическая [17, 18]. Причем они имеют детерминистическую [16, 17] и стохастическую [19, 20] природу. Активно проводятся исследования методами молекулярной динамики [21, 22]. Показано, что СМ обеспечивает несколько кинетических режимов, между которыми в процессе трения происходят переходы, приводящие к прерывистому трению [3]. Эти переходы представлены как фазовые переходы первого рода [23], но между состояниями, которые не являются устойчивыми термодинамическими фазами, а представляют кинетические режимы трения. В работе [19] обнаружены три основных режима: скольжение при малых скоростях сдвига, регулярный прерывистый режим и скольжение при больших скоростях сдвига. Существование этих режимов подтверждают многочисленные эксперименты [1, 3, 4, 8].

а Сумський національний університет. Україна, 40007, м. Суми, вул. Рімського-Корсакова, 2.

б Донецький фізико-технічний інститут ім. А. А. Галкіна НАН України. Україна, 83114, м. Донецьк, вул. Рози Люксембург, 72.

+ Автор, с которым следует вести переписку. e-mail: nabla04@ukr.net.

Ранее в работах [17, 18] был развит подход, согласно которому переход СМ из твердоподобного в жидкоподобное состояние происходит в результате термодинамического и сдвигового плавления. Проведено описание этих процессов, происходящих в результате самоорганизации полей сдвиговых напряжений и деформации, а также температуры СМ с учетом аддитивных шумов указанных величин [24–27] и коррелированных флуктуаций температуры [28]. Гистерезисное поведение, наблюдаемое экспериментально [29–31], рассмотрено в работах [32–34]. В работе [35] в рамках указанной модели описан периодический прерывистый режим трения, который, однако, имеет стохастическую составляющую, и может реализоваться только при наличии в системе флуктуаций. Недостатком указанной модели является то, что она не учитывает нагрузку, приложенную к поверхностям трения, и при получении основных уравнений использован ряд приближений [17].

В данной работе предложена модель, основанная на разложении свободной энергии системы по степеням параметра избыточного объема, возникающего в результате формирования дефектной структуры в СМ при его плавлении. Жидкоподобное состояние обычно интерпретируется как участок пластического течения на диаграмме нагружения и характеризуется наличием в СМ дефектов [15]. В настоящей работе для описания сильно неравновесных процессов, протекающих при скольжении двух трущихся твердых тел, разделенных слоем СМ, используется подход, основанный на теории фазовых переходов Ландау [36–39].

**Основные уравнения.** О плавлении СМ толщиной  $< 10$  молекулярных слоев судят по увеличению их объема [21] и коэффициента диффузии [21, 22, 40, 41]. Поскольку экспериментально наблюдаемой величиной из этих двух является объем, для описания состояния СМ введем параметр  $f$ , представляющий избыточный объем, возникающий за счет хаотизации структуры твердого тела в процессе плавления. С увеличением  $f$  растет плотность дефектов в СМ, и за счет их транспорта под действием приложенных напряжений он переходит в кинетический режим пластического течения (жидкоподобная фаза).

Запишем зависимость плотности свободной энергии  $\Phi$  от избыточного объема в форме разложения по параметру  $f$  в виде

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{c}{2}(\nabla f)^2 - \phi_0 f + \frac{1}{2}\phi_1 f^2 - \frac{1}{3}\phi_2 f^3 + \frac{1}{4}\phi_3 f^4, \quad (1)$$

где  $\Phi_0$ ,  $c$ ,  $\phi_0$ ,  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ,  $\phi_3$  — константы разложения.

Причем зависимость от инвариантов упругих деформаций  $\varepsilon_{ij}^e$  и температуры СМ  $T$  учтем только при младших степенях разложения

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= \Phi_0^* + \frac{1}{2}\lambda(\varepsilon_{ii}^e)^2 + \mu(\varepsilon_{ij}^e)^2; \\ \phi_0 &= \phi_0^* + \frac{1}{2}\bar{\lambda}(\varepsilon_{ii}^e)^2 + \bar{\mu}(\varepsilon_{ij}^e)^2 + \alpha T. \end{aligned} \quad (2)$$

Первый инвариант представляет собой след тензора деформаций  $\varepsilon_{ii}^e = \varepsilon_1^e + \varepsilon_2^e + \varepsilon_3^e$ , а второй определяется выражением [42]

$$(\varepsilon_{ij}^e)^2 \equiv (\varepsilon_{ii}^e)^2 - 2I_2 = (\varepsilon_1^e + \varepsilon_2^e + \varepsilon_3^e)^2 - 2(\varepsilon_1^e \varepsilon_2^e + \varepsilon_1^e \varepsilon_3^e + \varepsilon_2^e \varepsilon_3^e) = (\varepsilon_1^e)^2 + (\varepsilon_2^e)^2 + (\varepsilon_3^e)^2. \quad (3)$$

Согласно (1), упругие напряжения, возникающие в СМ, определяются как

$$\sigma_{ij}^e = \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon_{ij}^e} = \lambda \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}^e - (\bar{\lambda} \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2\bar{\mu} \varepsilon_{ij}^e) f. \quad (4)$$

Выражение (4) можно представить в виде эффективного закона Гука [43]

$$\sigma_{ij}^e = 2\mu_{eff} \varepsilon_{ij}^e + \lambda_{eff} \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} \quad (5)$$

с эффективными упругими параметрами<sup>1</sup>

<sup>1</sup> При  $f > \mu/\bar{\mu}$  следует полагать  $\mu_{eff} = 0$ , а когда  $f > \lambda/\bar{\lambda}$ , необходимо принимать  $\lambda_{eff} = 0$ .

$$\mu_{eff} = \mu - \bar{\mu}f; \quad (6)$$

$$\lambda_{eff} = \lambda - \bar{\lambda}f, \quad (7)$$

которые уменьшаются с плавлением при возрастании избыточного объема  $f$ .

Несложно показать, что (см. Приложение)

$$\varepsilon_{ii}^e = \frac{n}{\lambda_{eff} + \mu_{eff}}; \quad (8)$$

$$(\varepsilon_{ij}^e)^2 = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\tau}{\mu_{eff}} \right)^2 + (\varepsilon_{ii}^e)^2 \right], \quad (9)$$

где  $n$ ,  $\tau$  — нормальная и касательная компоненты напряжений, действующих на СМ со стороны трущихся поверхностей<sup>2</sup>. Соотношения (8) и (9) представляют связь между компонентами тензоров и их инвариантами линейной теории упругости [42].

Запишем эволюционное уравнение для неравновесного параметра  $f$  в виде уравнения Ландау-Халатникова

$$\tau_f \dot{f} = -\frac{\partial \Phi}{\partial f}, \quad (10)$$

где введено время релаксации  $\tau_f$ . В явном виде оно запишется как

$$\tau_f \frac{\partial f}{\partial t} = -c \nabla^2 f + \phi_0 - \phi_1 f + \phi_2 f^2 - \phi_3 f^3 - \frac{n^2 (\bar{\lambda} + \bar{\mu})}{(\lambda_{eff} + \mu_{eff})^2}, \quad (11)$$

где появление последнего слагаемого связано с тем, что инварианты (8) и (9) зависят от параметра  $f$ .

Получим уравнение, определяющее относительную скорость сдвига трущихся поверхностей  $V_{ij}$  и возникающие в СМ упругие деформации  $\varepsilon_{ij}^e$ . Для этого воспользуемся дебаевским приближением, связывающим упругую деформацию с пластической  $\varepsilon_{ij}^{pl}$  [15]:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{pl} = \frac{\varepsilon_{ij}^e}{\tau_e}, \quad (12)$$

где  $\tau_e$  — максвелловское время релаксации внутренних напряжений. Полная деформация в слое определится как

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \dot{\varepsilon}_{ij}^{pl}. \quad (13)$$

Эта деформация задает скорость движения верхнего блока согласно связи [44]

$$V_{ij} = h \dot{\varepsilon}_{ij} = h(\dot{\varepsilon}_{ij}^e + \dot{\varepsilon}_{ij}^{pl}), \quad (14)$$

где  $h$  — толщина пленки СМ. Из трех последних соотношений следует выражение для упругой компоненты сдвиговой деформации:

$$\tau_e \dot{\varepsilon}_{ij}^e = -\varepsilon_{ij}^e + \frac{V_{ij} \tau_e}{h}. \quad (15)$$

В настоящей работе для простоты рассматривается однородная система, и в соотношениях (1), (11) полагается  $\nabla \equiv 0$ .

<sup>2</sup> Сдвиговое напряжение  $\tau$  определяется из выражения (5) при  $i \neq j$ , т.е.  $\delta_{ij} = 0$ . В случае  $\mu_{eff} = 0$  слагаемое  $\tau / \mu_{eff}$  в (9) следует заменять, в соответствии с (5), на  $2\varepsilon_{ij}^e$ .

**Термодинамическое и сдвиговое плавление.** Система кинетических уравнений (11), (15) с учетом определений (2), (5)–(9) является замкнутой и может быть использована для исследования кинетики плавления СМ. В данном разделе рассмотрим стационарные режимы трения, устанавливающиеся в результате эволюции системы. Согласно уравнению (15), с течением времени устанавливается стационарное значение упругой компоненты сдвиговой деформации

$$\varepsilon_{y0}^e = \frac{V_{ij}\tau_e}{h}. \quad (16)$$

Для нахождения стационарных состояний всех величин необходимо численно решить эволюционное уравнение (11), используя (2), (5)–(9) и определяя значение деформации из (16).

В экспериментах часто в качестве поверхностей трения используют атомарно гладкие поверхности слюды, а в роли СМ — квазисферические молекулы октаметилциклотрасилоксана (ОМЦТС) и линейные цепные молекулы тетрадекана либо гексадекана [3, 31]. Указанные эксперименты проводят при следующих условиях: толщина слоя СМ  $h \approx 10^{-9}$  м, площадь контакта  $A \approx 3 \cdot 10^{-9}$  м<sup>2</sup>, нагрузка на верхнюю поверхность трения  $L = (2 \div 60) \cdot 10^{-3}$  Н, что соответствует нормальным напряжениям  $n = -L/A = -(6,67 \div 200) \cdot 10^5$  Па. Сила трения при этом составляет  $F \approx (2 \div 40) \cdot 10^{-3}$  Н. В рамках указанных экспериментальных работ найдено, что СМ плавится при превышении температурой критического значения  $T > T_{c0} \approx 300$  К либо при скорости сдвига  $V > V_{c0} \approx 400$  нм/с. Эти значения могут изменяться в зависимости от используемого СМ и геометрии эксперимента.

В рассматриваемой модели в соответствии с экспериментальными данными выбираются следующие значения констант теории:  $\Phi_0^* = 20$  Дж/м<sup>3</sup>;  $\lambda = 2 \cdot 10^{11}$  Па;  $\bar{\lambda} = 10^8$  Па;  $\mu = 4,1 \cdot 10^{11}$  Па;  $\bar{\mu} = 4 \cdot 10^{11}$  Па;  $\phi_0^* = 5$  Дж/м<sup>3</sup>;  $\phi_1 = 1100$  Дж/м<sup>3</sup>;  $\phi_2 = 2700$  Дж/м<sup>3</sup>;  $\phi_3 = 2070$  Дж/м<sup>3</sup>;  $\alpha = 0,45$  Дж · К<sup>-1</sup>/м<sup>3</sup>;  $h = 10^{-9}$  м;  $\tau_f = 1$  Па · с;  $\tau_e = 10^{-8}$  с;  $n = -7 \cdot 10^5$  Па.

Отметим, что время релаксации избыточного объема  $\tau_f$  имеет размерность вязкости. Фактически это означает, что с ростом эффективной вязкости СМ время установления стационарного режима трения увеличивается.

При нулевой скорости сдвига (сдвиговые напряжения и деформации равны нулю) и температуре ниже критического значения  $T < T_{c0}$  СМ находится в твердоподобной фазе, а избыточный объем принимает малое значение, растущее с температурой СМ (штрихпунктирный участок кривой 1 на рис. 1, а). При температуре  $T = T_{c0}$  избыточный объем скачкообразно увеличивается и СМ переходит в устойчивое жидкоподобное состояние (сплошной участок кривой). С дальнейшим понижением температуры он затвердевает при меньшем значении  $T = T_c^0$ . Зависимость имеет гистерезисный характер, что соответствует фазовым переходам первого рода. Согласно рис. 1, а, с повышением скорости сдвига СМ плавится при меньшем значении температуры. При скорости выше критического значения он, вне зависимости от температуры, всегда жидкоподобный (кривая 4), при этом наступает его полное плавление за счет сдвига.

На рис. 2, а приведена зависимость плотности свободной энергии  $\Phi$  от величины  $f$  при параметрах кривой 1 на рис. 1, а. При малых температурах (верхняя кривая) реализуется один минимум потенциала при малом значении  $f$  (твердоподобный СМ), который соответствует штрихпунктирной кривой на рис. 1, а. При повышении температуры (средняя кривая) появляется дополнительный минимум, отвечающий сплошной кривой на рис. 1, а, однако система не может перейти в соответствующее ему состояние, поскольку он отделен от первого минимума максимумом энергии (штриховая кривая на рис. 1, а). При дальнейшем увеличении  $T$  разграничивающий максимум исчезает (нижняя кривая), и СМ резко по механизму фазового превращения первого рода переходит в состояние, соответствующее минимуму потенциала при большом значении избыточного объема, т. е. плавится. Если теперь понизить температуру, то при появлении минимума при малом  $f$  система снова не сможет резко перейти в соответствующее состояние из-за наличия разграничающего максимума. С его исчезновением при  $T = T_c^0$  СМ скачкообразно затвердеет.

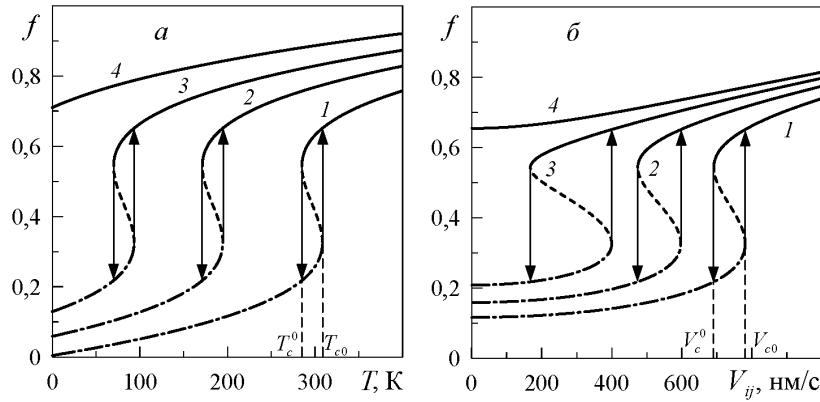


Рис. 1. Зависимости стационарного значения избыточного объема (безразмерная величина) от температуры СМ (*a*) и скорости сдвига (*б*): *a* — кривые 1—4 соответствуют фиксированным значениям скорости сдвига  $V_{ij} = 0, 800, 1100$  и  $1400 \text{ нм/с}$ ; *б* — кривые 1—4 построены при фиксированных температурах  $T = 200, 245, 280$  и  $310 \text{ К}$

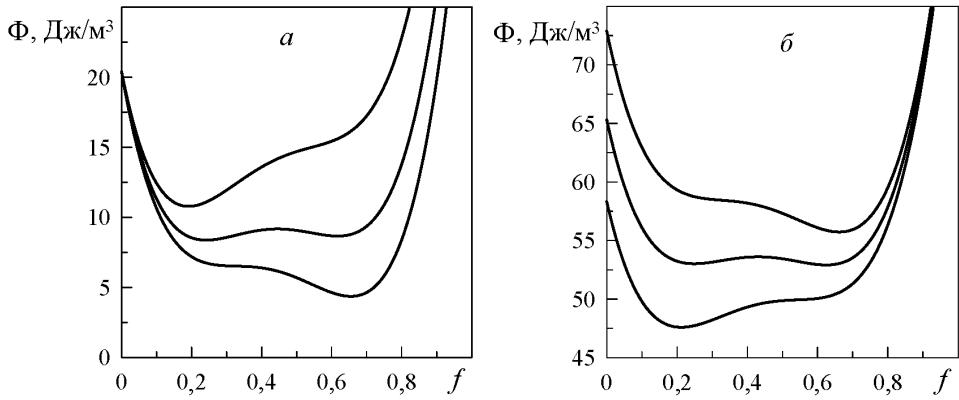


Рис. 2. Зависимости плотности свободной энергии от параметра *f* (безразмерная величина): *a* — кривые, расположенные сверху вниз, соответствуют температурам  $T = 270, 295$  и  $310 \text{ К}$  и нулевой скорости сдвига; *б* — кривые, расположенные снизу вверх, соответствуют скоростям сдвига  $V_{ij} = 680, 740$  и  $800 \text{ нм/с}$  и температуре  $T = 200 \text{ К}$

Если температура СМ фиксирована, то при превышении скоростью сдвига критического значения  $V_{c0}$  происходит его плавление, а когда  $V_{ij} < V_c^0$ , СМ затвердевает (рис. 1, *б*). В этом случае реализуется ситуация, схожая с поведением системы при повышении температуры (рис. 1, *а*), с тем отличием, что в случае сдвигового плавления с увеличением температуры СМ растет площадь фигуры, ограниченной гистерезисом. С повышением температуры СМ плавится при меньших скоростях сдвига. На рис. 2, *б* показан профиль свободной энергии при параметрах кривой 1 на рис. 1, *б*, который аналогичен профилю энергии при плавлении СМ с ростом температуры.

На рис. 3, *а* показана зависимость критических скоростей плавления  $V_{c0}$  и затвердевания  $V_c^0$  СМ от температуры *T*. Таким образом, выше кривой  $V_{c0}$  СМ находится в жидкокапельном состоянии и реализуется режим жидкостного трения (область *SF*). При значениях скорости сдвига ниже  $V_c^0$  реализуется твердоподобное состояние СМ. Между кривыми на рис. 3, *а* реализуется область гистерезиса, показанная на рис. 1 и соответствующая виду потенциала, показанного средней кривой на рис. 2. Таким образом, состояние СМ является здесь неопределенным и зависит от начальных условий. Согласно рис. 3, *а*, с ростом температуры обе критические скорости уменьшаются, пока не станут равными нулю и не наступит полное термодинамическое плавление. Отметим, что СМ плавится даже при нулевой температуре *T*, если скорость сдвига превышает критическое значение (граница области *SF* на оси ординат). То есть, рис. 3, *а* представляет фазовую диаграмму с двумя стационарными режимами трения. Расстояние между кривыми на рисунке по горизонтали при постоянной скорости (отрезок 1) представляет собой ширину гистерезиса, который реализуется на рис. 1, *а*, а расстояние по вертикали при  $T = \text{const}$  (отрезок 2) задает ширину гистерезиса на рис. 1, *б*. Из рис. 3, *а* следует, что ширина гистерезиса от температуры (отрезок 1) при изменении скорости остается постоянной, в то время как гистерезис от скорости (отрезок 2) при повышении

температуры становится значительно шире по сравнению с малыми температурами. Этот факт отражен на рис. 1. Отметим, что рис. 3, *a* можно также интерпретировать как зависимость критических температур  $T_{c0}$  и  $T_c^0$  от скорости сдвига  $V_{ij}$ .

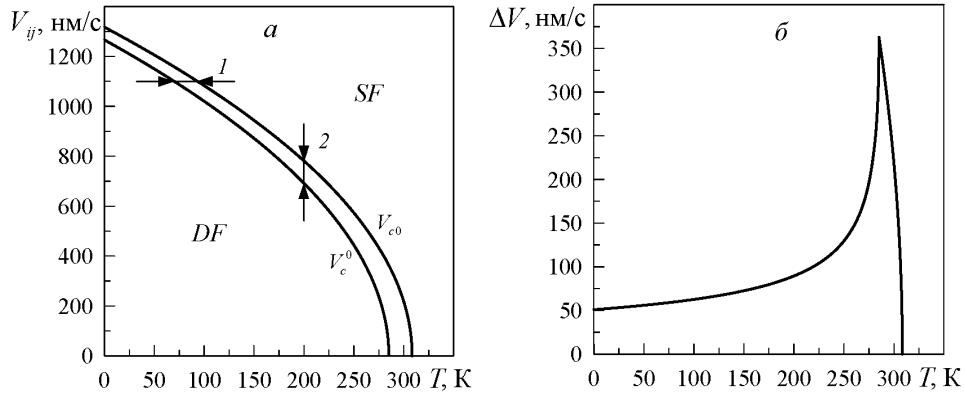


Рис. 3. Фазовая диаграмма с областями жидкостного (SF) и сухого (DF) трения (*а*) и зависимость ширины гистерезиса от температуры СМ (*б*)

На рис. 3, *б* приведена зависимость ширины гистерезиса, показанного на рис. 1, *б*, от температуры. Указанная зависимость получена при перемещении отрезка 2 на рис. 3, *а* вдоль оси  $T$ . Практически во всем диапазоне температур ширина петли гистерезиса увеличивается. Ее резкое уменьшение до нуля обусловлено тем, что, согласно рис. 3, *а*, критическая скорость  $V_c^0$  принимает нулевое значение при меньших температурах, чем  $V_{c0}$ , и после этого момента  $V_c^0$  следует полагать равной нулю. Таким образом, пик на рис. 3, *б* соответствует температуре, при которой скорость  $V_c^0$  обращается в нуль. При такой температуре в случае плавления СМ уже не может затвердеть за счет понижения скорости (согласно рис. 3, *а*, при  $V_c^0 = 0$  система не может попасть в область *DF*, однако СМ может изначально находиться в промежуточной области и при этом быть твердоподобным до значения скорости  $V_{ij} < V_{c0}$ ). Значение температуры на рис. 3, *б*, при которой ширина гистерезиса становится нулевой, отвечает ситуации, когда СМ жидкоподобен при любых скоростях сдвига (согласно рис. 3, *а*, система в этом случае всегда находится в области жидкостного трения *SF*). Расчет зависимости ширины гистерезиса по температуре  $\Delta T = T_{c0} - T_c^0$  от скорости  $V_{ij}$  показывает, что она остается постоянной при всех скоростях и  $\Delta T \approx 23,426$  К, за исключением скоростей, при которых температура  $T_c^0$  равна нулю. Здесь, как и в случае, показанном на рис. 3, *б*, ширина гистерезиса с повышением скорости монотонно обращается в нуль (см. рис. 3, *а*).

**Сила трения.** В экспериментальных работах часто приводятся кинетические зависимости силы трения при различных скоростях сдвига, толщинах СМ и нормальном давлении [1, 3, 4, 29–31]. Проанализируем влияние на силу трения температуры СМ, скорости сдвига, а также давления.

Полное напряжение, возникающее в слое СМ, определяется суммой упругой  $\sigma_{ij}^e$  и вязкой  $\sigma_{ij}^{visc}$  компонент:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^e + \sigma_{ij}^{visc}. \quad (17)$$

Силу трения определим стандартным образом:

$$F_{ij} = \sigma_{ij} A, \quad (18)$$

где  $A$  — площадь контактирующих поверхностей. Вязкие напряжения можно вычислить согласно эмпирической формуле [44]

$$\sigma_{ij}^{visc} = \frac{\eta_{eff} V_{ij}}{h}, \quad (19)$$

где  $\eta_{eff}$  — эффективная вязкость СМ. Границная смазка представляет неильтоновскую жидкость и, как правило, имеет сложную зависимость  $\eta(\dot{\varepsilon})$ . Например, вязкость полимерных растворов и расплавов с ростом скорости деформирования  $\dot{\varepsilon}$  обычно уменьшается (псевдопластические жидкости), а в случае суспензий твердых частиц вязкость с ростом  $\dot{\varepsilon}$ , наоборот, увеличивается (дилатантные жидкости). Поэтому для качественного анализа используем простую аппроксимацию [44]

$$\eta_{eff} = k(\dot{\varepsilon}_{ij})^\gamma, \quad (20)$$

позволяющую учсть обе указанные ситуации. Здесь введен коэффициент пропорциональности  $k$  ( $\text{Па} \cdot \text{с}^{\gamma+1}$ ). Согласно (20), для псевдопластических жидкостей  $\gamma < 0$ , дилатантные жидкости характеризуются показателем  $\gamma > 0$ , а в случае ньютоновских жидкостей  $\gamma = 0$ , поскольку, согласно (20), при этом вязкость не зависит от скорости.

С учетом (14), (20) выражение для вязких напряжений (19) запишется в виде

$$\sigma_{ij}^{visc} = k \left( \frac{|V_{ij}|}{h} \right)^{\gamma+1}. \quad (21)$$

После подстановки (17) и (21) в (18) получаем окончательное выражение для силы трения<sup>3</sup>:

$$F_{ij} = \left[ \sigma_{ij}^e + k \cdot \text{sgn}(V_{ij}) \left( \frac{|V_{ij}|}{h} \right)^{\gamma+1} \right] A, \quad (22)$$

где  $\sigma_{ij}^e$  задается формулой (5) при  $i \neq j$ .

Зависимость (22) показана на рис. 4. Все кривые на рис. 4, *a* соответствуют параметрам кривых на рис. 1, *a*, кроме кривой 1. Это связано с тем, что на рис. 1, *a* первая кривая построена при нулевой скорости, а в состоянии покоя сила трения равна нулю. Все кривые на рис. 4, *b* соответствуют параметрам кривых на рис. 1, *b*.

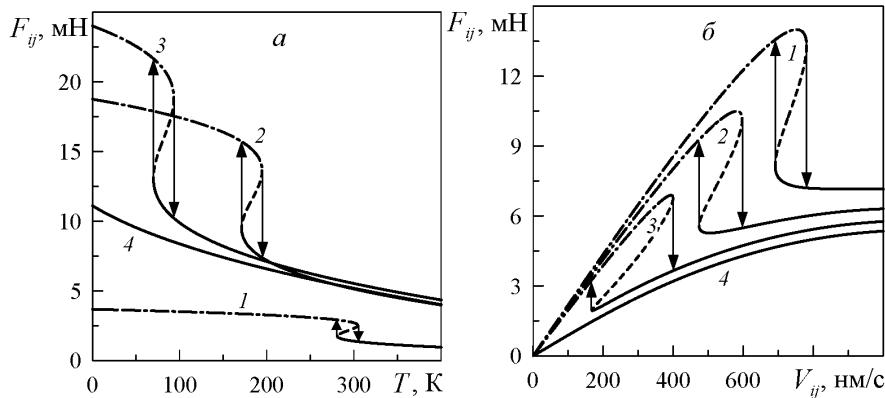


Рис. 4. Зависимости силы трения от температуры (*a*) и скорости сдвига (*b*) при  $\gamma = 2/3$ ,  $k = 1 \text{ Па} \cdot \text{с}^{5/3}$  и площади контакта  $A = 3 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$ : *a* — кривые 1—4 отвечают постоянным значениям скорости сдвига  $V_{ij} = 150, 800, 1100$  и  $1400 \text{ нм/с}$ ; *b* — кривые 1—4 соответствуют фиксированным значениям температуры  $T = 200, 245, 280$  и  $310 \text{ К}$

Согласно рис. 4, *a*, с повышением температуры сила трения уменьшается. Это происходит, поскольку увеличивается параметр  $f$ , а с его ростом уменьшается эффективный модуль сдвига  $2\mu_{eff}$  (6), что приводит к снижению значения упругой компоненты сдвиговых напряжений (5), и соответственно к меньшей силе трения (22). На зависимостях наблюдается гистерезис, поскольку при фазовом переходе модуль сдвига (6) изменяется скачкообразно. При параметрах кривой 4 СМ всегда находится в жидкокаподобном состоянии и сила трения уменьшается с температурой за счет снижения модуля сдвига (разжижения СМ).

<sup>3</sup> Здесь введены знаковая функция  $\text{sgn}(x)$  и абсолютное значение скорости сдвига  $|V_{ij}|$ , поскольку она может принимать и отрицательные значения.

Рис. 4, б демонстрирует несколько иное поведение СМ. Здесь, согласно (22), при малых скоростях сдвига СМ находится в твердоподобном состоянии и значение  $\sigma_{ij}^e$  велико, реализуется сухое трение. Повышение скорости в режиме сухого трения приводит к росту силы трения (22). При дальнейшем повышении скорости СМ плавится и упругие сдвиговые напряжения (5) существенно уменьшаются, что приводит к резкому падению полной силы трения. С дальнейшим увеличением скорости значение  $F_{ij}$  возрастает. Согласно кривой 4, в жидкоподобном состоянии СМ сила трения (22) растет за счет увеличения скорости. Отметим, что результаты, представленные на рис. 4, б, качественно совпадают с новой картой трения для граничного режима, полученной при обобщении экспериментальных данных работы [44].

На рис. 5 приведена зависимость  $F_{ij}$  от нормальных внешних напряжений, действие которых направлено на сжатие трущихся поверхностей. Согласно кривой 1, при малых скоростях сдвига СМ в выбранном диапазоне напряжений твердоподобен, что обеспечивает увеличение силы трения с ростом давления, однако в масштабах данного рисунка этот рост не заметен. Кривые 2, 3 показывают, что в промежуточном диапазоне скоростей сдвига СМ при малом значении нормального давления жидкоподобен, а дальнейшее сдавливание поверхностей приводит к его затвердеванию и увеличению полной силы трения. При больших скоростях сдвига (кривая 4) фазовый переход первого рода между жидкоподобной и твердоподобной структурами СМ не осуществляется. Здесь происходит непрерывный переход (область перегиба кривой 4) между указанными состояниями. Подобная зависимость обсуждается в экспериментальной работе [44].

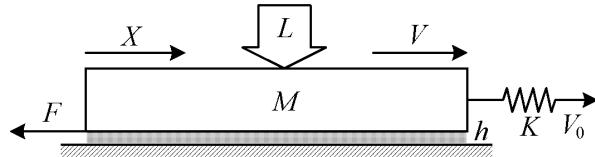
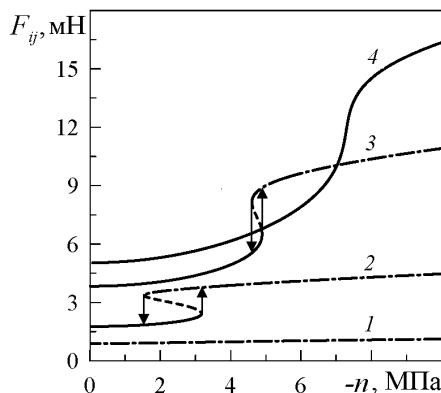


Рис. 5. Зависимость силы трения от нормального давления на поверхности трения при параметрах рис. 4 и температуре  $T = 305$  К. Кривые 1—4 отвечают постоянным значениям скоростей сдвига  $V_{ij} = 50, 200, 500$  и  $800$  нм/с

Рис. 6. Схема трибосистемы (обозначения расшифрованы в тексте)

**Прерывистый режим.** Зависимости, приведенные в предыдущих разделах статьи, получены при фиксированной скорости сдвига верхней трущейся поверхности. Однако динамические характеристики любой трибологической системы определяются свойствами системы в целом. В частности, согласно данным экспериментов, в области рассмотренного ранее гистерезиса возможна реализация прерывистого режима трения (*stick-slip*) [3, 16, 19—21, 31, 41, 44]. Типичная схема трибологической системы представлена на рис. 6. Здесь пружина с жесткостью  $K$  связана с блоком массы  $M$ , к которому приложена дополнительная нормальная нагрузка  $L$ . Блок расположен на гладкой поверхности, от которой он отделен слоем СМ толщиной  $h$ . Свободный конец пружины приводится в движение с постоянной скоростью  $V_0$ . При движении блока возникает сила трения  $F$  (22), оказывающая сопротивление его передвижению. Для ультратонких слоев СМ в режиме граничного трения в общем случае скорости блока  $V$  и пружины  $V_0$  не совпадают из-за осциллирующего характера силы  $F$ , что приводит к прерывистому движению.

Уравнение движения верхнего блока имеет вид [3, 15, 16]<sup>4</sup>

4 Далее для удобства записи будем опускать тензорные обозначения, поскольку рассматривается сдвиг в одном направлении.

$$M\ddot{X} = K \left( \int_0^t V_0 dt' - X \right) - F, \quad (23)$$

где  $t = t'$  — время движения свободного конца пружины. Для вычисления временной зависимости силы трения последнее уравнение необходимо решать совместно с (11), (15), определяя при этом  $F$  из (22). Однако время релаксации деформации  $\tau_\epsilon$  за счет тонкости слоя СМ можно положить малым по сравнению со временем релаксации избыточного объема  $\tau_f$ . Поэтому в рамках приближения  $\tau_f \gg \tau_\epsilon$  будем решать совместно два уравнения (23), (11), определяя деформацию из (16).

Результат решения указанных уравнений показан на рис. 7, согласно которому сначала сила трения монотонно возрастает, т. к. СМ твердоподобен и скорость сдвига  $V$  увеличивается. Когда скорость превышает критическое значение  $V_{c0}$ , СМ плавится, за счет чего уменьшается сила трения, растет скорость проскальзывания трущегося блока, и он быстро перемещается на большое расстояние. При этом уменьшается натяжение пружины и, соответственно, скорость сдвига. Когда скорость становится меньше значения, необходимого для поддержания СМ в жидкоподобном состоянии, он затвердевает, и сила трения снова начинает возрастать. Описанный процесс периодически повторяется во времени. Отметим, что скорость, при которой СМ затвердевает, не совпадает с аналогичной скоростью, приведенной на рис. 1. Это связано с резким увеличением скорости сдвига  $V$  при плавлении и соответствующим увеличением избыточного объема  $f$ . Согласно (6), модуль сдвига при этом становится меньше нуля, и его необходимо считать нулевым, что искажает вид потенциала (1). При этом при наличии упругих деформаций (16) упругие напряжения в СМ, согласно (5), равны нулю, что и обуславливает снижение силы трения, СМ при этом течет.

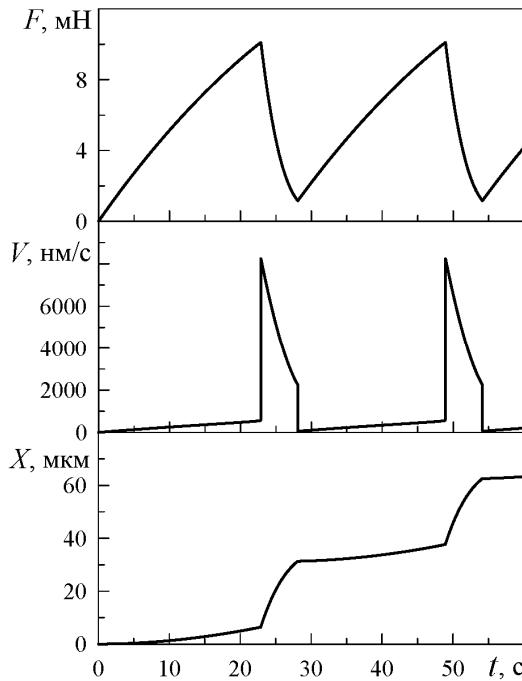


Рис. 7. Зависимости силы трения  $F$ , скорости сдвига трущегося блока  $V$  и его координаты  $X$  от времени при параметрах  $n = -7 \cdot 10^5$  Па;  $M = 0,1$  кг;  $K = 480$  Н/м;  $T = 250$  К;  $V_0 = 1200$  нм/с

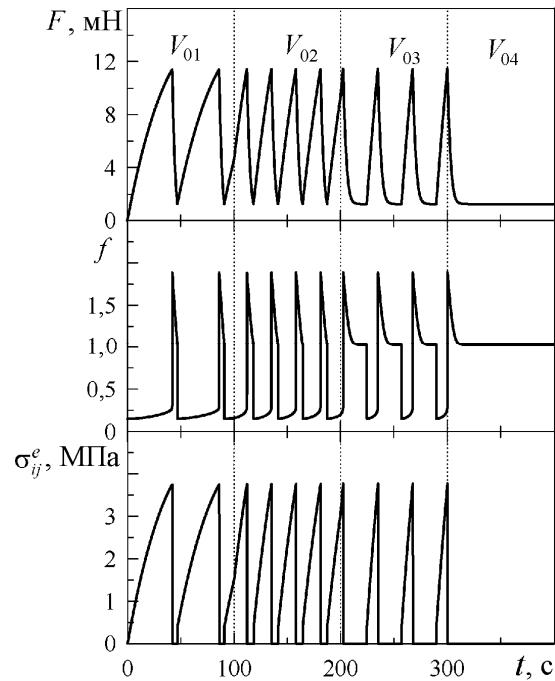


Рис. 8. Зависимости силы трения  $F$ , избыточного объема  $f$  и упругой компоненты сдвиговых напряжений  $\sigma_{ij}^e$  от времени при параметрах рис. 7, нормальных напряжениях  $n = -30 \cdot 10^5$  Па и скоростях сдвига  $V_{01} = 900$  нм/с;  $V_{02} = 1600$  нм/с;  $V_{03} = 2365$  нм/с;  $V_{04} = 2370$  нм/с

На рис. 8 показаны кинетические зависимости силы трения, избыточного объема и упругой компоненты сдвиговых напряжений при увеличении скорости  $V_0$ . Изначально движение верхнего сдвигаемого блока ( $V_0 = V_{01}$ ) приводит к росту силы трения при малом  $f$ . Когда упругие сдвиговые напряжения достигают критического значения, наступает сдвиговое плавление СМ по механизму

фазового превращения первого рода, при этом параметр  $f$  испытывает скачкообразное увеличение, а упругие напряжения становятся нулевыми. СМ после этого снова начинает затвердевать, поскольку уменьшается относительная скорость сдвига поверхностей трения (см. рис. 7). Когда он затвердевает полностью, в нем появляются упругие напряжения, последующий рост которых вновь приводит к росту параметра  $f$ , пока тот, в свою очередь, не достигнет критического значения, необходимого для плавления, и процесс повторится снова. В результате устанавливается периодический прерывистый (*stick-slip*) режим плавления/затвердевания. При повышении скорости до значения  $V_0 = V_{02}$  частота *stick-slip* пиков увеличивается за счет того, что при этой скорости быстрее устанавливается критическое значение напряжений. Соответственно, СМ быстрее плавится, и за один и тот же промежуток времени система успевает совершить большее количество переходов плавление/затвердевание. С еще большим увеличением скорости  $V_0 = V_{03}$  частота *stick-slip* пиков снова уменьшается за счет появления на зависимости  $F(t)$  кинетических участков  $F = \text{const}$ . Следует отметить, что в этом режиме при плавлении избыточный объем  $f$  сначала резко увеличивается за счет быстрого роста скорости сдвига верхнего трущегося блока  $V$ , а стационарному кинетическому участку соответствует меньшее значение избыточного объема  $f$ , устанавливающееся после резкого изначального проскальзывания трущейся поверхности за счет высвобождения части механической потенциальной энергии сжатой пружины. При дальнейшем росте скорости  $V_0 = V_{04}$  прерывистый режим исчезает и устанавливается кинетический режим трения жидкокапельного СМ. Таким образом, при увеличении скорости частота *stick-slip* пиков сначала увеличивается, затем уменьшается за счет появления длинных кинетических участков, а при превышении критического значения скорости  $V_0$  режим *stick-slip* исчезает. Описанное поведение хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [3].

В экспериментах также часто исследуется влияние на характер плавления СМ внешнего давления, приложенного перпендикулярно к поверхностям трения [3, 41]. Такие эксперименты показывают, что давление влияет на параметры трибологической системы нетривиальным образом, например, для СМ из цепных молекул гексадекана с ростом давления критическая скорость сдвига уменьшается, а для сферических молекул ОМЦТС она увеличивается [3]. Давление также влияет на частоту и амплитуду *stick-slip* переходов [3]. В рамках предлагаемой модели, согласно уравнению (11), рост нагрузки на поверхности трения приводит к уменьшению избыточного объема, что должно способствовать затвердеванию СМ.

На рис. 9 приведена временная зависимость силы трения при различных значениях давления, действие которого направлено на сдавливание поверхностей трения. При температуре ниже критического значения (верхняя часть рисунка) реализуется прерывистый режим трения, причем с ростом давления увеличивается амплитуда *stick-slip* переходов, а также уменьшается их частота. При давлении, соответствующем нормальным напряжениям  $n = n_4$ , прерывистый режим не реализуется. Однако при этом устанавливается не кинетический режим, отвечающий плавлению СМ, а происходит затвердевание СМ по причине сдавливания стенок. За счет этого СМ уже не может расплавиться и устанавливается большое значение силы трения  $F$ , соответствующее твердоподобному СМ, т. к. сдавливание стенок способствует возникновению в СМ дальнего порядка чередования атомов. На нижней части рисунка представлена зависимость при более высокой температуре  $T$ . Здесь устанавливается кинетический режим трения, соответствующий малой силе трения. С дальнейшим ростом давления следует ожидать установления *stick-slip* режима, а с еще большим увеличением нагрузки — наступления полного затвердевания СМ, как это показано на верхней части рисунка при  $n = n_4$ . Таким образом, установлены три режима трения: 1) кинетический режим, в котором СМ всегда жидкокапельен; 2) прерывистый режим, соответствующий периодическому плавлению/затвердеванию СМ; 3) режим сухого трения, характеризующийся большой силой трения и твердоподобной структурой СМ. Подобные режимы найдены также в рамках стохастической модели [19].

Согласно рис. 10, повышение температуры СМ приводит к снижению амплитуды колебаний силы трения и изменению частоты фазовых переходов. При  $T = T_4$  наступает режим скольжения, характеризующийся постоянными значениями кинетической силы трения и скорости сдвига трущегося блока. Таким образом, повышение температуры способствует плавлению СМ. Экспери-

менты с подобным исследованием влияния температуры авторам неизвестны, поэтому данная зависимость является прогнозирующей.

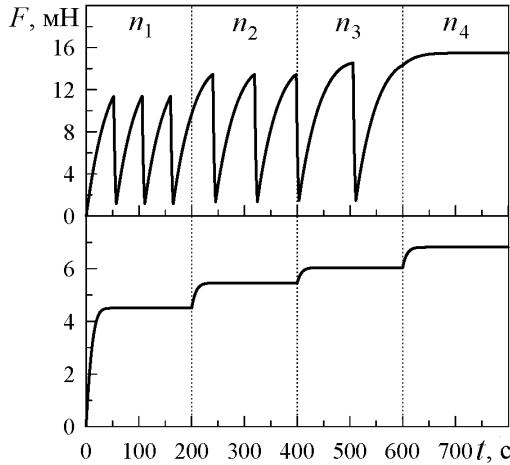


Рис. 9. Зависимость силы трения от времени при параметрах рис. 7, скорости сдвига  $V_0 = 800$  нм/с и внешней нормальной нагрузке  $n_1 = -7 \cdot 10^5$  Па;  $n_2 = -40 \cdot 10^5$  Па;  $n_3 = -50 \cdot 10^5$  Па;  $n_4 = -60 \cdot 10^5$  Па. Верхняя и нижняя части рисунка соответствуют температурам  $T = 235$  К и  $T = 350$  К

Рис. 10. Зависимость силы трения от времени при параметрах рис. 7, скорости  $V_0 = 2000$  нм/с и температуре СМ  $T_1 = 230$  К;  $T_2 = 300$  К;  $T_3 = 438$  К;  $T_4 = 439$  К

**Заключение.** Предложенная модель позволяет описать эффекты, наблюдаемые при плавлении ультратонкой пленки СМ в режиме граничного трения. Рассмотрены термодинамическое и сдвиговое плавление. При высокой температуре СМ сдвиговое плавление наступает при меньшем значении скорости сдвига, а при еще большем увеличении температуры СМ жидкоподобен даже при нулевой скорости сдвига.

Построена фазовая диаграмма в случае сдвига верхнего трущегося блока с постоянной скоростью. Также рассмотрены зависимости силы трения от скорости сдвига, температуры и давления, приложенного к трущимся поверхностям при их сдвиге с постоянной скоростью и на примере реальной трибологической системы. Описан прерывистый режим движения, возникающий из-за осциллирующего характера силы трения. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными, приведенными в работах других исследователей.

Работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины и Российского фонда фундаментальных исследований (грант Ф28/443-2009).

#### Приложение: Определение инвариантов тензора деформации

Для изотропного тела справедливо равенство [43]

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{ii} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}. \quad (\text{П.1})$$

Выбираем главные оси деформации в качестве координатных осей, тогда тензор деформаций  $\varepsilon_{ij}$  имеет только диагональные компоненты. Рассмотрим плоское деформированное состояние СМ, в котором  $\varepsilon_{22} = 0$ . Диагональные компоненты тензора напряжений в такой системе координат принимают вид

$$\sigma_1 = \lambda(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) + 2\mu\varepsilon_{11}; \quad (\text{П.2})$$

$$\sigma_2 = \lambda(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}); \quad (\text{П.3})$$

$$\sigma_3 = \lambda(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) + 2\mu\varepsilon_{33}. \quad (\text{П.4})$$

Вдоль границы СМ действует касательное напряжение [42]

$$\tau_2 = \frac{\sigma_3 - \sigma_1}{2} = \mu(\varepsilon_{33} - \varepsilon_{11}), \quad (\text{П.5})$$

а нормальное к границе СМ напряжение равно [42]

$$n_2 = \frac{\sigma_3 + \sigma_1}{2} = (\lambda + \mu)(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}). \quad (\text{П.6})$$

Тогда из (П.5), (П.6) имеем

$$\varepsilon_{11} = \frac{1}{2} \left( \frac{n_2}{\lambda + \mu} - \frac{\tau_2}{\mu} \right); \quad (\text{П.7})$$

$$\varepsilon_{33} = \frac{1}{2} \left( \frac{n_2}{\lambda + \mu} + \frac{\tau_2}{\mu} \right). \quad (\text{П.8})$$

Соответственно, первые два инварианта тензора деформации (8), (9) определяются как

$$\varepsilon_{ii} = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = \frac{n_2}{\lambda + \mu}; \quad (\text{П.9})$$

$$\varepsilon_{ij}\varepsilon_{ji} = (\varepsilon_{11})^2 + (\varepsilon_{22})^2 + (\varepsilon_{33})^2 = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\tau_2}{\mu} \right)^2 + (\varepsilon_{ii})^2 \right]. \quad (\text{П.10})$$

### Обозначения

$f$  — избыточный объем (параметр беспорядка);  $\Phi$  — плотность свободной энергии;  $\Phi_0$ ,  $c$ ,  $\phi_0$ ,  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ,  $\phi_3$  — параметры разложения;  $\varepsilon_{ij}^e$  — тензор упругих деформаций;  $T$  — температура СМ;  $\Phi_0^*$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  — параметры разложения;  $(\varepsilon_{ii}^e)^2$  — квадрат первого инварианта тензора деформаций;  $(\varepsilon_{ij}^e)^2 = (\varepsilon_1^e)^2 + (\varepsilon_2^e)^2 + (\varepsilon_3^e)^2$  — второй инвариант тензора деформаций;  $\phi_0^*$ ,  $\bar{\lambda}$ ,  $\bar{\mu}$ ,  $\alpha$  — параметры разложения;  $\varepsilon_1^e$ ,  $\varepsilon_2^e$ ,  $\varepsilon_3^e$  — диагональные компоненты тензора деформаций;  $(\varepsilon_{ii}^e)^2$  — квадрат следа тензора деформаций;  $I_2 = \varepsilon_1^e \varepsilon_2^e + \varepsilon_1^e \varepsilon_3^e + \varepsilon_2^e \varepsilon_3^e$  — второй инвариант тензора деформаций;  $\sigma_{ij}^e$  — тензор упругих напряжений;  $\delta_{ij}$  — делта-символ Кронекера;  $\mu_{eff}$ ,  $\lambda_{eff}$  — эффективные упругие постоянные (константы Ламе);  $n$  — нормальная компонента напряжений, приложенных к поверхностям трения;  $\tau$  — тангенциальная компонента напряжений;  $\tau_f$  — время релаксации избыточного объема;  $V_{ij}$  — тензор скоростей сдвига поверхностей трения;  $\varepsilon_{ij}^{pl}$  — тензор пластических деформаций;  $\tau_e$  — максвелловское время релаксации напряжений;  $\varepsilon_{ij}$  — тензор полных деформаций;  $h$  — толщина СМ;  $\varepsilon_{ij0}^e$  — стационарное значение тензора упругих деформаций;  $A$  — площадь контакта поверхностей трения;  $L$  — внешнее давление, приложенное к поверхностям трения;  $F$  — сила трения;  $T_{c0}$  — критическая температура плавления СМ;  $T_c^0$  — критическая температура затвердевания СМ;  $V_{c0}$  — критическая скорость, при которой СМ плавится;  $V_c^0$  — критическая скорость, при которой СМ затвердевает;  $\Delta T = T_{c0} - T_c^0$  — ширина гистерезиса по температуре;  $\sigma_{ij}^{visc}$  — тензор вязких напряжений;  $\sigma_{ij}$  — тензор полных напряжений;  $F_{ij}$  — тензор сил трения;  $\eta_{eff}$  — эффективная вязкость;  $\gamma$  — феноменологический коэффициент;  $K$  — коэффициент жесткости пружины;  $M$  — масса верхнего трущегося блока;  $V_0$  — скорость движения конца пружины;  $V$  — скорость движения верхнего трущегося блока;  $X$  — координата верхнего трущегося блока;  $t$  — время;  $V_{01}, V_{02}, V_{03}, V_{04}$  — фиксированные значения скоростей;  $n_1, n_2, n_3, n_4$  — фиксированные значения нормальных напряжений;  $T_1, T_2, T_3, T_4$  — фиксированные значения температуры СМ.

### Литература

1. Persson B. N. J. Sliding Friction. Physical Principles and Applications. — Berlin: Springer-Verlag. — 2000
2. Persson B. N. J., Albohr O., Tartaglino U., Volokitin A. I., and Tosatti E. On the Nature of Surface Roughness with Application to Contact Mechanics, Sealing, Rubber Friction and Adhesion // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2005 (17), R1—R62
3. Yoshizawa H., Chen Y. -L., and Israelachvili J. Fundamental Mechanisms of Interfacial Friction. 1. Relation between Adhesion and Friction // *J. Phys. Chem.* — 1993 (97), 4128—4140; Yoshizawa H. and Israelachvili J. Fundamental Mechanisms of Interfacial Friction. 2. Stick-Slip Friction of Spherical and Chain Molecules // *J. Phys. Chem.* — 1993 (97), 11300—11313
4. Smith E. D., Robbins M. O., and Cieplak M. Friction on Adsorbed Monolayers // *Phys. Rev. B.* — 1996 (54), 8252—8260
5. Israelachvili J. N. and Adams G. E. Measurement of Forces between Two Mica Surfaces in Aqueous Electrolyte Solutions in the Range 0—100 nm // *J. of the Chemical Society, Faraday Transactions 1: Physical Chemistry in Condensed Phases.* — 1978 (74), 975—1001
6. Pashley R. M. Hydration Forces between Mica Surfaces in Aqueous Electrolyte Solutions // *J. of Colloid and Interface Science.* — 1981 (80), 153—162
7. Pashley R. M. DLVO and Hydration Forces between Mica Surfaces in  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$  and  $\text{Cs}^+$  Electrolyte Solutions: A Correlation of Double-Layer and Hydration Forces with Surface Cation Exchange Properties // *J. of Colloid and Interface Science.* — 1981 (83), 531—546
8. Horn R. G., Smith D. T., and Haller W. Surface Forces and Viscosity of Water Measured between Silica Sheets // *Chem. Phys. Lett.* — 1989 (162), 404—408
9. Horn R. G., Clarke D. R., and Clarkson M. T. Direct Measurement of Surface Forces between Sapphire Crystals in Aqueous Solutions // *J. of Materials Research.* — 1988 (3), 413—416
10. Ploehn H. J. and Russel W. B. Interactions between Colloidal Particles and Soluble Polymer // *Advances in Chem. Eng.* — 1990 (15), 137—228
11. Israelachvili J. N. Intermolecular and Surface Forces: with Applications to Colloidal and Biological Systems. — New York: Academic Press. — 1991
12. Israelachvili J. N. and McGuiggan P. M. Forces between Surfaces in Liquids // *Science.* — 1988 (241), 795—800
13. Lee C. S. and Belfort G. Changing Activity of Ribonuclease A during Adsorption: A Molecular Explanation // *Proc. of the NAS of the USA.* — 1989 (86), 8392—8396
14. Parker J. L. and Christenson H. K. Measurements of the Forces between a Metal Surface and Mica across Liquids // *J. Chem. Phys.* — 1988 (88), 8013—8014
15. Попов В. Л. Термодинамика и кинетика плавления сдвигом тонкого слоя смазки, заключенного между твердыми телами // Журнал технической физики. — 2001 (71), 100—110
16. Carlson J. M. and Batista A. A. Constitutive Relation for the Friction between Lubricated Surfaces // *Phys. Rev. E.* — 1996 (53), 4153—4165
17. Khomenko A. V. and Yushchenko O. V. Solid-Liquid Transition of Ultrathin Lubricant Film // *Phys. Rev. E.* — 2003 (68), 036110 (6)
18. Khomenko A. V. and Lyashenko I. A. Temperature Dependence Effect of Viscosity on Ultrathin Lubricant Film Melting // *Cond. Matt. Phys.* — 2006 (9), 695—702
19. Filippov A. E., Klafter J., and Urbakh M. Friction through Dynamical Formation and Rupture of Molecular Bonds // *Phys. Rev. Lett.* — 2004 (92), 135503 (4)
20. Tshiprut Z., Filippov A. E., and Urbakh M. Tuning Diffusion and Friction in Microscopic Contacts by Mechanical Excitations // *Phys. Rev. Lett.* — 2005 (95), 016101 (4)
21. Braun O. M. and Naumovets A. G. Nanotribology: Microscopic Mechanisms of Friction // *Surf. Sci. Rep.* — 2006 (60), 79—158
22. Khomenko A. V. and Prodanov N. V. Molecular Dynamics Simulations of Ultrathin Water Film Confined between Flat Diamond Plates // *Cond. Matt. Phys.* — 2008 (11), 615—626
23. Brener E. A. and Marchenko V. I. Frictional Shear Cracks // *JETP Lett.* — 2002 (76), 211—214

24. Хоменко А. В., Ляшенко Я. А. Стохастическая теория прерывистого режима плавления ультратонкой пленки смазки // Журнал технической физики. — 2005 (75), 17—25
25. Хоменко А. В., Ляшенко Я. А. Плавление ультратонкой пленки смазки за счет диссипативного разогрева поверхностей трения // Журнал технической физики. — 2007 (77), 137—140
26. Хоменко О. В., Ляшенко Я. О., Борисюк В. М. Самоподібна фазова динаміка межового тертя // Український фізичний журнал. — 2009 (54), 1142—1151
27. Khomenko A. V., Lyashenko I. A., and Borisyuk V. N. Multifractal Analysis of Stress Time Series during Ultrathin Lubricant Film Melting // Fluctuation and Noise Letters. — 2010 (9), 19—35
28. Khomenko A. V. and Lyashenko I. A. Phase Dynamics and Kinetics of Thin Lubricant Film Driven by Correlated Temperature Fluctuations // Fluctuation and Noise Letters. — 2007 (7), L111—L133
29. Demirel A. L. and Granick S. Transition from Static to Kinetic Friction in a Model Lubricating System // J. Chem. Phys. — 1998 (109), 6889—6897
30. Reiter G., Demirel A. L., Peanasky J., Cai L. L., and Granick S. Stick to Slip Transition and Adhesion of Lubricated Surfaces in Moving Contact // J. Chem. Phys. — 1994 (101), 2606—2615
31. Israelachvili J. Adhesion Forces between Surfaces in Liquids and Condensable Vapours // Surf. Sci. Rep. — 1992 (14), 109—159
32. Хоменко А. В., Ляшенко Я. А. Гистерезисные явления при плавлении ультратонкой пленки смазки // Физика твердого тела. — 2007 (49), 886—890
33. Khomenko A. V. and Lyashenko I. A. Hysteresis Phenomena at Ultrathin Lubricant Film Melting in the Case of First-Order Phase Transition // Phys. Lett. A. — 2007 (366), 165—173
34. Хоменко О. В., Ляшенко Я. О. Фазова динаміка тонкої плівки мастила між твердими поверхнями при деформаційному дефекті модуля зсуву // Журнал фізичних досліджень. — 2007 (11), 268—278
35. Хоменко А. В., Ляшенко Я. А. Периодический прерывистый режим граничного трения // Журнал технической физики. — 2010 (80), 27—33
36. Метлов Л. С. Термодинамика интенсивных пластических деформаций // Металлофизика и новейшие технологии. — 2007 (29), 335—345
37. Метлов Л. С. Термодинамика неравновесных процессов в приложении к интенсивным пластическим деформациям // Известия РАН. Серия физическая. — 2008 (72), 1353—1357
38. Хоменко А. В., Ляшенко Я. А., Метлов Л. С. Фазовая динамика и кинетика интенсивной пластической деформации // Металлофизика и новейшие технологии. — 2008 (30), 859—872
39. Metlov L. S. Formation of Internal Structure of Solids under Severe Load // Phys. Rev. E. — 2010 (81), 051121 (9)
40. Thompson P. A., Grest G. S., and Robbins M. O. Phase Transitions and Universal Dynamics in Confined Films // Phys. Rev. Lett. — 1992 (68), 3448—3451
41. Gee M. L., McGuigan P. M., and Israelachvili J. N. Liquid to Solidlike Transitions of Molecularly Thin Films under Shear // J. Chem. Phys. — 1990 (93), 1895—1906
42. Качанов Л. М. Основы теории пластичности. — Москва: Наука. — 1969
43. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. — Москва: URSS. — 2007
44. Luengo G., Israelachvili J., and Granick S. Generalized Effects in Confined Fluids: New Friction Map for Boundary Lubrication // Wear. — 1996 (200), 328—335

*Поступила в редакцию 29.06.10.*

Lyashenko I. A., Khomenko A. V., and Metlov L. S. Non-Linear Thermodynamic Model of Boundary Friction.

Melting of an ultrathin lubricant film confined between two atomically flat surfaces is studied. The parameter of the excess volume is introduced whose value is related with a presence of defects and non-homogeneities in lubricant. Using minimization of free energy the Landau-Khalatnikov kinetic equation is obtained for this parameter. Kinetic equation is also used for relaxation of elastic strain, which in an obvious form contains relative shear velocity of the rubbing surfaces. At the numerical solution of pointed out equations the phase diagram, with domains corresponding to sliding and dry stationary friction regimes, is built at fixed shear velocity. On an example of simple tribological system in dynamic case three modes of friction are found out: dry, stick-slip, and sliding friction. It is shown that lubricant can melt when shear velocity exceeds the critical value and due to its temperature increase. The dependence of

dynamic friction force on pressure applied to surfaces, temperature of lubricant, and shear velocity is considered. It is shown that growth of pressure leads to the forced ordering and solidification of lubricant.

**Keywords:** lubricant material, friction force, shear stresses and strains, free energy, phase transition, stick-slip regime.