

PACS: 05.70.Ce, 05.70.Ln, 47.15.gm, 62.20.Qp, 64.60.-i, 68.35.Af, 68.60.-p

Я.А. Ляшенко¹, А.В. Хоменко¹, Л.С. Метлов²

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ГРАНИЧНОГО ТРЕНИЯ

¹Сумский государственный университет
ул. Римского-Корсакова, 2, г. Сумы, 40007, Украина
E-mail: nabra04@ukr.net

²Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: lsmet@fti.dn.ua

Развита модель граничного трения, описывающая поведение ультратонкой пленки смазки. Учтено плавление при повышении температуры смазки, а также за счет действия приложенных напряжений (сдвиговое плавление). Получено выражение для полной силы трения, учитывающее вязкую и упругую составляющие напряжений. Проанализированы зависимости силы трения от относительной скорости сдвига трущихся поверхностей, температуры слоя смазки и приложенного к поверхностям давления. Построена фазовая диаграмма с областями жидкостного и сухого трения, на которой также реализуется неоднозначная область, где состояние смазки зависит от начальных условий. В этой области возможно возникновение прерывистого режима трения.

Ключевые слова: смазка, неравновесные процессы, эффект stick-slip, граничное трение, фазовая диаграмма, сдвиговое плавление

Введение

Режим граничного трения, возникающий при трении двух поверхностей, разделенных смазочным материалом толщиной менее 10 атомарных слоев [1], в последнее время становится популярным объектом как экспериментального [2–9], так и теоретического [10–15] изучения. Активно проводятся исследования с использованием методов молекулярной динамики [16–19]. Актуальность проблеме придает проявление ультратонким слоем смазочного материала аномальных свойств по сравнению с объемными смазками [2]. Оказалось, что в широком диапазоне экспериментальных параметров реализуется прерывистый режим движения (stick-slip) [2,3], обычно присущий системам с сухим трением, в которых выполняется закон Амонтона и сила трения не зависит от скорости сдвига трущихся поверхностей. Прерывистый режим при наличии смазки объясняется как затвердевание за счет сжатия трущихся поверхностей и дальнейшее плавление за счет сдвига при превы-

шении напряжениями предела текучести. Такой механизм получил название «сдвиговое плавление».

Возникающий в трибологической системе прерывистый режим движения может иметь достаточно сложный характер за счет того, что смазка, как правило, обеспечивает несколько кинетических режимов, между которыми в процессе трения происходят переходы [2]. Такие переходы являются скачкообразными и представляют собой фазовые переходы первого рода между режимами трения [15]. Обычно выделяют три основных режима: скольжение при малых скоростях сдвига, регулярный прерывистый режим и скольжение при больших скоростях сдвига. Эти режимы найдены экспериментально [1–4], а затем объяснены теоретически [13].

Ранее в работах [12,20–24] предложена теория для описания граничного трения, которая строится на представлении смазки как вязкоупругой среды. При помощи этого подхода описано термодинамическое и сдвиговое плавление. В указанных работах проведен учет флуктуаций основных параметров системы [20–22], объяснены причины гистерезиса [23,24], наблюдаемого в экспериментах [5–7], а также описан периодический прерывистый режим трения [22]. Однако такой режим в рамках модели может реализоваться только при наличии в системе флуктуаций.

В работе [25] для описания сильнонеравновесных процессов, протекающих при скольжении двух трущихся твердых тел, разделенных слоем смазки, используется подход, основанный на теории фазовых переходов Ландау [26–29]. Предложена термодинамическая теория, основанная на разложении свободной энергии системы в ряд по степеням параметра f , который является избыточным объемом [30,31], возникающим в результате формирования дефектной структуры в смазке при ее плавлении. В [25] рассматривается несимметричная модель, когда избыточный объем f растет с увеличением температуры и сдвиговых деформаций как после точки фазового перехода, так и до нее. Подобная ситуация скорее отвечает использованию в качестве смазки цепных полимерных молекул, которым сложно образовывать упорядоченные структуры [2].

Настоящая работа представляет продолжение [25], и ее целью является построение симметричной модели, в которой до точки фазового перехода параметр избыточного объема равен нулю. Поскольку в этом случае смазочный материал в твердоподобном состоянии имеет упорядоченную кристаллическую структуру, такая ситуация отвечает квазисферическим молекулам, которые также часто используются в качестве ультратонких смазок [2]. При использовании квазисферических молекул устанавливающийся прерывистый режим имеет более регулярный характер [2].

1. Основные уравнения

О плавлении смазок толщиной менее 10 молекулярных слоев судят по увеличению их объема [16] и коэффициента диффузии [8,16,17,32]. По-

сколькx экспериментально наблюдаемой величиной из этих двух является объем, для описания состояния смазки введем параметр f , квадрату которого придадим физический смысл избыточного объема, возникающего за счет хаотизации структуры твердого тела в процессе плавления. С увеличением f растет плотность дефектов в смазке, и за счет их транспорта под действием приложенных напряжений она переходит в кинетический режим пластического течения (жидкоподобная фаза).

Запишем зависимость плотности свободной энергии Φ от избыточного объема в форме разложения по параметру f :

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{c}{2}(\nabla f)^2 + \phi_0 f^2 - \frac{1}{4}\phi_1 f^4 + \frac{1}{6}\phi_2 f^6, \quad (1)$$

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

Зависимость от инвариантов упругих деформаций ε_{ij}^e и температуры смазки 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 след тензора деформаций $\varepsilon_{ii}^e = \varepsilon_1^e + \varepsilon_2^e + \varepsilon_3^e$, а второй определяется выражением [33]:

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

Согласно (1) упругие напряжения, возникающие в смазке, определяются как [25]:

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

Выражение (4) можно представить в виде эффективного закона Гука [25,34]:

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

с эффективными упругими параметрами¹

$$\mu_{\text{eff}} = \mu - \bar{\mu} f^2, \quad (6)$$

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda - \bar{\lambda} f^2, \quad (7)$$

которые уменьшаются с плавлением при возрастании параметра f .

Несложно показать, что [35]:

¹При $f^2 > \mu/\bar{\mu}$ следует полагать $\mu_{\text{eff}} = 0$, а когда $f^2 > \lambda/\bar{\lambda}$, необходимо принимать $\lambda_{\text{eff}} = 0$.

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

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

где n , τ – соответственно нормальная и касательная компоненты напряжений, действующих на смазку со стороны трущихся поверхностей². Соотношения (8) и (9) представляют связь между компонентами тензоров и их инвариантами линейной теории упругости [33].

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 τ_f . В явном виде оно запишется как

$$\tau_f \frac{\partial f}{\partial t} = -c \nabla^2 f - 2\phi_0 f + \phi_1 f^3 - \phi_2 f^5 - \frac{2n^2 (\bar{\lambda} + \bar{\mu}) f}{(\lambda_{\text{eff}} + \mu_{\text{eff}})^2}, \quad (11)$$

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

Получим уравнение, связывающее относительную скорость сдвига трущихся поверхностей V_{ij} и возникающие в смазке упругие деформации ε_{ij}^e . Для этого воспользуемся дебаевским приближением, связывающим упругую деформацию с пластической $\varepsilon_{ij}^{\text{pl}}$ [10]:

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

где τ_ε – максвелловское время релаксации внутренних напряжений. Полная деформация в слое определится как [30]:

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

Эта деформация задает скорость движения верхнего блока согласно связи [9]:

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

где h – толщина слоя смазки. Из трех последних соотношений следует выражение для упругой компоненты сдвиговой деформации [25]:

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

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

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

2. 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 смазки. 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 [25]:

$$\varepsilon_{ij0}^e = \frac{V_{ij}\tau_\varepsilon}{h}. \quad (16)$$

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 применяют атомарно-гладкие поверхности слюды, а в роли смазки – квазисферические молекулы октаметилциклотетrasilоксана (ОМЦТС) и линейные цепные молекулы тетрадекана либо гексадекана [2,7]. Указанные эксперименты проводятся при следующих условиях: толщина смазки $h \sim 10^{-9}$ м, площадь контакта $A \sim 3 \cdot 10^{-9}$ м², нагрузка на верхнюю поверхность трения $L = (2-60) \cdot 10^{-3}$ Н, что соответствует нормальным напряжениям $n = -L/A = -(6.67-200) \cdot 10^5$ Па. Сила трения при этом составляет $F \sim (2-40) \cdot 10^{-3}$ Н. В рамках указанных экспериментальных работ найдено, что смазка плавится при превышении температурой критического значения $T > T_{c0} \sim 300$ К либо при скорости сдвига $V > V_c \sim 400$ нм/с. Эти значения могут изменяться в зависимости от используемой смазки и геометрии эксперимента.

В рассматриваемой модели в соответствии с экспериментальными данными выбираются следующие значения констант теории [25]: $\Phi_0^* = 20$ Дж/м³, $\lambda = 2 \cdot 10^{11}$ Па, $\bar{\lambda} = 10^8$ Па, $\mu = 4.1 \cdot 10^{11}$ Па, $\bar{\mu} = 4 \cdot 10^{11}$ Па, $\phi_0^* = 185$ Дж/м³, $\phi_1 = 570$ Дж/м³, $\phi_2 = 3200$ Дж/м³, $\alpha = 0.6$ Дж·К⁻¹/м³, $h = 10^{-9}$ м, $\tau_f = 1$ Па·с, $\tau_\varepsilon = 10^{-8}$ с, $n = -7 \cdot 10^5$ Па. Отметим, что время релаксации избыточного объема τ_f имеет размерность вязкости. Фактически это означает, что с ростом эффективной вязкости смазки время установления стационарного режима трения увеличивается.

При нулевой скорости сдвига (сдвиговые напряжения и деформации равны нулю) и температуре ниже критического значения $T < T_{c0}$ смазка твердоподобна, а избыточный объем равен нулю (рис. 1,а, кривая 1). При температуре $T = T_{c0}$ избыточный объем скачкообразно увеличивается, и смазка переходит

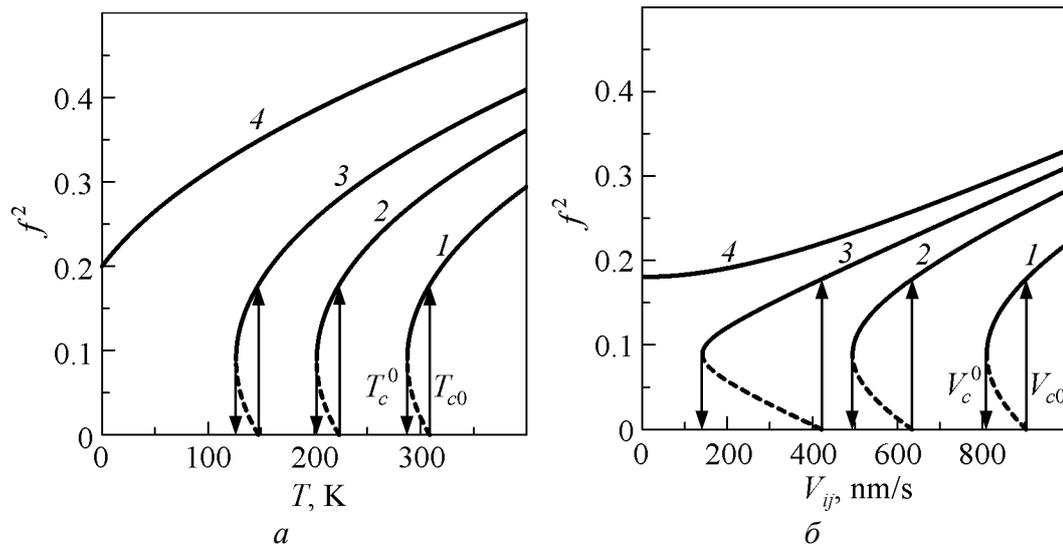


Рис. 1. Зависимость стационарного значения избыточного объема f^2 от температуры смазки T и скорости сдвига V_{ij} : *a* – кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют фиксированным значениям скорости сдвига $V_{ij} = 0, 800, 1100, 1550$ nm/s; *б* – кривые 1, 2, 3, 4 построены при соответствующих фиксированных температурах $T = 200, 255, 285, 310$ К

в жидкоподобное состояние. С дальнейшим понижением температуры она затвердевает при меньшем значении $T = T_c^0$. При этом зависимость имеет гистерезисный характер, что соответствует фазовым переходам первого рода. Согласно рис. 1,*a* с повышением скорости сдвига смазка плавится при меньшем значении температуры. При скорости выше критического значения она вне зависимости от температуры всегда жидкоподобна (кривая 4), при этом наступает полное плавление за счет сдвига.

На рис. 2,*a* приведена зависимость плотности свободной энергии Φ от величины f при параметрах кривой 1 на рис. 1,*a*. При малых температурах (кривая 1) реализуется один нулевой минимум потенциала (твердоподобная смазка). При повышении температуры (кривая 2) появляются два дополнительных симметричных ненулевых минимума, однако система не может перейти в соответствующее им состояние, так как эти минимумы отделены максимумами потенциала от нулевого минимума. При дальнейшем увеличении T разграничивающие максимумы исчезают (кривая 3), и смазка резко по механизму фазового превращения первого рода переходит в состояние, соответствующее ненулевому минимуму потенциала, т.е. плавится³. Если теперь понижать температуру, то при появлении нулевого минимума система снова не сможет резко перейти в соответствующее ему состояние из-за наличия разграничивающего максимума. С его исчезновением при $T = T_c^0$ смазка скачкообразно затвердеет.

³Поскольку в модели наблюдаемой величиной является f^2 , симметричные минимумы потенциала при положительном и отрицательном значении f соответствуют одному и тому же состоянию смазки.

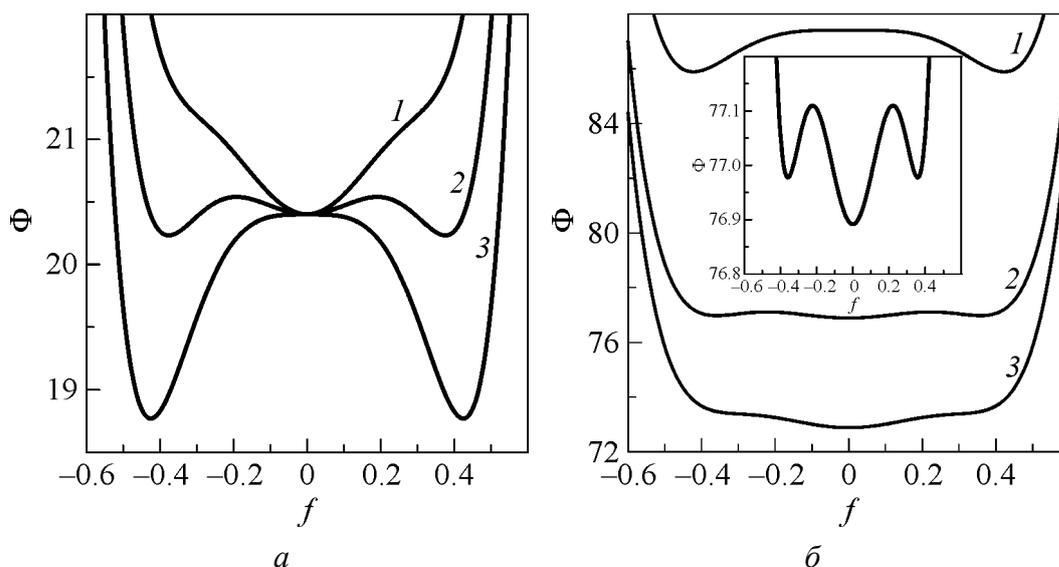


Рис. 2. Зависимость плотности свободной энергии Φ (I) от параметра f : *a* – кривые 1, 2, 3 соответствуют температурам $T = 280, 295, 310$ К и нулевой скорости сдвига; *б* – кривые 1, 2, 3 – скоростям сдвига $V_{ij} = 904, 830, 800$ nm/s и температуре $T = 200$ К, на вставке показана увеличенная средняя кривая

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

На рис. 3,а приведена зависимость критической скорости плавления V_{c0} и затвердевания V_c^0 смазки от температуры T . Таким образом, выше кривой V_{c0} смазка жидкоподобна, и реализуется режим жидкостного трения (SF), соответствующий наличию двух симметричных ненулевых минимумов $\Phi(f)$. При значениях скорости сдвига ниже V_c^0 свободная энергия имеет единственный нулевой минимум, поэтому реализуется твердоподобное состояние смазки. Между кривыми на рис. 3,а на зависимости $\Phi(f)$ реализуются два симметричных ненулевых минимума и один нулевой (область гистерезиса на рис. 1; кривая 2 на рис. 2), т.е. состояние смазки является здесь неопределенным и зависит от начальных условий. Поскольку любая экспериментальная система неоднородна, в этой области скорее будет существовать смесь из жидко- и твердоподобной фаз, однако для описания формирования таких фаз необходимо учитывать градиентные вклады, что выходит за рамки настоящей работы.

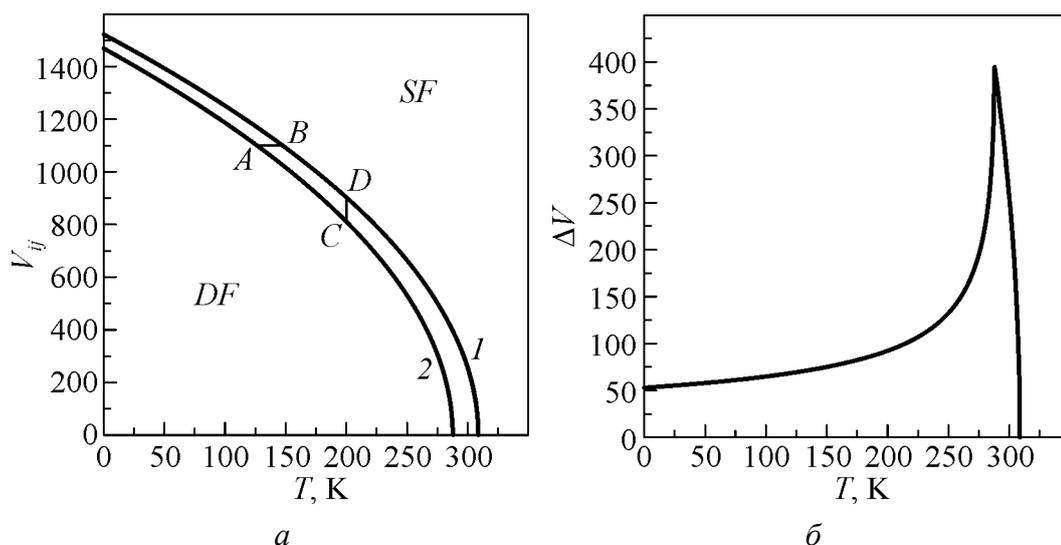


Рис. 3. Температурные зависимости критических скоростей сдвига трущихся поверхностей V_{ij} (а) и ширины гистерезиса $\Delta V = V_{c0} - V_c^0$ (б): а: кривые 1, 2 – критические скорости соответственно плавления V_{c0} и затвердевания V_c^0 ; отрезки AB , CD – ширина гистерезиса соответственно по температуре и по скорости

Согласно рис. 3,а с ростом температуры обе критические скорости уменьшаются, пока не станут равными нулю и не наступит полное термодинамическое плавление. Отметим, что смазка плавится даже при нулевой температуре T , если скорость сдвига превышает критическое значение (граница области SF на оси ординат). Согласно указанному выше рис. 3,а представляет фазовую диаграмму с двумя стационарными режимами трения. Расстояние между кривыми на рисунке по горизонтали при постоянной скорости (отрезок AB) представляет ширину гистерезиса, который реализуется на рис. 1,а, а расстояние по вертикали при $T = \text{const}$ (отрезок CD) задает ширину гистерезиса на рис. 1,б. Из рис. 3,а следует, что ширина гистерезиса от температуры (отрезок AB) при изменении скорости остается постоянной, в то время как гистерезис от скорости (отрезок CD) при повышении температуры становится значительно шире по сравнению с малыми температурами. Этот факт отражен на рис. 1. Отметим, что рис. 3,а можно также интерпретировать как зависимость критических температур T_{c0} и T_c^0 от скорости сдвига V_{ij} .

На рис. 3,б приведена зависимость ширины гистерезиса, показанного на рис. 1,б, от температуры. Указанная зависимость получена при перемещении отрезка CD 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 смазка 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 она может изначально находиться в промежуточной области и при этом быть твердоподобной до значения скорости $V_{ij} < V_{c0}$). Значение температуры на рис. 3,б, при которой ширина гистерезиса становится нулевой, отвечает ситуации, когда смазка жидкоподобна 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 в области рассматриваемых параметров $\Delta T \approx 21$ К, однако 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 (рис. 3.а).

3. Сила трения

В экспериментальных работах часто приводятся зависимости силы трения от скорости сдвига, толщин слоев смазок, нормального давления [1–3,5–7]. В этом разделе проанализируем влияние на силу трения температуры смазки, скорости сдвига, а также давления.

В смазке, помимо упругих σ_{ij}^e , возникают также и вязкие σ_{ij}^{visc} напряжения. Полное напряжение в слое является суммой этих двух вкладов

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

Полная сила трения определяется стандартным образом:

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

где A – площадь контактирующих поверхностей. Вязкие напряжения в слое даются формулой [9]:

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

где η_{eff} – эффективная вязкость, которая находится только экспериментально. Для граничной смазки можно использовать простую аппроксимацию [9,36]:

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

где k ($\text{Pa} \cdot \text{s}^{\gamma+1}$) – коэффициент пропорциональности. Причем для ньютоновских жидкостей $\gamma = 0$, для псевдопластических $\gamma < 0$, а для дилатантных $\gamma > 0$ [36]. С учетом (14), (20) выражение для вязких напряжений (19) запишется в виде

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

После подстановки (17) и (21) в (18) получим окончательное выражение для силы трения [25]:

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

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

Зависимость (22) показана на рис. 4. Все кривые на рис. 4,а соответствуют параметрам кривых на рис. 1,а, кроме кривой 1. Это связано с тем, что на рис. 1,а кривая 1 построена при нулевой скорости сдвига, а в состоянии покоя сила трения равна нулю. Кривые рис. 4,б все соответствуют параметрам кривых на рис. 1,б. Здесь третья кривая не приведена, чтобы не загромождать рисунок.

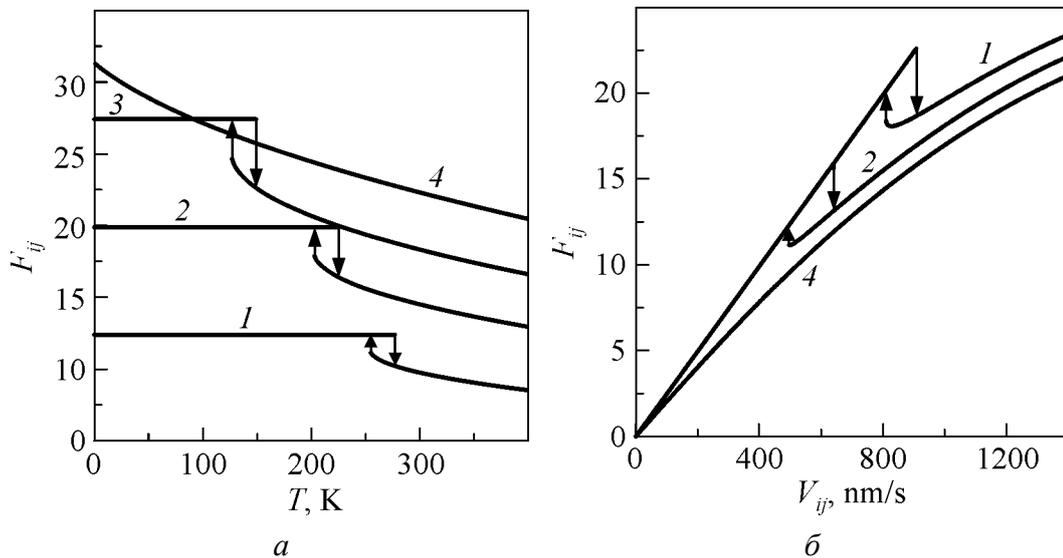


Рис. 4. Зависимость силы трения F_{ij} от скорости сдвига V_{ij} и температуры смазки T при $\gamma = 2/3$, $A = 3 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$, $k = 1 \text{ Па} \cdot \text{с}^{5/3}$: а – кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют постоянным значениям скорости сдвига $V_{ij} = 500, 800, 1100$ и 1550 нм/с ; б – кривые 1, 2, 4 соответствуют фиксированным значениям температуры $T = 200, 255$ и 310 К

Рис. 4,а иллюстрирует тот факт, что при $T > T_{c0}$ с повышением температуры сила трения уменьшается. Это происходит, поскольку увеличивается значение параметра f , а с его ростом уменьшается эффективный модуль сдвига $2\mu_{\text{eff}}$ (6), что приводит к снижению значения упругой компоненты сдвиговых напряжений (5) и соответственно к меньшему значению силы трения (22). Когда смазка находится в твердоподобном состоянии, сила трения от температуры не зависит, поскольку в рамках рассматриваемой модели при этом реализуется стационарное значение $f = 0$. На зависимостях на-

блюдается гистерезис, так как при фазовом переходе модуль сдвига (6) изменяется скачкообразно. При параметрах кривой 4 смазка всегда жидкоподобна, и сила трения уменьшается с ростом температуры за счет уменьшения модуля сдвига (разжижения смазки).

Рис. 4,б демонстрирует несколько иное поведение. Здесь согласно (22) при малых скоростях сдвига смазка твердоподобна, и значение σ_{ij}^e велико, реализуется сухое трение. Повышение скорости в режиме сухого трения приводит к росту обеих компонент силы трения (22), которая быстро увеличивается. Причем упругая составляющая силы трения в этом режиме растет за счет увеличения упругой компоненты деформации согласно (16) при постоянном значении модуля сдвига, так как $f = 0$. При дальнейшем повышении скорости смазка плавится, и упругие сдвиговые напряжения (5) существенно уменьшаются, что приводит к резкому снижению полной силы трения. С дальнейшим увеличением скорости значение F_{ij} возрастает. Согласно кривой 4 в жидкоподобном состоянии 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 в работе [9] при обобщении экспериментальных данных.

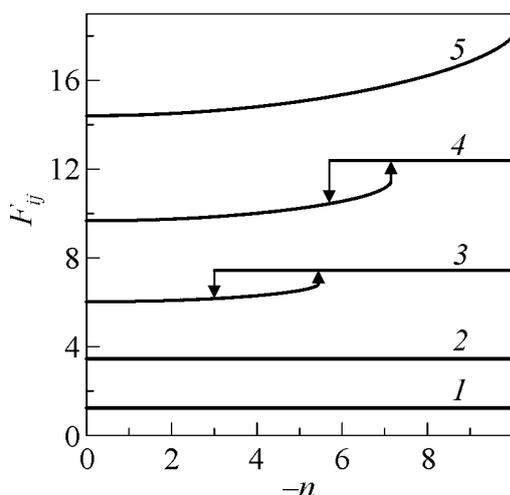


Рис. 5. Зависимость силы трения F_{ij} от нормального давления на поверхности трения $-n$ при параметрах рис. 4 и температуре $T = 305$ К. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют постоянным значениям скоростей сдвига $V_{ij} = 50, 140, 300, 500$ и 800 nm/s

На рис. 5 приведена рассчитанная зависимость силы трения от нормальных внешних напряжений n , действие которых направлено на сжатие трущихся поверхностей. Согласно кривым 1, 2 при малых скоростях сдвига смазка в выбранном диапазоне напряжений твердоподобна, что обеспечивает постоянное значение силы трения. Кривые 3, 4 показывают, что в промежуточном диапазоне скоростей сдвига смазка при малом значении нормального давления жидкоподобна, а дальнейшее сдавливание поверхностей приводит к ее затвердеванию и увеличению полной силы трения. При больших скоростях сдвига (кривая 5) смазка в рассматриваемом диапазоне нагрузок на верхнюю поверхность трения всегда жидкоподобна. Подобная зависимость приведена в [9].

Заключение

Предложенная теория позволяет описать эффекты, наблюдаемые при плавлении ультратонкой пленки смазки в режиме граничного трения. Рас-

смотрены как обычный случай термодинамического плавления за счет повышения температуры, так и сдвиговое плавление за счет разупорядочения под действием приложенных внешних напряжений. Показано, что эти два процесса связаны. Например, при высокой температуре поверхностей трения сдвиговое плавление наступает при меньшем значении скорости сдвига (сдвиговых напряжений), а при еще большем увеличении температуры смазка плавится даже при нулевой скорости сдвига (наступает термодинамическое плавление).

Также рассмотрена зависимость силы трения от скорости сдвига, температуры и давления, приложенного к трущимся поверхностям. Это основные факторы, исследуемые экспериментально. Поскольку модель является количественной, ее модификации могут использоваться для описания конкретных экспериментов.

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

1. *B.N.J. Persson*, Sliding friction. Physical principles and applications, Springer-Verlag, Berlin (2000).
2. *H. Yoshizawa, Y.-L. Chen, J. Israelachvili*, J. Phys. Chem. **97**, 4128 (1993); *H. Yoshizawa, J. Israelachvili*, J. Phys. Chem. **97**, 11300 (1993).
3. *E.D. Smith, M.O. Robbins, M. Cieplak*, Phys. Rev. **B54**, 8252 (1996).
4. *R.G. Horn, D.T. Smith, W. Haller*, Chem. Phys. Lett. **162**, 404 (1989).
5. *A.L. Demirel, S. Granick*, J. Chem. Phys. **109**, 6889 (1998).
6. *G. Reiter, A.L. Demirel, J. Peanasky, L.L. Cai, S. Granick*, J. Chem. Phys. **101**, 2606 (1994).
7. *J. Israelachvili*, Surf. Sci. Rep. **14**, 109 (1992).
8. *M.L. Gee, P.M. McGuiggan, J.N. Israelachvili*, J. Chem. Phys. **93**, 1895 (1990).
9. *G. Luengo, J. Israelachvili, S. Granick*, Wear **200**, 328 (1996).
10. *В.Л. Понов*, ЖТФ **71**, 100 (2001).
11. *J.M. Carlson, A.A. Batista*, Phys. Rev. **E53**, 4153 (1996).
12. *A.V. Khomenko, O.V. Yushchenko*, Phys. Rev. **E68**, 036110 (2003).
13. *A.E. Filippov, J. Klafter, M. Urbakh*, Phys. Rev. Lett. **92**, 135503 (2004).
14. *Z. Tshiprut, A.E. Filippov, M. Urbakh*, Phys. Rev. Lett. **95**, 016101 (2005).
15. *E.A. Brener, V.I. Marchenko*, JETP Lett. **76**, 211 (2002).
16. *O.M. Braun, A.G. Naumovets*, Surf. Sci. Rep. **60**, 79 (2006).
17. *A.V. Khomenko, N.V. Prodanov*, Cond. Matt. Phys. **11**, 615 (2008).
18. *N.V. Prodanov, A.V. Khomenko*, Surf. Sci. **604**, 730 (2010).
19. *A.V. Khomenko, N.V. Prodanov*, Carbon **48**, 1234 (2010).
20. *А.В. Хоменко, Я.А. Ляшенко*, ЖТФ **77**, 137 (2007).
21. *A.V. Khomenko, I.A. Lyashenko*, FNL **7**, L111 (2007).
22. *А.В. Хоменко, Я.А. Ляшенко*, ЖТФ **80**, 27 (2010).
23. *А.В. Хоменко, Я.А. Ляшенко*, ФТТ **49**, 886 (2007).

24. *A.V. Khomenko, I.A. Lyashenko*, Phys. Lett. **A366**, 165 (2007).
25. *Я.А. Ляшенко, А.В. Хоменко, Л.С. Метлов*, ЖТФ **80**, 120 (2010).
26. *Л.С. Метлов*, Металлофиз. новейшие технол. **29**, 335 (2007).
27. *Л.С. Метлов*, Изв. РАН. Сер. физ. **72**, 1353 (2008).
28. *А.В. Хоменко, Я.А. Ляшенко, Л.С. Метлов*, Металлофиз. новейшие технол. **30**, 859 (2008).
29. *Л.С. Метлов*, Деформация и разрушение материалов № 2, 40 (2007).
30. *A. Lemaître, J. Carlson*, Phys. Rev. **E69**, 061611 (2004).
31. *A. Lemaître*, Phys. Rev. Lett. **89**, 195503 (2002).
32. *P.A. Thompson, G.S. Grest, M.O. Robbins*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3448 (1992).
33. *Л.М. Качанов*, Основы теории пластичности, Наука, Москва (1969).
34. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц*, Теория упругости, URSS, Москва (2003).
35. *Л.С. Метлов, А.В. Хоменко, Я.А. Ляшенко, С.Н. Чепульский*, Журнал нано- и электронной физики **2**, № 2, 79 (2010).
36. *И.Н. Евдокимов, Н.Ю. Елисеев*, Молекулярные механизмы вязкости жидкости и газа. Ч. 1. Основные понятия, РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина, Москва (2005).

Я.О. Ляшенко, О.В. Хоменко, Л.С. Метлов

ГИСТЕРЕЗИСНІ ЯВИЩА МЕЖЕВОГО ТЕРТЯ

Розвинено модель межового тертя, що описує поведінку ультратонкої плівки мастила. Враховано плавлення при підвищенні температури мастила, а також за рахунок дії прикладених напружень (зсувне плавлення). Отримано вираз для повної сили тертя, що враховує в'язку та пружну складові напружень. Проаналізовано залежності сили тертя від відносної швидкості зсуву поверхонь, що труться, температури шару мастила та прикладеного до поверхонь тиску. Побудовано фазову діаграму з областями рідинного та сухого тертя, на якій також реалізується неоднозначна область, де стан мастила залежить від початкових умов. В цій області можливе виникнення переривчастого режиму тертя.

Ключові слова: мастило, нерівноважні процеси, ефект stick-slip, межеве тертя, фазова діаграма, зсувне плавлення

I.A. Lyashenko, A.V. Khomenko, L.S. Metlov

HYSTERESIS PHENOMENA OF BOUNDARY FRICTION

A model of boundary friction describing behavior of an ultrathin lubricant film is developed. Melting at growth of lubricant temperature and also due to the action of applied stress (shear melting) is considered. Expression for total friction force with viscous and elastic components of stresses is obtained. Dependences of friction force on relative velocity of shear of rubbing surfaces, temperature of lubricant layer, and pressure applied to surfaces are analyzed. The phase diagram with domains of sliding and dry friction is built, where the ambiguous region is also realized with the lubricant state depending on the initial conditions. In this domain, arising of stick-slip mode of friction is possible.

Keywords: lubricant, nonequilibrium processes, stick-slip effect, boundary friction, phase diagram, shear melting

Fig. 1. Dependence of stationary value of excess volume f^2 (dimensionless quantity) on temperature of lubricant T and velocity of shear V_{ij} : a – curves 1, 2, 3, 4 correspond to the velocities of shear $V_{ij} = 0, 800, 1100, 1550$ nm/s; b – curves 1, 2, 3, 4 were obtained at temperatures $T = 200, 255, 285, 310$ K

Fig. 2. Dependence of free energy density $\Phi(I)$ on parameter f : a – curves 1, 2, 3 correspond to the temperatures $T = 280, 295, 310$ K and zero velocity of shear; b – curves 1, 2, 3 correspond to the velocities of shear $V_{ij} = 904, 830, 800$ nm/s and temperature $T = 200$ K, the middle curve in the inset is shown at a larger scale

Fig. 3. Temperature dependences of critical shear velocities of rubbing surfaces V_{ij} (a) and hysteresis width $\Delta V = V_{c0} - V_c^0$ (b): a : curves 1, 2 are critical velocities of melting V_{c0} and solidification V_c^0 ; sections AB, CD depict the width of hysteresis in temperature and velocity, respectively

Fig. 4. Dependence of friction force F_{ij} on shear velocity V_{ij} and lubricant temperature T at $\gamma = 2/3, A = 3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2, k = 1 \text{ Pa} \cdot \text{s}^{5/3}$: a – curves 1, 2, 3, 4 correspond to the stationary values of shear velocity $V_{ij} = 500, 800, 1100$ and 1550 nm/s; b – curves 1, 2, 4 correspond to the stationary values of temperature $T = 200, 255$ и 310 K

Fig. 5. Dependence of friction force F_{ij} on normal pressure to the friction surface $-n$ with parameters of Fig. 4 and temperature $T = 305$ K. Curves 1, 2, 3, 4, 5 correspond to the stationary values of shear velocity $V_{ij} = 50, 140, 300, 500$ and 800 nm/s