

01;11

## Трибологическая система в режиме граничного трения под периодическим внешним воздействием

© Я.А. Ляшенко

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

(Поступило в Редакцию 21 октября 2010 г.)

Исследуется механический аналог трибологической системы в режиме граничного трения. В рамках термодинамической модели исследован фазовый переход первого рода между жидкоподобной и твердоподобной структурами смазочного материала. Получены зависимости силы трения, относительной скорости сдвигаемых поверхностей, а также упругой компоненты сдвиговых напряжений, возникающих в смазке, от времени. Показано, что в жидкоподобном состоянии модуль сдвига смазки и упругие напряжения принимают нулевое значение. Описан экспериментально наблюдаемый прерывистый (stick-slip) режим трения. Показано, что с ростом температуры смазки уменьшаются частота фазовых переходов между ее структурными состояниями, а также амплитуда полной силы трения и упругих напряжений. При превышении температурной либо упругими деформациями критических значений наступает плавление смазки, и устанавливается кинетический режим скольжения, в котором упругая компонента силы трения равна нулю.

### Введение

Трибология — раздел физики, занимающийся исследованием процессов трения, свойств смазочных материалов, разрушения взаимодействующих поверхностей при их взаимном перемещении и т.п. В последние 20 лет в связи с развитием высокоточных экспериментальных методов исследования широко ведется изучение процессов трения при толщине смазочного материала менее 10 атомарных диаметров [1,2]. Устанавливающийся в такой ситуации режим трения получил название граничного трения, он часто реализуется в трущихся механизмах, работающих в гидродинамическом режиме, за счет контактирования трущихся поверхностей из-за наличия неровностей и неоднородностей [1,3]. Причем режим граничной смазки принципиально отличается как от сухого трения, в котором выполняется закон Амонтона, так и от жидкостного (гидродинамического), когда сила трения пропорциональна степенной функции скорости. Если смазка имеет толщину лишь в несколько атомарных слоев, уже нельзя говорить о ее жидкой и твердой устойчивых термодинамических фазах [4], поскольку на симметрию состояния существенное влияние оказывает взаимодействие со стороны трущихся поверхностей [5]. Поэтому в режиме граничного трения обсуждают жидкоподобные и твердоподобные состояния смазочного материала, интерпретирующиеся как кинетические режимы трения, между которыми могут происходить фазовые переходы первого рода [6], приводящие к прерывистому характеру движения [4,7].

С целью изучения динамических характеристик трибологических систем и реологических свойств смазочных материалов широко проводятся исследования с применением методов молекулярной динамики [8,9]. Однако поскольку эти методы вследствие ограничения вычислительных возможностей современных ЭВМ не способны

описывать долговременные процессы, часто используются феноменологические модели [5,7,10–13]. В частности, в работах [10,11] развит подход, согласно которому плавление ультратонкой пленки смазки, зажатой между двумя атомарно-гладкими твердыми поверхностями, осуществляется в результате термодинамического и сдвигового плавления. В рамках указанной модели проведен учет влияния аддитивных шумов основных величин [14,15] и коррелированных флуктуаций температуры [16]. Показано, что при больших значениях интенсивности флуктуаций температуры устанавливается самоподобный режим плавления смазки, в котором временные ряды напряжений приобретают мультифрактальные свойства [17,18], присущие многим системам [19–22]. Причины скачкообразного плавления и гистерезиса, наблюдаемого экспериментально [2,23,24], рассмотрены в работах [25,26]. В рамках указанной модели также описан периодический прерывистый режим трения [27,28].

В работе [5] предложена термодинамическая теория плавления тонкого слоя смазки, основанная на теории фазовых переходов Ландау [29]. В указанной модели учитывается потеря сдвиговой устойчивости, приводящая к жидкоподобной структуре смазки, как за счет термодинамического плавления, так и в результате превышения напряжениями предела текучести (сдвиговое плавление). Влияние этих факторов изучается также в работе [13], в которой параметром порядка является избыточный объем [30,31], возникающий за счет хаотизации структуры твердого тела в процессе плавления. Причем с увеличением избыточного объема уменьшается модуль сдвига смазки [13]. В работе [5] в качестве параметра порядка выбирается непосредственно модуль сдвига, принимающий нулевое значение в жидкоподобной фазе.

Однако в [5] плавление смазки описывается как непрерывный фазовый переход второго рода, в то время

как в режиме граничного трения часто наблюдаются скачкообразные фазовые переходы первого рода [4,13], приводящие к прерывистому режиму движения трущихся поверхностей [4]. Предлагаемая работа предпринята с целью описания фазового перехода первого рода и изучения кинетики плавления смазки в трибологических системах в рамках модели [5].

## 1. Трибологическая система

Рассмотрим трибологическую систему, показанную на рис. 1. Здесь две пружины с коэффициентом жесткости  $K$  связаны с блоком массы  $M$ , находящимся на роликах, трением качения которых в дальнейшем рассмотрении пренебрегаем. На указанном блоке находится второй блок, приводимый в движение за счет внешних сил. При наличии сил взаимодействия между трущимися поверхностями двух блоков при движении верхнего движется и нижний, причем его траектория принципиально зависит от режима трения. Подобная установка экспериментально исследована в работах [32,33]. В [32] в качестве трущихся поверхностей используется стальная пара трения, а в роли смазки выступает парафиновое масло ISO 32, непрерывно подающееся в зону контакта с фиксированной объемной скоростью.

Пусть  $X$ ,  $V = \dot{X}$  — координата и скорость верхнего трущегося блока,  $x$ ,  $v = \dot{x}$  — координата и скорость нижнего. Далее рассматривается случай, в котором верхний блок приводится в движение согласно циклическому закону

$$X = X_m \cos \omega t, \quad (1)$$

$$V = -X_m \omega \sin \omega t, \quad (2)$$

где  $X_m$  — амплитуда,  $\omega$  — циклическая частота. Уравнение движения нижнего блока записывается в виде [32]

$$M\ddot{x} + 2Kx - F = 0, \quad (3)$$

где  $F$  — сила трения, благодаря которой осуществляется движение нижнего блока. Таким образом, характер движения системы существенно зависит от режима трения и свойств смазочного материала, поскольку они задают  $F$ .

Сила трения определяется как произведение напряжений, возникающих в смазке, на площадь контакта трущихся поверхностей  $A$ :

$$F = \sigma A. \quad (4)$$

В режиме граничного трения в слое смазки возникают упругие  $\sigma_{el}$  и вязкие (диссипативные)  $\sigma_v$  напряже-

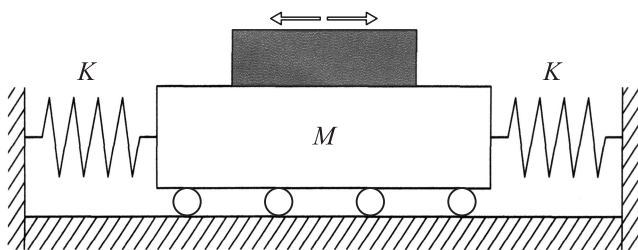


Рис. 1. Схема трибологической системы.

ния [5,13,24]. Причем с плавлением упругая компонента напряжений уменьшается, а вязкая, наоборот, увеличивается за счет повышения скорости сдвига трущихся поверхностей [24]. Полное действующее напряжение определяется суммой этих двух вкладов:

$$\sigma = \sigma_{el} + \sigma_v. \quad (5)$$

Определим вязкие напряжения в слое смазки, согласно эмпирической формуле [34]

$$\sigma_v = \frac{\eta_{\text{eff}}(V - v)}{h}, \quad (6)$$

где  $\eta_{\text{eff}}$  — эффективная вязкость смазочного материала, а  $(V - v)$  — относительная скорость движения трущихся поверхностей.

Граничная смазка представляет собой неньютоновскую жидкость. Такие жидкости имеют сложные зависимости вязкости от градиента скорости. Например, вязкость полимерных растворов и расплавов с ростом скорости деформирования  $\dot{\epsilon}$  обычно уменьшается (псевдопластические жидкости), а в случае суспензий твердых частиц вязкость с ростом  $\dot{\epsilon}$ , наоборот, увеличивается (дилатантные жидкости). Поэтому для качественного анализа используем простую аппроксимацию [34]

$$\eta_{\text{eff}} = k(\dot{\epsilon})^\gamma, \quad (7)$$

позволяющую учесть обе ситуации. Здесь введены коэффициент пропорциональности  $k$  [ $\text{Pa} \cdot \text{s}^{\gamma+1}$ ] и безразмерный показатель  $\gamma$ . Согласно (7), для псевдопластических жидкостей  $\gamma < 0$ , дилатантные характеризуются показателем  $\gamma > 0$ , а в случае ньютоновских жидкостей  $\gamma = 0$ , поскольку, согласно (7), при этом вязкость не зависит от скорости.

Скорость деформации определяется через относительную скорость движения и толщину смазки  $h$  [34]:

$$\dot{\epsilon} = \frac{V - v}{h}. \quad (8)$$

С учетом (7), (8) выражение для вязких напряжений (6) записывается в виде

$$\sigma_v = k \left( \frac{V - v}{h} \right)^{\gamma+1}. \quad (9)$$

Подставив (5) и (9) в (4), получим окончательное выражение для силы трения [13]:

$$F = \left[ \sigma_{el} + k \text{sgn}(V - v) \left( \frac{|V - v|}{h} \right)^{\gamma+1} \right] A, \quad (10)$$

где для учета направления действия силы введена знаковая функция, определяемая стандартным образом:

$$\text{sgn}(V - v) = \begin{cases} 1, & V > v, \\ -1, & V < v. \end{cases} \quad (11)$$

Таким образом, сила трения зависит от скорости движения нижнего блока  $v$  и упругих напряжений  $\sigma_{el}$ , возникающих в смазке.

## 2. Термодинамическая модель

Плотность свободной энергии для ультратонкого слоя смазочного материала записывается в виде [5]:

$$f = \alpha(T - T_c)\varphi^2 + \frac{a}{2}\varphi^2\varepsilon_{el}^2 - \frac{b}{2}\varphi^4 + \frac{c}{3}\varphi^6 + \frac{g}{2}(\nabla\varphi)^2, \quad (12)$$

где  $T$  — температура смазки,  $T_c$  — критическая температура,  $\varepsilon_{el}$  — сдвиговая компонента упругой деформации,  $\alpha$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $g$  — положительные постоянные,  $\varphi$  — параметр порядка, представляющий амплитуду периодической части микроскопической функции плотности среды [5]. Параметр  $\varphi$  равен нулю в жидкоподобной фазе и принимает ненулевое значение в твердоподобной. В потенциале (12), по сравнению с работами [5,35], изменен знак третьего слагаемого и добавлено четвертое. Такой вид разложения применяется при описании фазовых переходов первого рода [29,35]. Также в (12) во втором слагаемом дополнительно введен множитель  $a$ . Это позволяет варьировать вклад в потенциал упругой энергии.

В работе [5] квадрат параметра порядка  $\varphi^2$  численно равен модулю сдвига смазочного материала  $\mu$ . Это не позволяет применять теорию к низкоразмерным трибологическим системам с толщиной смазок в несколько атомарных диаметров, поскольку такие смазки за счет сдавливания поверхностей трения способны образовывать упорядоченные структуры, характеризующиеся большим значением модуля сдвига, иногда на несколько порядков больше, чем для объемных смазок аналогичного типа [4]. В случае  $\mu = \varphi^2$  большое значение модуля сдвига  $\mu$  в рамках модели не может быть достигнуто, поскольку разложение (12) справедливо в области значений  $\varphi^2 < 1$ .

Определим согласно (12), упругие напряжения как  $\sigma_{el} = \partial f / \partial \varepsilon_{el}$ :

$$\sigma_{el} = a\varphi^2\varepsilon_{el}. \quad (13)$$

Таким образом, с введением в разложение (12) коэффициента  $a$  модуль сдвига определяется как

$$\mu = a\varphi^2 \quad (14)$$

и может принимать большие значения при малых  $\varphi$ . Обычно в процессе трения при превышении критических значений температуры  $T$  либо упругих сдвиговых напряжений  $\sigma_{el}$  смазка плавится не полностью, а создается доменная структура с областями жидкостного и сухого трения. Наличие в (12) градиентного слагаемого позволяет учесть этот факт. Однако рассмотрение доменной структуры представляет отдельную объемную задачу и не является целью настоящей работы. Поэтому далее рассматривается поведение смазочного материала в рамках одного домена, обладающего однородной структурой, и везде полагается  $g = 0$ .

Запишем кинетическое релаксационное уравнение типа Ландау–Халатникова [29]:

$$\dot{\varphi} = -\delta \frac{\partial f}{\partial \varphi}, \quad (15)$$

где  $\delta$  — кинетический коэффициент, характеризующий инерционные свойства системы. Подставив в (15) энергию (12), получим уравнение в явном виде:

$$\dot{\varphi} = -\delta \left( 2\alpha(T - T_c)\varphi + a\varphi\varepsilon_{el}^2 - 2b\varphi^3 + 2c\varphi^5 \right) + \xi(t). \quad (16)$$

В (16) дополнительно введено слагаемое, представляющее аддитивные флуктуации типа белого шума с моментами

$$\langle \xi(t) \rangle = 0; \quad \langle \xi(t)\xi(t') \rangle = 2D\delta(t - t'), \quad (17)$$

где  $D$  представляет собой интенсивность стохастического источника. При использовании метода Эйлера для решения уравнения (16) соответствующая итерационная процедура приобретает вид [15,18]

$$\varphi_2 = \varphi_1 - \delta \left( 2\alpha(T - T_c)\varphi + a\varphi\varepsilon_{el}^2 - 2b\varphi^3 + 2c\varphi^5 \right) \Delta t + \sqrt{\Delta t} W_n. \quad (18)$$

Здесь  $\Delta t$  — шаг интегрирования по времени, и введена случайная величина  $W_n$ , определяющаяся функцией Бокса–Мюллера [18,36]:

$$W_n = \sqrt{2D} \sqrt{-2 \ln r_1} \cos(2\pi r_2), \quad r_i \in (0, 1], \quad (19)$$

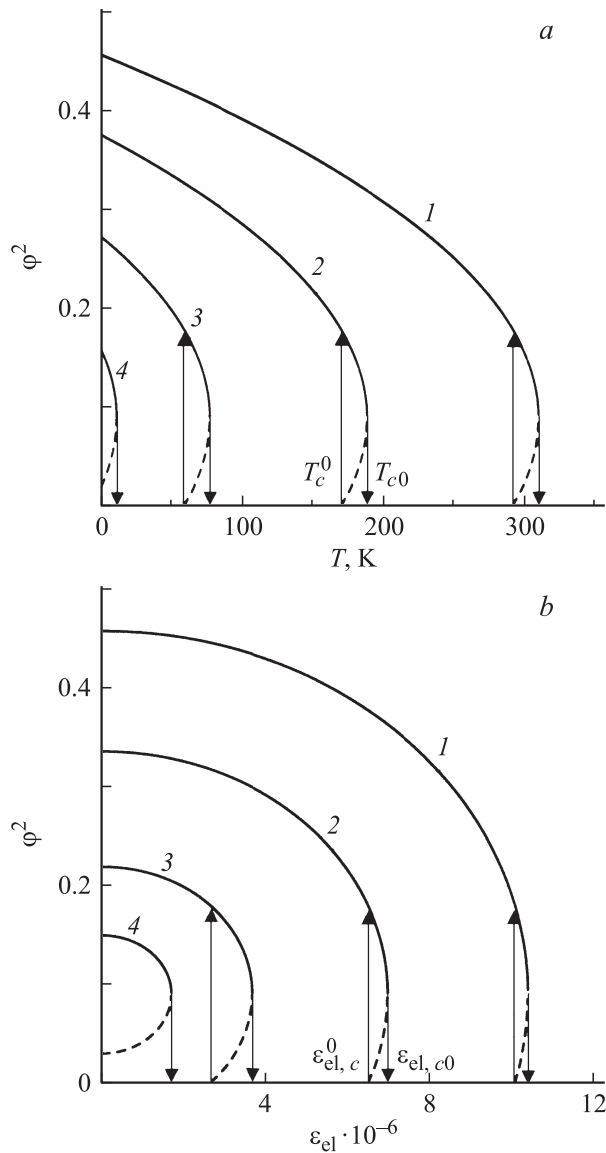
где  $r_1$ ,  $r_2$  — псевдослучайные числа с равномерным распределением. Аддитивный шум  $\xi(t)$ , согласно Флуктуационно-диссипационной теореме, имеет интенсивность  $D \sim k_B T$ , где  $k_B$  — постоянная Больцмана. При этом флуктуации настолько малы, что не могут изменить поведения системы, однако их введение необходимо, поскольку при численном решении уравнения (16) его корень  $\varphi = 0$  является устойчивым, даже если отвечает максимуму потенциала  $f(\varphi)$ . С введением  $\xi(t)$  в такой ситуации система из неустойчивого состояния перейдет в устойчивое, отвечающее минимуму энергии. Таким образом, флуктуации необходимо учитывать из-за особенностей численного счета. Далее в расчетах везде полагается  $D = 10^{-25} \text{ s}^{-1}$ .

Стационарное решение уравнения (16) в детерминистическом случае имеет вид

$$\varphi_{1,2}^2 = \frac{b}{2c} \mp \sqrt{\left(\frac{b}{2c}\right)^2 - \left(\frac{a}{2c}\varepsilon_{el}^2 + \frac{\alpha(T - T_c)}{c}\right)}, \quad (20)$$

где знак „−“ — отвечает неустойчивому решению, которому соответствуют симметричные максимумы потенциала, а „+“ — устойчивому решению с минимумом энергии.

На рис. 2 приведены стационарные значения квадрата параметра порядка, рассчитанные, согласно выражению (20), при фиксированных значениях упругой деформации (рис. 2, *a*) и температуры смазки (рис. 2, *b*). Сплошные участки кривых отвечают устойчивым стационарным состояниям, штриховые — неустойчивым.



**Рис. 2.** Зависимости стационарных значений квадрата параметра порядка  $\phi^2$  (безразмерная величина) (20) от температуры смазки  $T$  и упругой компоненты деформации  $\varepsilon_{el}$  (безразмерная величина) при параметрах  $\alpha = 0.7 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}/\text{m}^3$ ,  $T_c = 290 \text{ K}$ ,  $a = 4 \cdot 10^{12} \text{ Pa}$ ,  $b = 285 \text{ J}/\text{m}^3$ ,  $c = 1600 \text{ J}/\text{m}^3$ :  $a$  — кривые 1–4 соответствуют фиксированным значениям деформации  $\varepsilon_{el} = 0, 6.5 \cdot 10^{-6}, 9 \cdot 10^{-6}, 10.2 \cdot 10^{-6}$ ,  $b$  — кривые 1–4 построены при фиксированных температурах  $T = 0 \text{ K}, 170, 270, 300 \text{ K}$ .

При нулевых упругих деформациях и малом значении температуры  $T$  смазка твердоподобна, поскольку реализуется отличное от нуля значение параметра  $\phi$ , и, согласно (14), модуль сдвига  $\mu$  также не равен нулю (рис. 2,  $a$ , сплошной участок кривой 1). В этом случае потенциал (12) имеет два симметричных минимума, которые разделены нулевым максимумом. При превышении температурой критической величины

$$T_{c0} = T_c - \frac{a}{2\alpha} \varepsilon_{el}^2 + \frac{b^2}{4\alpha c} \quad (21)$$

квадрат параметра порядка скачкообразно изменяется до нулевого значения с переходом смазки в жидкоподобное состояние, в котором потенциал  $f(\phi)$  имеет единственный нулевой минимум. Если после указанного перехода понижать  $T$ , смазка затвердевает при меньшем значении температуры

$$T_c^0 = T_c - \frac{a}{2\alpha} \varepsilon_{el}^2 \quad (22)$$

и квадрат параметра порядка снова становится ненулевым. В промежуточной области  $T_c^0 < T < T_{c0}$  потенциал характеризуется двумя симметричными минимумами (сплошной участок кривой), которые отделены от нулевого минимума симметричными максимумами (штриховой участок). Таким образом, зависимость  $\phi^2(T)$  имеет гистерезисный характер и соответствует фазовым переходам первого рода. Согласно рис. 2,  $a$  с повышением упругой деформации смазка плавится при меньшем значении температуры. Кривая 4 отвечает ситуации, в которой после плавления смазка уже не может затвердеть за счет понижения температуры.<sup>1</sup> С дальнейшим повышением скорости выше определенного критического значения смазка вне зависимости от температуры всегда жидкоподобна ( $\mu = 0$ ).<sup>2</sup>

Согласно рис. 2,  $b$ , при превышении деформацией значения

$$\varepsilon_{el,c0} = \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a} + \frac{b^2}{2\alpha c}} \quad (23)$$

происходит плавление смазки, а когда  $\varepsilon_{el}$  становится меньше

$$\varepsilon_{el,c}^0 = \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a}}, \quad (24)$$

смазка затвердевает. Здесь ситуация аналогична приведенной на рис. 2,  $a$ . Таким образом, плавление осуществляется как за счет повышения температуры  $T$ , так и при механическом воздействии с увеличением деформаций  $\varepsilon_{el}$ , т.е. модель учитывает термодинамическое и сдвиговое плавление.

Обычно в эксперименте фиксируется не сдвиговая компонента деформации  $\varepsilon_{el}$ , а скорость сдвига. Поэтому для дальнейшего исследования необходимо получить связь между этими величинами. Воспользуемся дебаевским приближением, связывающим упругую компоненту деформации  $\varepsilon_{el}$  с пластической  $\varepsilon_{pl}$  [5]:

$$\dot{\varepsilon}_{pl} = \frac{\varepsilon_{el}}{\tau_\varepsilon}, \quad (25)$$

где  $\tau_\varepsilon$  — максвелловское время релаксации внутренних напряжений. Полная деформация в слое определяется суммой упругой и пластической компонент [5,31]:

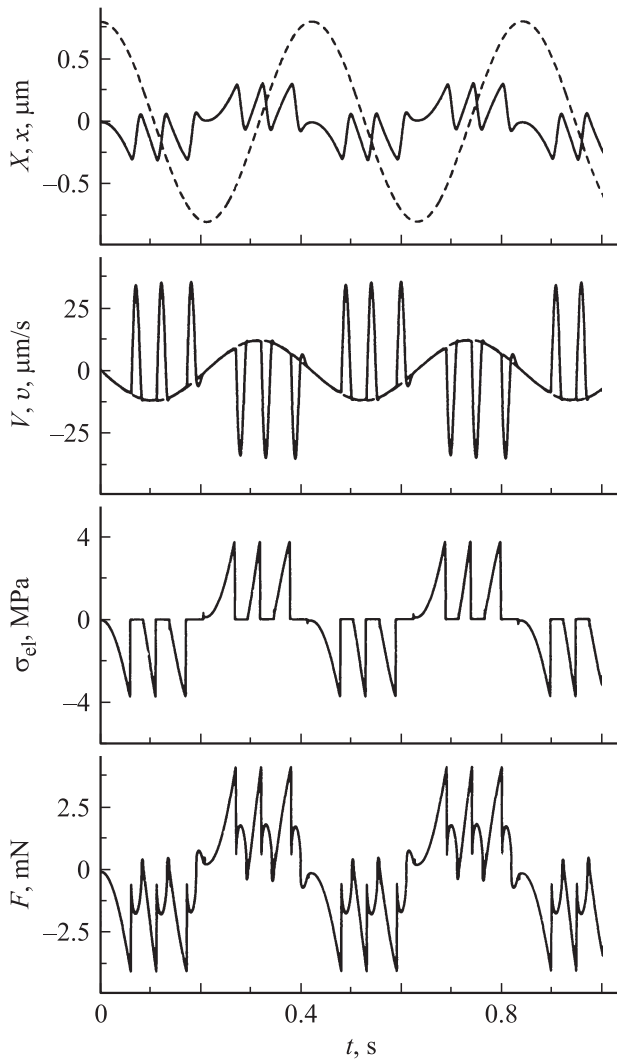
$$\varepsilon = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{pl}. \quad (26)$$

Комбинируя соотношения (8), (25), (26), получим выражение для упругой компоненты сдвиговой деформации [13]:

$$\tau_\varepsilon \dot{\varepsilon}_{el} = -\varepsilon_{el} + \frac{(V - v)\tau_\varepsilon}{h}. \quad (27)$$

<sup>1</sup> Соответствующее критическое значение деформации легко находится из (22) при  $T_c^0 = 0$  или из (24) при  $T = 0$ .

<sup>2</sup> Соответствующая критическая деформация определяется из (21) при  $T_{c0} = 0$  либо из (23) при  $T = 0$ .



**Рис. 3.** Зависимости координат  $X$ ,  $x$ , скоростей  $V$ ,  $v$ , упругих напряжений  $\sigma_{el}$  (13) и силы трения  $F$  (10) от времени  $t$  при параметрах рис. 2 и  $h = 10^{-9}$  м,  $\tau_e = 10^{-8}$  с,  $\gamma = -2/3$ ,  $A = 10^{-9}$  м<sup>2</sup>,  $k = 5 \cdot 10^4$  Па  $\cdot$  с<sup>1/3</sup>,  $\delta = 100$  Дж<sup>-1</sup>  $\cdot$  м<sup>3</sup>/с,  $T = 220$  К,  $X_m = 8 \cdot 10^{-5}$  м,  $\omega = 15$  рад/с,  $M = 0.4$  кг,  $K = 7000$  Н/м. Штриховыми линиями показаны  $X(t)$ ,  $V(t)$ , сплошными —  $x(t)$ ,  $v(t)$ .

### 3. Кинетика плавления

Динамические характеристики любой трибологической системы определяются ее свойствами в целом. Например, в ситуации, показанной на рис. 1, поведение системы существенно зависит от коэффициента жесткости пружин и массы нижнего блока. В отличие от движения с постоянными упругими деформациями (см. рис. 1), в такой трибологической системе в процессе трения возможна реализация прерывистого (stick-slip) режима движения [4,7,27]. Указанный режим устанавливается за счет того, что смазка в процессе движения периодически плавится и затвердевает, что приводит к осциллирующему характеру силы трения  $F$ .

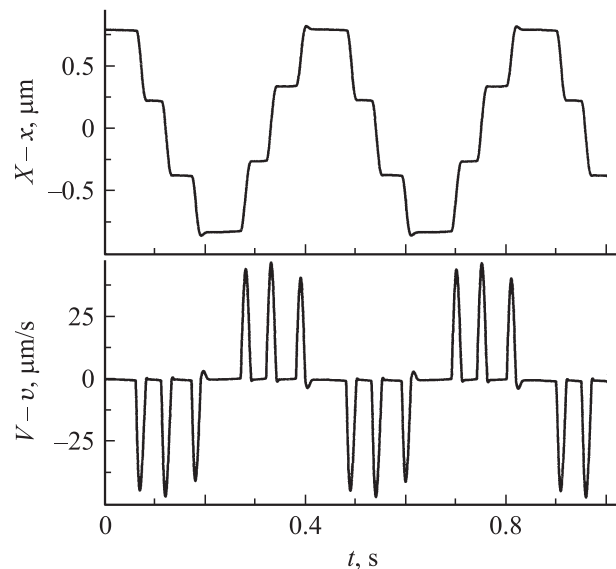
Для вычисления временной эволюции системы необходимо решать совместно кинетические уравнения (3), (16), (27), определяя силу трения  $F$  из (10), (11), а упругие напряжения  $\sigma_{el}$  — согласно (13). Также при решении уравнений необходимо учитывать связь  $\dot{x} = v$  и (1), (2). Ввиду малости времени релаксации деформации  $\tau_e$  будем решать совместно два уравнения (3), (16), а текущую деформацию определять, согласно соотношению

$$\varepsilon_{el} = \frac{(V - v)\tau_e}{h}, \quad (28)$$

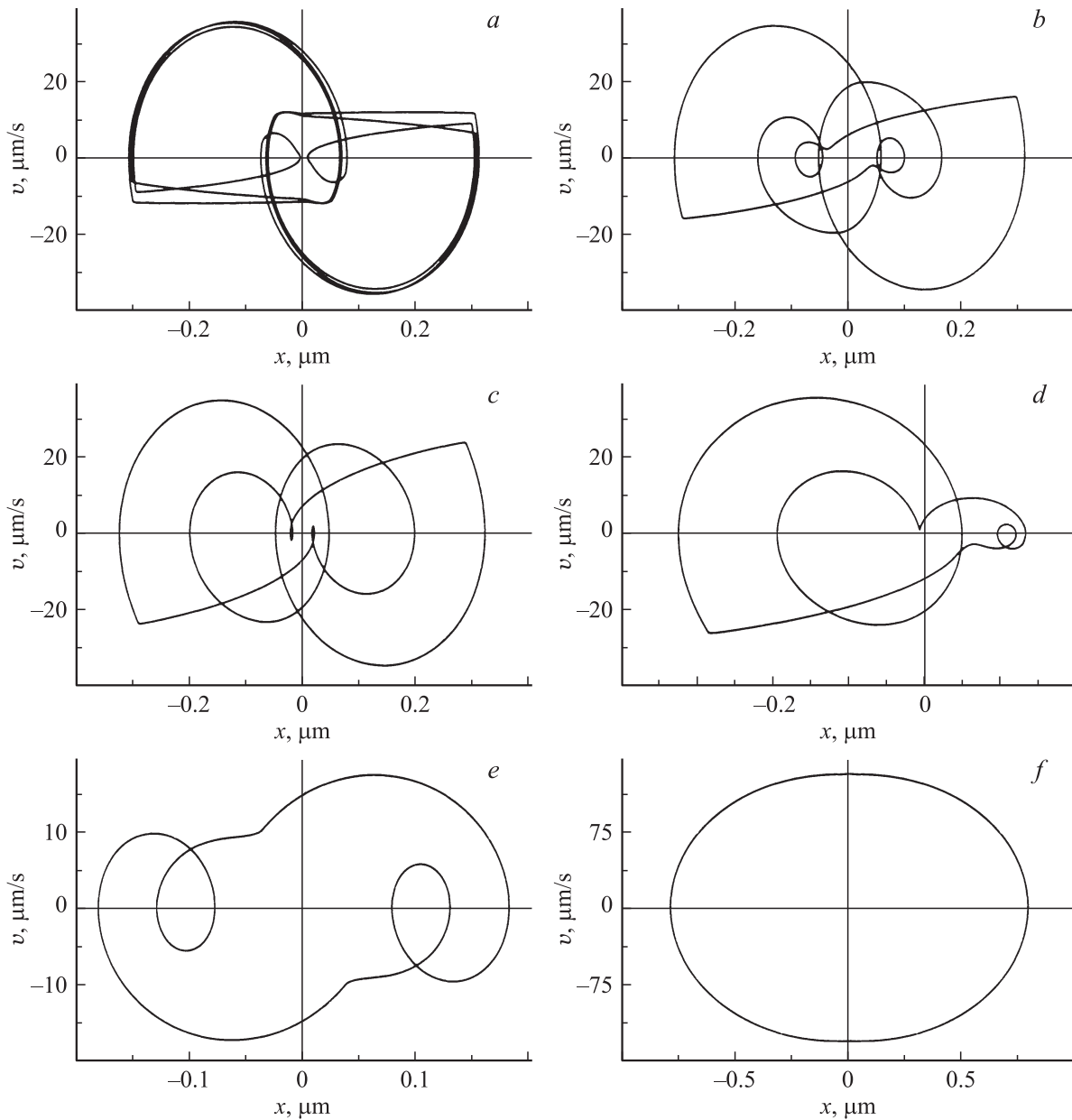
которое следует из (27) при использовании адиабатического приближения  $\tau_e \dot{\varepsilon}_{el} \approx 0$ . Далее при численном анализе везде выбирается шаг интегрирования по времени  $\Delta t = 10^{-10}$  с.

Результат решения указанных уравнений показан на рис. 3. На верхней панели рисунка штриховой линией показана зависимость координаты верхнего трущегося блока  $X(t)$  (1), а сплошной — координата нижнего блока  $x(t)$ , которая имеет более сложную временную зависимость. Также на рисунке представлены зависимости скоростей трущихся блоков от времени, возникающие в смазке упругие сдвиговые напряжения  $\sigma_{el}$  (13) и полная сила трения  $F$  (10). В момент времени  $t = 0$  трущиеся блоки покоятся и смазка твердоподобна, поскольку ее температура  $T < T_c$ , а в состоянии покоя  $\varepsilon_{el} = 0$ . При  $t > 0$  верхний трущийся блок начинает движение, и его скорость при этом увеличивается согласно (2).

Поскольку смазка твердоподобна, сила трения  $F$  имеет вязкую и упругую составляющие, и нижний блок увлекается вслед за верхним, однако при его движении увеличивается абсолютное значение упругой силы  $Kx$ , которая препятствует движению нижнего блока, и поэтому его скорость  $v$  растет не так стремительно, как  $V$ .



**Рис. 4.** Зависимости относительного перемещения  $X(t) - x(t)$  и относительной скорости  $V(t) - v(t)$  трущихся блоков от времени  $t$ , соответствующие рис. 3.



**Рис. 5.** Фазовые портреты системы  $\dot{x}(x)$ , соответствующие параметрам рис. 4 и частотам  $\omega$ , rad/s:  $a$  — 15,  $b$  — 25,  $c$  — 38,  $d$  — 40,  $e$  — 50,  $f$  — 170.

При этом увеличивается относительная скорость сдвига трущихся поверхностей  $(V - v)$ , и наступает момент, когда выполняется условие (23), и смазка плавится. При этом сила трения существенно уменьшается, поскольку напряжения становятся нулевыми, и нижний блок проскальзывает на значительное расстояние за счет упругой силы, создаваемой сжатой и растянутой пружинами. За счет этого относительная скорость сдвига уменьшается, и при выполнении условия (24) смазка вновь затвердевает. Данный процесс периодичен во времени.

На рис. 4 дополнительно приведены временные зависимости относительного перемещения блоков и их относительной скорости. Здесь в моменты времени,

когда осуществляется „прилипание“ поверхностей, относительное перемещение  $(X - x)$  остается постоянным, а относительная скорость сдвига  $(V - v)$  близка к нулевому значению (при этом на рис. 3 зависимости  $V(t)$  и  $v(t)$  визуально совпадают). Таким образом, реализуется периодический прерывистый режим движения (stick-slip), который также характерен для сухого трения без смазки [1,37]. При выбранных параметрах за один полный период блоки 6 раз „прилипают“ друг к другу — по 3 раза при движении в каждом из направлений, причем полученные зависимости симметричны относительно направления движения. Однако в зависимости от параметров возможна реализация совершенно различных ситуаций.

Фазовые портреты системы при параметрах рис. 4 и различных значениях циклической частоты  $\omega$  представлены на рис. 5. Легко видеть, что с ростом частоты поведение системы упрощается, поскольку уменьшается общее количество гармоник. Отметим тот факт, что все фазовые портреты симметричны относительно начала координат, кроме показанного на рис. 5, *d*, который демонстрирует ситуацию, когда движение верхней поверхности трения в обоих направлениях не одинаково влияет на перемещение нижней. Такой случай отвечает реализации в системе эффектов памяти, наблюдаемых экспериментально [4]. Поскольку эта ситуация существенно отличается от других, для нее на рис. 6 дополнительно приведены временные зависимости рассматриваемых величин. Согласно этому рисунку, движение нижнего трущегося блока также является периодичным во времени, однако моменты „прилипания“ поверхностей наступают при движении верхнего блока только в одном из направлений при положительных  $X$  и  $V < 0$ . При значении частоты  $\omega = 170 \text{ rad/s}$  (рис. 5, *f*), согласно (2),

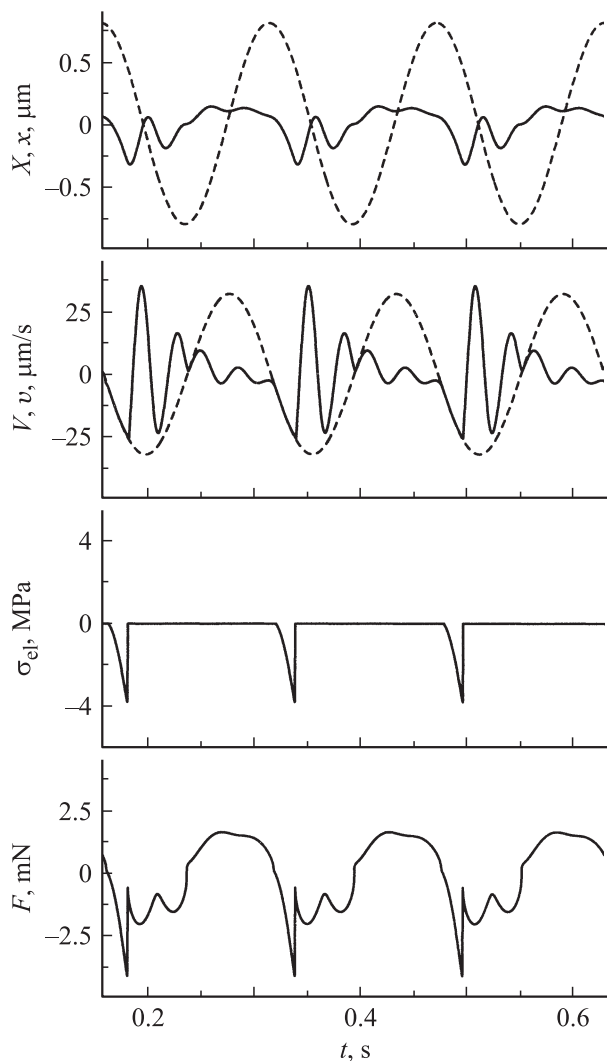


Рис. 6. Временные зависимости величин, соответствующие параметрам рис. 5, *d*.

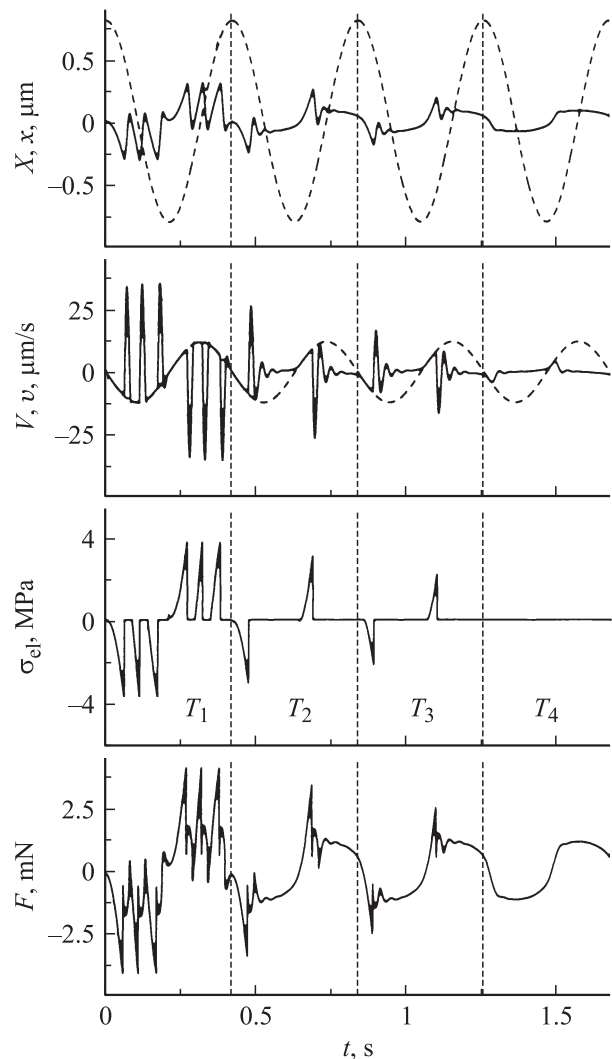


Рис. 7. Зависимости координат  $X, x$ , скоростей  $V, v$ , упругих напряжений  $\sigma_{el}$  (13) и силы трения  $F$  (10) от времени  $t$  при параметрах рис. 3 и температуре  $T_1 = 220$ ,  $T_2 = 240$ ,  $T_3 = 265$ ,  $T_4 = 280$  К. Штриховыми линиями показаны  $X(t)$ ,  $V(t)$ , сплошными —  $x(t)$ ,  $v(t)$ .

в системе реализуется значение скорости сдвига, при которой смазка всегда жидкоподобна, поэтому соответствующий фазовый портрет показывает периодическое движение по закону, подобному (1). Отметим, что фазовый портрет на рис. 5, *a* построен при значении частоты  $\omega = 15 \text{ rad/s}$ , что соответствует временным зависимостям, приведенным на рис. 3.

Рис. 7 построен при возрастании температуры смазки  $T$ . Здесь зависимости по оси времени разделены на 4 участка, причем для каждого последующего температура выбирается большей, чем для предыдущего. Зависимость на первом участке ( $T = T_1$ ) повторяет зависимость, более подробно показанную на рис. 3, поскольку получена при той же температуре смазки. С дальнейшим повышением температуры ( $T = T_2$ ), как и при  $T = T_1$  реализуется прерывистый stick-slip режим движения, однако уменьшается количество пиков прилипания, и

они становятся ниже, т.е. сила трения в твердоподобном состоянии смазки с повышением температуры уменьшается, и смазка большее за период количество времени находится в жидкоподобном состоянии. С еще большим повышением температуры ( $T = T_3$ ) амплитуда упругих напряжений и силы трения становится еще меньше. При  $T = T_4$  смазка жидкоподобна и упругие напряжения равны нулю. Эксперименты с подобным исследованием влияния температуры нам неизвестны, поэтому зависимости, приведенные на рис. 7, являются прогнозирующими.

## Заключение

В данной работе предложена теоретическая модель, основанная на существующей термодинамической теории, позволяющая объяснить ряд эффектов, возникающих в режиме граничного трения. Показано, что к прерывистому режиму трения может приводить фазовый переход первого рода между жидкоподобной и твердоподобной структурами смазки. Исследование влияния температуры на процесс плавления показывает, что с ее повышением смазка плавится при меньших относительных скоростях сдвига трущихся поверхностей. Обнаружен режим, в котором сдвиг поверхностей трения не эквивалентен относительно направления движения верхней трущейся поверхности.

При построении модели использован симметричный термодинамический потенциал, имеющий один нулевой минимум и два ненулевых, симметричных относительно нулевого (последним отвечают эквивалентные состояния смазки). Однако экспериментально установлено, что граничные смазки характеризуются более чем одним типом перехода и могут существовать более чем в двух (твердоподобном и жидкоподобном) метастабильных состояниях. Для описания такой ситуации в потенциале достаточно учесть дополнительные члены разложения более высоких порядков. Поскольку модель является количественной, ее модификации могут использоваться для описания конкретных экспериментов.

## Список литературы

- [1] *Persson B.N.J.* Sliding friction. Physical principles and applications. NY: Springer-Verlag, 2000. 515 p.
- [2] *Israelachvili J.* // Surf. Sci. Rep. 1992. Vol. 14. P. 109.
- [3] *Ringlein J., Robbins M.O.* // Am. J. Phys. 2004. Vol. 72. P. 884.
- [4] *Yoshizawa H., Israelachvili J.* // J. Phys. Chem. 1993. Vol. 97. P. 11 300.
- [5] *Понов В.Л.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. С. 100.
- [6] *Brener E.A., Marchenko V.I.* // JETP Lett. 2002. Vol. 76. P. 211.
- [7] *Filippov A.E., Klafter J., Urbakh M.* // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 135 503.
- [8] *Braun O.M., Naumovets A.G.* // Surf. Sci. Rep. 2006. Vol. 60. P. 79.
- [9] *Thompson P.A., Robbins M.O.* // Science. 1990. Vol. 250. P. 792.
- [10] *Khomenko A.V., Yushchenko O.V.* // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68. P. 036 110.
- [11] *Khomenko A.V., Lyashenko I.A.* // Condens. Matter. Phys. 2006. Vol. 9. P. 695.
- [12] *Carlson J.M., Batista A.A.* // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 53. P. 4153.
- [13] *Ляшенко Я.А., Хоменко А.В., Метлов Л.С.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. С. 120.
- [14] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. С. 17.
- [15] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 137.
- [16] *Khomenko A.V., Lyashenko I.A.* // Fluct. Noise Lett. 2007. Vol. 7 P. L111.
- [17] *Хоменко О.В., Ляшенко Я.А., 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] *Carpinteri A., Spagnoli A., Vantadori S.* // Fatigue Fract. Eng. M. 2002. Vol. 25. P. 619.
- [20] *Carpinteri A., Spagnoli A., Vantadori S.* // Int. J. Fatigue. 2009. Vol. 31. P. 927.
- [21] *Carpinteri A., Spagnoli A.* // Int. J. Fatigue. 2004. Vol. 26. P. 125.
- [22] *Carpinteri A., Spagnoli A., Vantadori S.* // Eng. Fract. Mech. 2010. Vol. 77. P. 974.
- [23] *Demirel A.L., Granick S.* // J. Chem. Phys. 1998. Vol. 109. P. 6889.
- [24] *Reiter G., Demirel A.L., Peanasky J., Cai L.L., Granick S.* // J. Chem. Phys. 1994. Vol. 101. P. 2606.
- [25] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // ФТТ. 2007. Т. 49. С. 886.
- [26] *Khomenko A.V., Lyashenko I.A.* // Phys. Lett. A. 2007. Vol. 366. P. 165.
- [27] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. С. 27.
- [28] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // Трение и износ. 2010. Т. 31. С. 412.
- [29] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Ч. 1. М. Наука, 1995. 605 с.
- [30] *Lemaitre A., Carlson J.* // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P. 061 611.
- [31] *Lemaitre A.* // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 195 503.
- [32] *Yang C.-R., Chiou Y.-C., Lee R.-T.* // Tribol. Int. 1999. Vol. 32. P. 443.
- [33] *Yang C.-R., Lee R.-T., Chiou Y.-C.* // Tribol. Int. 1997. Vol. 30. P. 719.
- [34] *Luengo G., Israelachvili J., Granick S.* // Wear. 1996. Vol. 200. P. 328.
- [35] *Понов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. С. 31.
- [36] *Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A., Vetterling W.T.* numerical recipes in C: the art of scientific computing. 2<sup>nd</sup> ed. NY: Cambridge University Press. 1992. 994 p.
- [37] *Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. С. 115.