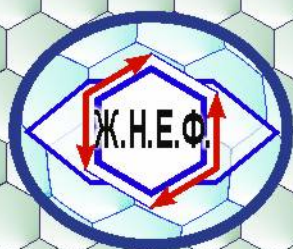
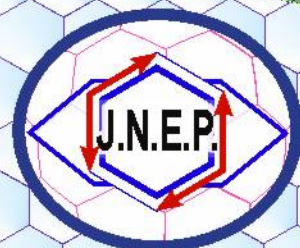


ISSN 2077-6772



ЖУРНАЛ НАНО- та ЕЛЕКТРОННОЇ ФІЗИКИ

Том 2, № 2, 2010



Сумський державний університет
<http://jnef.sumdu.edu.ua/>

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

НЕРАВНОВЕСНАЯ ЭВОЛЮЦИОННАЯ ТЕРМОДИНАМИКА ГРАНИЧНОГО ТРЕНИЯ

Л.С. Метлов¹, А.В. Хоменко², Я.А. Ляшенко², С.Н. Чепульский²

¹ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
ул. Р. Люксембург, 72, 83114, г. Донецк, Украина
E-mail: lsmet@fti.dn.ua

² Сумский государственный университет,
ул. Р. Корсакова, 2, 40007, г. Сумы, Украина
E-mails: khom@mss.sumdu.edu.ua, nabla04@ukr.net

Предложена общая термодинамическая модель плавления ультратонкой пленки смазки. Найдено значение критической скорости сдвига, при котором смазка плавится согласно механизму сдвигового плавления. Показано, что при температуре поверхностей трения выше критического значения она плавится даже при нулевой скорости сдвига, поскольку наступает полное термодинамическое плавление. Найденные особенности качественно совпадают с экспериментальными данными.

Ключевые слова: ГРАНИЧНОЕ ТРЕНИЕ, МОДУЛЬ СДВИГА, ПРЕРЫВИСТЫЙ РЕЖИМ, СДВИГОВЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ДЕФОРМАЦИИ, УЛЬТРАТОНКАЯ ПЛЕНКА СМАЗКИ.

(Получено 17.06.2010, в отредактированной форме – 10.07.2010)

1. ВВЕДЕНИЕ

С развитием техники все более возрастает актуальность исследований в области граничного трения. Этот вид трения возникает в трибологических системах при толщине смазочного материала менее 10 атомных слоев, либо когда две трущиеся поверхности, разделенные слоем смазки, контактируют друг с другом за счет неровностей, шероховатостей и т.п. Граничное трение часто реализуется при трении скольжения [1], поэтому требует детального изучения.

Ввиду сложности физико-химических процессов, протекающих в зоне контакта трущихся тел, происходящие при трении процессы не поддаются описанию с точки зрения классической механики. С целью выяснения трибологических и реологических свойств фрикционных систем в режиме граничного трения активно проводятся исследования атомарно-гладких слюдяных поверхностей, разделенных ультратонким слоем смазочного материала. В такого рода экспериментах показано, что жидкая смазка может проявлять свойства, присущие твердым телам [2]. Отличительной особенностью является наличие прерывистого движения (*stick-slip*) [3], когда относительная скорость сдвига трущихся поверхностей изменяется в процессе движения за счет периодического плавления и затвердевания смазки. При этом смазка может плавиться как

обычным образом за счет повышения температуры, так и согласно механизму сдвигового плавления при превышении скоростью сдвига критического значения. При этом состояния смазки не являются равновесными термодинамическими фазами, а представляют кинетические режимы трения, между которыми возможны переходы, приводящие к прерывистому трению. Поэтому говорят не о жидкой и твердой структурах смазки, а о жидкоподобном и твердоподобном состояниях. Особенности данных состояний из-за тонкости смазочного слоя до сих пор в полной мере не выяснены.

Для описания указанных процессов ввиду их сложности чаще всего используют феноменологические модели, позволяющие объяснить экспериментально наблюдаемые результаты [4-7]. Широкое распространение получили также и методы молекулярной динамики [8, 9]. В работе [6] при учете стохастических эффектов найдены три режима трения: режим скольжения, соответствующий малым скоростям сдвига, регулярный прерывистый режим и режим скольжения при больших скоростях сдвига. Существование таких режимов подтверждают эксперименты [1-3, 10].

Ранее в работе [7] в рамках синергетической модели Лоренца предложен подход, учитывающий термодинамическое и сдвиговое плавление слоя смазки. В рамках указанной теории исследовано влияние на систему флуктуаций основных параметров [11-14]. Показано, что флуктуации могут приводить как к периодическому прерывистому режиму трения [12], так и к режиму, в котором фазовые переходы в смазке происходят стохастическим образом [14]. Причины скачкообразного плавления и гистерезиса, которые наблюдались в экспериментах [15-17], рассмотрены в работе [18].

В то же время традиционное использование системы уравнений Лоренца для задач механики сталкивается с рядом противоречий уже на стадии формулировки проблемы. Рассмотрение деформаций и напряжений, как относительно независимых величин в том смысле, что для каждой из них пишется отдельное эволюционное уравнение противоречит принципам «классической» механики и термодинамики. Кроме того, при такой постановке отсутствует симметрия типов термодинамических потоков, которая предопределяет строгое соответствие знаков в смешанных слагаемых в эволюционных уравнениях. Выход может быть найден в использовании многомерных термодинамических потенциалов, из которых путем стандартной процедуры дифференцирования должна следовать система эволюционных уравнений типа Ландау-Халатникова [19]. Ранее этот подход был использован для описания процессов интенсивной пластической деформации (ИПД) [20-23].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Согласно общей процедуре [20], внутренняя энергия для модели, в которой одновременно учтены вклады от больших сдвиговых деформаций ε_{ij}^e и по энтропии s , имеет вид:

$$\begin{aligned}
 u = & u_0^* + \sigma_0 \varepsilon_{ii}^e + \frac{1}{2} \lambda (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \mu (\varepsilon_{ij}^e)^2 + \alpha s^2 + \beta s \varepsilon_{ii}^e + \\
 & + t_0 \tilde{s} - \frac{1}{2} t_1 \tilde{s}^2 + \frac{1}{3} t_2 \tilde{s}^3 - \frac{1}{4} t_3 \tilde{s}^4 + \\
 & + \frac{c}{2} (\nabla f)^2 + \phi_0 f - \frac{1}{2} \phi_1 f^2 + \frac{1}{3} \phi_2 f^3 - \frac{1}{4} \phi_3 f^4 - \\
 & - m_1 \tilde{s} f + m_2 \tilde{s}^2 f + m_3 \tilde{s} f^2 - m_4 \tilde{s}^3 f - m_5 \tilde{s}^2 f^2 - m_6 \tilde{s} f^3,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где u_0^* , σ_0 , λ , μ , α , β , t_0 , t_1 , t_2 , t_3 , c , ϕ_0 , ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 , m_1 , m_2 , m_3 , m_4 , m_5 , m_6 – константы разложения. Причем в свою очередь:

$$\begin{aligned}
 t_0 = & t_0^* + X_3^{(0)} \varepsilon_{ii}^e + X_5^{(0)} (\varepsilon_{ii}^e)^2 + X_6^{(0)} (\varepsilon_{ij}^e)^2 + \alpha_t s, \\
 t_1 = & t_1^* + X_4^{(0)} \varepsilon_{ii}^e;
 \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_0 = & \phi_0^* + g \varepsilon_{ii}^e + \frac{1}{2} \bar{\lambda} (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \bar{\mu} (\varepsilon_{ij}^e)^2 + \alpha_\phi s, \\
 \phi_1 = & \phi_1^* + 2e \varepsilon_{ii}^e + \frac{1}{2} \tilde{\lambda} (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \tilde{\mu} (\varepsilon_{ij}^e)^2, \\
 \phi_2 = & \phi_2^* + q \varepsilon_{ii}^e;
 \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned}
 m_1 = & m_1^* + X_3 \varepsilon_{ii}^e + X_5 (\varepsilon_{ii}^e)^2 + X_6 (\varepsilon_{ij}^e)^2, \\
 m_2 = & m_2^* + X_4 \varepsilon_{ii}^e, \\
 m_3 = & m_3^* + Y \varepsilon_{ii}^e.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь упругие напряжения учитываются с точностью до квадратичных вкладов через первые два инварианта тензора деформаций ε_{ii}^e , $(\varepsilon_{ij}^e)^2 = \varepsilon_{ij}^e \varepsilon_{ji}^e$, где по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. При этом первый инвариант представляет след тензора деформаций $\varepsilon_{ii}^e = \varepsilon_1^e + \varepsilon_2^e + \varepsilon_3^e$, а второй определяется выражением [24]

$$(\varepsilon_{ij}^e)^2 = (\varepsilon_1^e)^2 + (\varepsilon_2^e)^2 + (\varepsilon_3^e)^2. \tag{5}$$

Также здесь введены две новые базовые величины – неравновесная энтропия \tilde{s} и параметр беспорядка f . Неравновесная энтропия описывает ту часть теплового движения, которая обусловлена неравновесным и неравномерным характером теплового распределения. Именно эта часть энтропии эволюционирует в процессе внешнего воздействия, стремясь к стационарному значению. Равновесная энтропия изменяется во времени за счет релаксации неравновесной энтропии и перехода последней в равновесную подсистему. Параметр беспорядка имеет физический смысл избыточного объема, возникающего за счет хаотизации (аморфизации) структуры твердого тела в процессе плавления.

Выражение (1) записано в самом общем виде с сохранением всех слагаемых вплоть до 4-го порядка. Запись имеет простой и симметричный вид. В первой строке учтены все равновесные переменные, которые и только они учтены в квадратичном приближении. Во второй строке слагаемые, зависящие от неравновесной энтропии и от равновесных параметров. В третьей строке слагаемые, зависящие от параметра беспорядка и равновесных параметров. В последней строке приведены смешанные слагаемые по обоим типам неравновесных переменных и от равновесных параметров. Нечетные степени неравновесных переменных положительные, четные – отрицательные, все знаки в расшифровке коэффициентов положительные.

Запишем соответствующие эволюционные уравнения для неравновесных параметров X_i в виде

$$\tau_{X_i} \dot{X}_i = \frac{\partial u}{\partial X_i}, \quad (6)$$

где τ_{X_i} – время релаксации. При описании с помощью уравнений (6) система стремится не к минимуму внутренней энергии, а к его максимуму, что соответствует сильнонеравновесным процессам, происходящим в открытых системах при внешнем притоке энергии [20]. В нашем случае приток энергии осуществляется за счет деформирования смазочного слоя при сдвиге поверхностей трения. При этом уравнение для параметра беспорядка принимает вид

$$\begin{aligned} \tau_f \frac{\partial f}{\partial t} = c \nabla^2 f + \phi_0 - \phi_1 f + \phi_2 f^2 - \phi_3 f^3 - m_1 \tilde{s} + \\ + m_2 \tilde{s}^2 + 2m_3 \tilde{s} f - m_4 \tilde{s}^3 - 2m_5 \tilde{s}^2 f - 3m_6 \tilde{s} f^2, \end{aligned} \quad (7)$$

а для неравновесной энтропии \tilde{s} получим

$$\begin{aligned} \tau_s \frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} = t_0 - t_1 \tilde{s} + t_2 \tilde{s}^2 - t_3 \tilde{s}^3 - m_1 f + \\ + 2m_2 \tilde{s} f + m_3 f^2 - 3m_4 \tilde{s}^2 f - 2m_5 \tilde{s} f^2 - m_6 f^3, \end{aligned} \quad (8)$$

где слагаемые со знаком «+» описывают прирост неравновесной энтропии за счет внешних источников энергии (работа), со знаком «-» – ее уход в равновесную подсистему.

Эволюционное уравнение для равновесной энтропии будет отличаться от обычной формы (6), поскольку изменение равновесной энтропии осуществляется за счет перехода неравновесной ее формы в равновесную. Убыль неравновесной энтропии учитывается отрицательными слагаемыми в эволюционном уравнении (8), значит эти же слагаемые должны учитывать прирост равновесной энтропии. Поэтому уравнение эволюции равновесной энтропии запишется в виде:

$$\tau_s \frac{\partial s}{\partial t} = t_1 \tilde{s} + t_3 \tilde{s}^3 + m_1 f + 3m_4 \tilde{s}^2 f + 2m_5 \tilde{s} f^2 + m_6 f^3 + \tau_s L, \quad (9)$$

где L – убыль равновесной энтропии за счет теплопроводности. Связанное с L количество тепла уходит в окружающее смазку пространство, в частности, к поверхностям трения, которые выступают в роли термостата. Так как убыль неравновесной энтропии и ее переход в равновесную подсистему – это один и тот же процесс, времена релаксации в выражениях (8) и (9) равны.

По найденному значению равновесной энтропии легко определить текущую температуру смазки. Согласно выражению для внутренней энергии, будет справедливо уравнение состояния в виде:

$$T = \frac{\partial u}{\partial s} = 2\alpha s + \alpha_t \tilde{s} + \alpha_\phi f + \beta \varepsilon_{ii}^e. \quad (10)$$

Найдем аналитическое выражение для составляющей L в уравнении (9). В случае неоднородного нагрева среды уравнение теплопроводности представляет обычное уравнение непрерывности [25]

$$T \frac{\partial s}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T, \quad (11)$$

где коэффициент теплопроводности κ полагается постоянным. Полагая, что слой смазки и атомарно-гладкие поверхности имеют различные температуры T и T_e соответственно, для нормальной составляющей ∇_z^2 с достаточной точностью можно использовать приближение $\kappa \nabla_z^2 T \approx (\kappa / h^2)(T_e - T)$, где h – толщина смазки, или расстояние между трущимися поверхностями. С учетом этого уравнение (11) запишется в более простом виде

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\kappa}{h^2} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right) + \frac{\kappa}{T} (\nabla_x^2 + \nabla_y^2) T, \quad (12)$$

где величина h^2/κ играет роль времени релаксации, в течение которого происходит выравнивание температур по толщине смазки за счет процессов теплопроводности. Приняв в (9) $L = \partial s / \partial t$ из (12), получим окончательное выражение для эволюции равновесной энтропии

$$\begin{aligned} \tau_s \frac{\partial s}{\partial t} = & t_1 \tilde{s} + t_3 \tilde{s}^3 + m_1 f + 3m_4 \tilde{s}^2 f + 2m_5 \tilde{s} f^2 + m_6 f^3 + \\ & + \tau_s \frac{\kappa}{h^2} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right) + \tau_s \frac{2\alpha\kappa}{T} (\nabla_x^2 + \nabla_y^2) s + \tau_s \frac{\alpha_\phi \kappa}{T} (\nabla_x^2 + \nabla_y^2) f, \end{aligned} \quad (13)$$

где температура T задается выражением (10). Согласно (1), упругие напряжения определяются как $\sigma_{ij}^e = \partial u / \partial \varepsilon_{ij}^e$:

$$\begin{aligned}
\sigma_{ij}^e &= \sigma_0 \delta_{ij} + \lambda \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}^e + \beta s \delta_{ij} + \\
&+ \left(X_3^{(0)} \delta_{ij} + 2X_5^{(0)} \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2X_6^{(0)} \varepsilon_{ij}^e \right) \tilde{s} - \frac{1}{2} X_4^{(0)} \tilde{s}^2 \delta_{ij} + \\
&+ \left(g \delta_{ij} + \bar{\lambda} \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2\bar{\mu} \varepsilon_{ij}^e \right) f - \\
&- \left(e \delta_{ij} + \frac{1}{2} \tilde{\lambda} \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + \tilde{\mu} \varepsilon_{ij}^e \right) f^2 + \frac{1}{3} q f^3 \delta_{ij} - \\
&- \left(X_3 \delta_{ij} + 2X_5 \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2X_6 \varepsilon_{ij}^e \right) \tilde{s} f + X_4 \tilde{s}^2 f \delta_{ij} + Y \tilde{s} f^2 \delta_{ij}.
\end{aligned} \tag{14}$$

Выражение (14) можно представить в виде эффективного закона Гука [25]

$$\sigma_{ij}^e = \sigma_v \delta_{ij} + 2\mu_{eff} \varepsilon_{ij}^e + \lambda_{eff} \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} \tag{15}$$

с эффективными упругими параметрами

$$\mu_{eff} = \mu + X_6^{(0)} \tilde{s} + \bar{\mu} f - \frac{1}{2} \tilde{\mu} f^2 - X_6 \tilde{s} f, \tag{16}$$

$$\lambda_{eff} = \lambda + 2X_5^{(0)} \tilde{s} + \bar{\lambda} f - \frac{1}{2} \tilde{\lambda} f^2 - 2X_5 \tilde{s} f. \tag{17}$$

В (15) также появляется слагаемое, не зависящее от деформации

$$\sigma_v = \sigma_0 + \beta s + X_3^{(0)} \tilde{s} - \frac{1}{2} X_4^{(0)} \tilde{s}^2 + g f - e f^2 + \frac{1}{3} q f^3 - X_3 \tilde{s} f + X_4 \tilde{s}^2 f + Y \tilde{s} f^2. \tag{18}$$

Первый и второй инварианты определяются таким образом (см. Приложение):

$$\varepsilon_{ii}^e = \frac{n - \sigma_v}{\lambda_{eff} + \mu_{eff}}, \tag{19}$$

$$(\varepsilon_{ij}^e)^2 \equiv \varepsilon_{ij}^e \varepsilon_{ji}^e = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\tau}{\mu_{eff}} \right)^2 + (\varepsilon_{ii}^e)^2 \right], \tag{20}$$

где n , τ – нормальная и касательная компоненты напряжений, действующих на смазку со стороны трущихся поверхностей¹. Здесь учтено, что упругие модули, отвечающие за упругие деформации, являются эффективными и из напряжений вычтен вклад σ_v , не связанный с деформациями.

Воспользуемся дебаевским приближением, связывающим упругую деформацию ε_{ij}^e с пластической ε_{ij}^{pl} [4]:

¹Сдвиговое напряжение τ определяется из выражения (15) при $i \neq j$, т.е. $\delta_{ij} = 0$.

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{pl} = \frac{\varepsilon_{ij}^e}{\tau_\varepsilon}. \quad (21)$$

Полная деформация в слое определится как

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^{pl}. \quad (22)$$

Эта деформация задает скорость движения верхнего блока V_{ij} согласно связи [2]

$$V_{ij} = h\dot{\varepsilon}_{ij} = h(\dot{\varepsilon}_{ij}^e + \dot{\varepsilon}_{ij}^{pl}), \quad (23)$$

где h – толщина смазки. Время релаксации деформации в (21) зависит от состояния смазки:

$$\tau_\varepsilon = K(\gamma_0 - \gamma_1 f), \quad (24)$$

где введены постоянные γ_0 , γ_1 и коэффициент K . Для твердоподобного состояния смазки $K = K_{sol}$.

Согласно последнему выражению, в твердоподобном состоянии τ_ε велико, и поэтому ε_{ij}^e также велико. Для жидкоподобного состояния τ_ε уменьшается, и ε_{ij}^e также убывает. Комбинируя соотношения (21) – (24), получим выражение для упругой сдвиговой деформации:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^e + \frac{\varepsilon_{ij}^e}{K(\gamma_0 - \gamma_1 f)} = \frac{V_{ij}}{h}. \quad (25)$$

Экспериментальные данные однозначно утверждают, что в жидкоподобном состоянии упругие деформации релаксируют очень быстро [2], т.е. время релаксации для жидкоподобного состояния будет существенно меньшим. Формула (24) при $K = K_{sol}$ уже несет в себе тенденцию уменьшения времени релаксации с плавлением (при увеличении f), но такая зависимость справедлива только для твердоподобного состояния и вблизи точки перехода [4]. Поэтому для жидкоподобной смазки следует полагать $K = K_{liq} < K_{sol}$.

Известно, что плавление смазки в большинстве случаев имеет гистерезисный характер [6, 15-17]. Для теоретического описания гистерезисных явлений был предпринят ряд работ, в частности, в рамках модели Лоренца [18]. Здесь для учета указанных явлений следует выделить два характерных значения параметра беспорядка: при $f > f_{liq}$ смазка плавится, а когда $f < f_{sol}$, она затвердевает.

3. ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ И ПЛАВЛЕНИЕ СДВИГОМ

Смазочные материалы толщиной несколько атомарных диаметров ведут себя отличным от объемных смазок образом, поэтому при их описании нельзя использовать стандартный формализм, поскольку появляется ряд принципиально новых эффектов, которые необходимо учитывать. Одним

из них является прерывистое движение (*stick-slip*) [2], схематически показанное на рисунке 1.

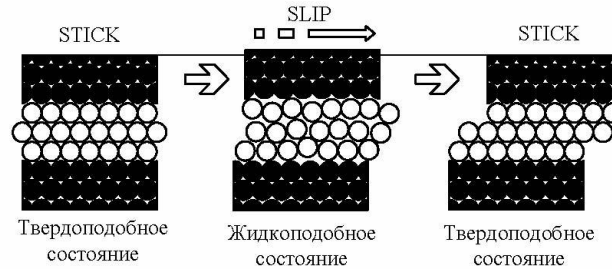


Рис. 1 – Схематическая реализация прерывистого режима трения [2]

Если сдвигать верхнюю трущуюся поверхность вправо, то сначала смазка твердоподобна (*stick*), затем при превышении критического значения упругих сдвиговых напряжений σ_{ij}^e , она резко переходит в жидкоподобную фазу (*slip*) за счет разупорядочения атомов. При этом верхняя поверхность приподнимается, поскольку происходит изменение объема смазки. В жидкоподобном состоянии сразу происходит релаксация σ_{ij}^e , и смазка за счет сдавливания стенок под действием нагрузки снова затвердевает (*stick*). Данный процесс является периодическим. Одно из основных отличий от поведения объемных смазок в этом механизме состоит в том, что действие сдвиговых напряжений σ_{ij}^e приводит не только к сдвигу, но и к увеличению объема смазки. Этот факт согласуется с результатами, полученными с помощью методов молекулярной динамики [8], и может быть отражен с помощью модифицирования соотношения (19) следующим образом:

$$\varepsilon_{ii}^e = \frac{n - \sigma_v + \sigma_{ij}^e \varepsilon_{ij}^a}{\lambda_{eff} + \mu_{eff}}. \quad (26)$$

Здесь введена безразмерная тензорная постоянная ε_{ij}^a , которая задает степень дилатации (расширение смазки при сдвиге под действием σ_{ij}^e). При этом следует также учитывать, что действие сдвиговых напряжений приводит к росту толщины смазки h . Относительное увеличение объема² за счет роста толщины смазки можно выразить таким образом:

$$\frac{\delta V}{V_0} = \frac{A \delta h}{A h} = \frac{\delta h}{h}, \quad (27)$$

²Физический смысл первого инварианта (26) – относительное изменение объема $\delta V/V_0$, где δV – изменение объема, а V_0 – начальный объем до деформирования.

где A – площадь контакта. Приравняв вклад в относительное увеличение объема из (26) за счет сдвиговых напряжений и последнее выражение, получим изменение толщины смазочного слоя в виде

$$\delta h = h \frac{\sigma_{ij}^e \varepsilon_{ij}^a}{\lambda_{eff} + \mu_{eff}}. \quad (28)$$

В последующих расчетах толщину h в (25) следует заменить выражением $h + \delta h$. Теперь модель является полной, так как наряду с термодинамическим плавлением учитывает и плавление сдвигом. Далее, в рамках настоящей работы, для простоты рассматривается однородный вариант, и в соотношениях (7), (13) полагается $\nabla^2 \equiv 0$.

Результат совместного численного решения уравнений (7), (8), (13), (25) показан на рисунке 2.

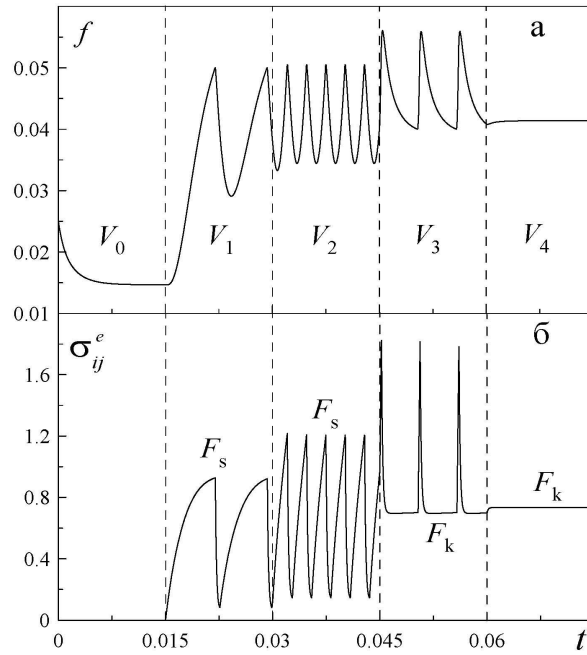


Рис. 2 – Зависимости избыточного объема f (безразмерная величина) и сдвиговых напряжений σ_{ij}^e (15) (МПа) от времени t (с) при параметрах $\sigma_0 = 0,1$ Па; $\lambda = 200$ Па; $\mu = 10^8$ Па; $\alpha = 4,1$ К²·м³/Дж; $\beta = 2,2$ К; $X_3^0 = 2,02$ К; $X_6^0 = 4 \cdot 10^6$ К; $t_1^* = 150$ К²·м³/Дж; $X_4^0 = 50$ К²·м³/Дж; $g = 0,1$ Па; $\bar{\mu} = 4 \cdot 10^5$ Па; $\phi_1^* = 500$ Дж/м³; $e = 10,8$ Па; $\tilde{\mu} = 24$ Па; $m_1^* = 3$ К; $X_3 = 1,12$ К; $X_6 = 4040$ К; $\tau_f = 1$ Дж·с/м³; $\tau_s = 0,1$ К²·с·м³/Дж; $\kappa = 10^{-11}$ Вт/(К·м); $\alpha_t = 0,2$ К²·м³/Дж; $\alpha_\phi = 0,2$ К; $h = 10^{-9}$ м; $T_e = 300$ К; $\varepsilon_{ij}^a = 1$; $n = -10^5$ Па; $\gamma_0 = 0,0025$ с; $\gamma_1 = 0,005$ с; $K_{sol} = 1$; $K_{liq} = 0,07$; $f_{sol} = 0,04$; $f_{liq} = 0,05$. Не указанные параметры равны нулю. Значения скоростей сдвига V_{ij} : $V_0 = 0$ нм/с; $V_1 = 2$ нм/с; $V_2 = 4$ нм/с; $V_3 = 21$ нм/с; $V_4 = 22$ нм/с.

При нулевой скорости сдвиговые напряжения равны нулю, избыточный объем f уменьшается, смазка при этом постепенно затвердевает за счет сдавливания стенок. Когда система начинает движение ($V_{ij} = V_1 \neq 0$), смазка начинает плавиться под действием растущих напряжений σ_{ij}^e , и параметр беспорядка при этом растет. Когда f достигает значения $f = f_{liq}$, смазка плавится полностью, и поскольку время релаксации в (25) становится гораздо меньше, напряжения начинают уменьшаться. Смазка при этом опять начинает затвердевать, так как в расплавленном состоянии ее поддерживают упругие напряжения. Когда она затвердеет полностью ($f = f_{sol}$), за счет увеличения времени релаксации в (25) параметр f опять увеличивается, пока не достигнет значения f_{liq} , и процесс повторяется снова. Согласно сказанному, устанавливается периодический прерывистый (*stick-slip*) режим плавления/затвердевания. Следует отметить, что при $V_{ij} = V_1$ параметр беспорядка при превышении значения f_{liq} сразу начинает уменьшаться, а при затвердевании и достижении $f = f_{sol}$ еще некоторое время уменьшается, а только затем увеличивается. Это связано с тем, что для увеличения f необходимо какое-то минимальное значение напряжений, а так как скорость мала, это значение, согласно (25), развивается медленно. Поэтому после затвердевания избыточный объем может продолжать уменьшаться, пока не будет достигнуто соответствующее значение напряжений. При повышении скорости до значения $V_{ij} = V_2$ частота пиков *stick-slip* увеличивается за счет того, что при этой скорости в системе быстрее развиваются напряжения. Соответственно смазка быстрее плавится, и за один и тот же промежуток времени система успевает совершить большее количество переходов плавление/затвердевание. С еще большим увеличением скорости $V_{ij} = V_3$ частота пиков снова уменьшается, поскольку при больших скоростях в уравнении (25) напряжения релаксируют к большему стационарному значению, при котором смазка медленней затвердевает. При этом на зависимости $\sigma_{ij}^e(t)$ видны длинные кинетические участки $\sigma_{ij}^e = \text{const}$. В этом режиме при превышении $f > f_{liq}$ параметр беспорядка еще некоторое время увеличивается, а затем начинает убывать. При дальнейшем росте скорости сдвига $V_{ij} = V_4$ прерывистый режим исчезает, и устанавливается кинетический режим трения жидкоподобной смазки со значением силы трения F_k . Это происходит потому, что с величиной скорости больше критической $V_{ij} > V_c$ в смазке возникают напряжения σ_{ij}^e , достаточные для обеспечения значения $f > f_{sol}$, при котором смазка не может затвердеть. Отметим, что при повышении скорости на зависимости $\sigma_{ij}^e(t)$ увеличиваются значения напряжений, соответствующих кинетическому режиму трения с силой трения F_k . Этот факт согласуется с предложенной ранее механистической моделью [5]. Таким образом, при увеличении скорости сначала частота пиков *stick-slip* увеличивается, затем уменьшается за счет появления длинных кинетических участков, а при превышении критического значения скорости $V_{ij} > V_c$ режим *stick-slip* исчезает. Описанное поведение хорошо согласуется с экспериментальными результатами, показанными на рис. 3.

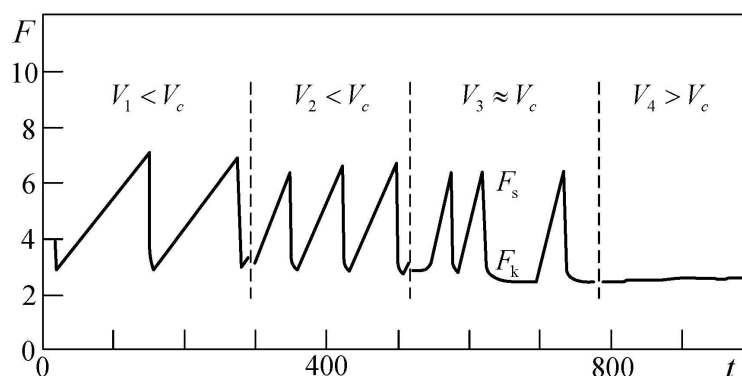


Рис. 3 – Зависимость силы трения F (мН) от времени t (с) для слоя гексадекана при температуре $17\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($T < T_c$) с увеличением скорости скольжения V . Выше значения критической скорости $V_c \approx 400$ нм/с наступает кинетический режим скольжения [2].

4. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Смазка может плавиться не только за счет сдвигового плавления при повышении скорости, но также и обычным образом при повышении температуры. Для исследования влияния температуры получим временные зависимости для избыточного объема и напряжений, подобные показанным на рисунке 2. Значение скорости сдвига V_{ij} при этом примем постоянным, а увеличивать будем температуру сдвигаемых поверхностей T_e . Указанные зависимости приведены на рисунке 4.

Из рисунка 4 видно, что при малых температурах поверхностей трения $T_e = T_{e0}$ частота *stick-slip* переходов велика, и кинетический участок на зависимости $\sigma_{ij}^e(t)$ не прослеживается. Это говорит о том, что смазка после плавления сразу начинает затвердевать. С увеличением температуры ($T_e = T_{e1}$) частота пиков становится меньше, как и их высота. Уменьшение высоты пиков говорит о снижении статической силы трения F_s . С еще большим увеличением $T_e = T_{e2}$ становится выраженным кинетический участок $\sigma_{ij}^e = \text{const}$, т.е. смазка существует какое-то время в расплавленном состоянии при постоянных напряжениях. Однако за счет диссипации избыточный объем уменьшается, смазка все же затвердевает, и реализуется *stick-slip* режим. При $T_e = T_{e3}$ кинетический участок становится определяющим, так как здесь смазка большую часть времени находится в жидкоподобном состоянии. И, наконец, при $T_e = T_{e4}$ смазка окончательно плавится, и наступает кинетический режим трения.

5. ВЛИЯНИЕ НАГРУЖЕНИЯ

Эксперименты по исследованию граничного трения проводятся при различных величинах нагрузки на трущиеся поверхности. Установлено, что внешнее давление влияет на поведение системы критическим образом [2]. На рисунке 5 показаны временные зависимости напряжений при постоянных значениях температуры системы и сдвиговой скорости, но при повышении внешней нагрузки n .

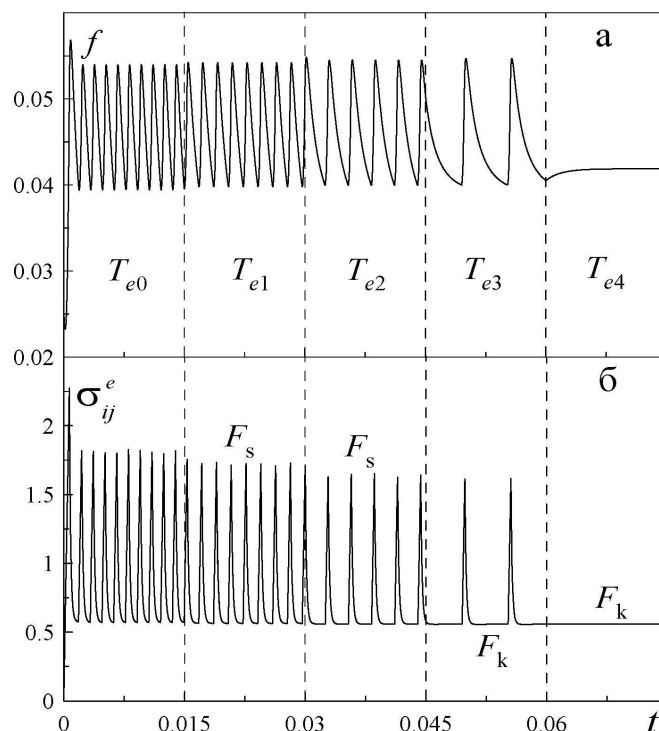


Рис. 4 – Зависимости избыточного объема f (безразмерная величина) и упругих сдвиговых напряжений σ_{ij}^e (МПа) от времени t (с) при параметрах рисунка 2 и скорости сдвига $V = 27$ нм/с. Значения температур поверхностей трения $T_{e0} = 50$ К; $T_{e1} = 230$ К; $T_{e2} = 400$ К; $T_{e3} = 490$ К; $T_{e4} = 550$ К.

На рис. 5а значение температуры $T_e < T_c$, и реализуется *stick-slip* режим. Видно, что с ростом нагрузки сила трения увеличивается, так как растет амплитуда *stick-slip* переходов. Если повысить температуру до значения $T_e > T_c$ (рис. 5б), то режим *stick-slip* исчезает, и устанавливается кинетический режим, где с ростом давления сила трения также возрастает. Описанные особенности качественно совпадают с экспериментальными зависимостями, полученными в работе [2].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная термодинамическая модель позволяет описать эффекты, наблюдаемые при плавлении ультратонкой пленки смазки. Рассмотрены как обычный случай плавления за счет повышения температуры, так и плавление за счет разупорядочения под действием приложенных напряжений.

Показано, что причиной появления прерывистого режима трения, который наблюдается в экспериментах, является быстрая релаксация упругих напряжений при достижении смазкой жидкоподобного состояния. При температуре поверхностей трения, не достаточной для обеспечения плавления в состоянии покоя, при такой релаксации смазка

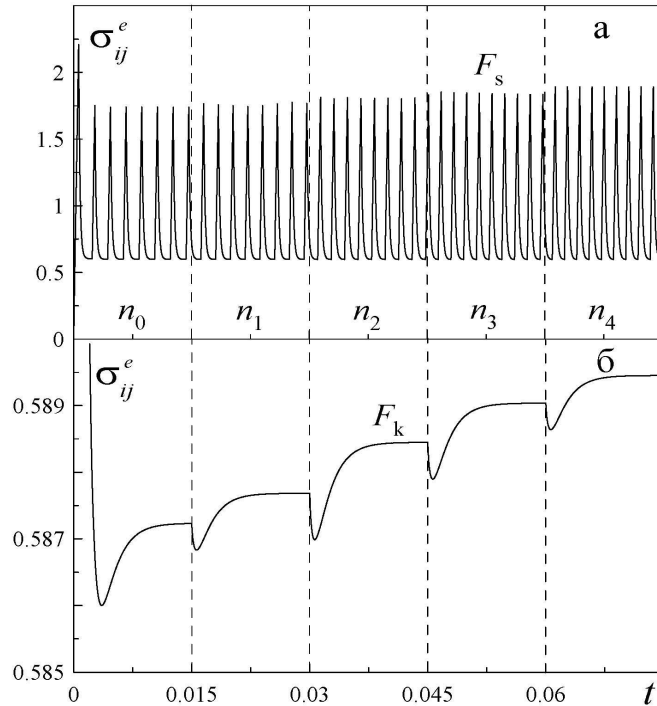


Рис. 5 – Зависимости упругих сдвиговых напряжений σ_{ij}^e (МПа) от времени t (с) при параметрах рис. 2, $V_{ij} = 18$ нм/с и значениях внешнего нормального давления $n_0 = -0,05$ МПа; $n_1 = -0,1$ МПа; $n_2 = -0,2$ МПа; $n_3 = -0,3$ МПа; $n_4 = -0,4$ МПа: а – $T_e = 200$ К; б – $T_e = 600$ К.

снова затвердевает и находится в твердоподобном состоянии в течение времени, необходимого для возникновения напряжений, при которых происходит плавление. Также рассмотрено влияние давления на процесс плавления, и показано, что с его ростом сила трения увеличивается. Полученные зависимости качественно совпадают с экспериментальными. Представляется возможным добиться и количественного совпадения, однако поскольку в модели большое количество параметров, это довольно трудоемкий процесс, и для нахождения параметров теории необходимо проведение ряда дополнительных экспериментов. Кроме того, в каждой конкретной экспериментальной ситуации значения параметров будут различными, поскольку они зависят от свойств смазки, типа поверхностей трения и т.п.

ПРИЛОЖЕНИЕ: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНВАРИАНТОВ ТЕНЗОРА ДЕФОРМАЦИИ

Для изотропного тела справедливо равенство [25]:

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{ii} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}. \tag{П.1}$$

Выбираем главные оси деформации в качестве координатных осей, тогда тензор деформаций ε_{ij} имеет только диагональные компоненты. Рассмотрим плоское деформационное состояние смазки, 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 смазки действует касательное напряжение [24]

$$\tau_2 = \frac{1}{2}(\sigma_3 - \sigma_1) = \mu(\varepsilon_{33} - \varepsilon_{11}), \quad (\text{П.5})$$

а нормальное к границе смазки напряжение равно [24]

$$n_2 = \frac{1}{2}(\sigma_3 + \sigma_1) = (\lambda + \mu)(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}). \quad (\text{П.6})$$

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 (19), (20) определяются как

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

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

NON-EQUILIBRIUM EVOLUTIONAL THERMODYNAMICS OF BOUNDARY FRICTION

*L.S. Metlov*¹, *A.V. Khomenko*², *I.A. Lyashenko*², *S.N. Chepulskiy*²

¹ Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A. Galkin of the NASU, 72, R.-Luxemburg Str., 83114, Donetsk, Ukraine
E-mail: lsmet@fti.dn.ua

² Sumy State University, 2, Rymsky-Korsakov Str., 40007, Sumy, Ukraine
E-mails: khom@mss.sumdu.edu.ua, nabla04@ukr.net

The general thermodynamic model of ultrathin lubricant film melting is proposed. The critical value of shear velocity, at which lubricant melts according to the shear melting mechanism, was found. It was shown that at temperature of rubbing surfaces above the critical value it melts even at zero shear velocity since total thermodynamic melting is realized. Found features coincide qualitatively with experimental data.

Keywords: BOUNDARY FRICTION, SHEAR MODULUS, STICK-SLIP REGIME, SHEAR STRESS AND STRAIN, ULTRATHIN LUBRICANT FILM.

НЕРІВНОВАЖНА ЕВОЛЮЦІЙНА ТЕРМОДИНАМІКА МЕЖОВОГО ТЕРТЯ

Л.С. Метлов¹, О.В. Хоменко², Я.О. Ляшенко², С.М. Чепульський²

¹ Донецький фізико-технічний інститут ім. О.О. Галкіна НАН України,
вул. Р. Люксембург, 72, 83114 м. Донецьк, Україна
E-mail: lsmet@fti.dn.ua

Сумський державний університет,
вул. Римського Корсакова, 2, 40007, м. Суми, Україна
E-mails: khom@mss.sumdu.edu.ua, nabla04@ukr.net

Запропоновано загальну термодинамічну модель плавлення ультратонкої плівки мастила. Знайдено значення критичної швидкості зсуву, при якому мастило плавиться за механізмом зсувного плавлення. Показано, що при температурі поверхонь тертя вище за критичне значення воно плавиться навіть при нульовій швидкості зсуву, оскільки відбувається повне термодинамічне плавлення. Знайдені особливості якісно збігаються з експериментальними даними.

Ключові слова: МЕЖОВЕ ТЕРТЯ, МОДУЛЬ ЗСУВУ, ПЕРЕРИВЧАСТИЙ РЕЖИМ, ЗСУВНІ НАПРУЖЕННЯ ТА ДЕФОРМАЦІЇ, УЛЬТРАТОНКА ПЛІВКА МАСТИЛА.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. B.N.J. Persson, *Sliding friction. Physical principles and applications* (Berlin: Springer-Verlag: 1998).
2. H. Yoshizawa, J. Israelachvili, *J. Phys. Chem.-US* **97**, 11300 (1993).
3. E.D. Smith, M.O. Robbins, M. Cieplak, *Phys. Rev. B* **54**, 8252 (1996).
4. V.L. Popov, *Tech. Phys.* **46**, 605 (2001).
5. J.M. Carlson, A.A. Batista, *Phys. Rev. E* **53**, 4153 (1996).
6. A.E. Filippov, J. Klafter, M. Urbakh, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 135503 (2004).
7. A.V. Khomenko, O.V. Yushchenko, *Phys. Rev. E* **68**, 036110 (2003).
8. O.M. Braun, A.G. Naumovets, *Surf. Sci. Rep.* **60**, 79 (2006).
9. A.V. Khomenko, N.V. Prodanov, *Carbon* **48**, 1234 (2010).
10. R.G. Horn, D.T. Smith, W. Haller, *Chem. Phys. Lett.* **162**, 404 (1989).
11. A.V. Khomenko, I.A. Lyashenko, V.N. Borisyuk, *Ukr. Fiz. Zh.* **54**, 1139 (2009).
12. A.V. Khomenko, I.A. Lyashenko, *Tech. Phys.* **55**, 26 (2010).
13. A.V. Khomenko, I.A. Lyashenko, V.N. Borisyuk, *Fluct. Noise Lett.* **9**, 19 (2010).
14. A.V. Khomenko, I.A. Lyashenko, *Tech. Phys.* **52**, 1239 (2007).
15. A.L. Demirel, S. Granick, *J. Chem. Phys.-US* **109**, 6889 (1998).
16. G. Reiter, A.L. Demirel, J. Peanasky, L.L. Cai, S. Granick, *J. Chem. Phys.-US* **101**, 2606 (1994).
17. J. Israelachvili, *Surf. Sci. Rep.* **14**, 109 (1992).
18. A.V. Khomenko, I.A. Lyashenko, *Phys. Lett. A* **366**, 165 (2007).
19. L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Statistical Physics, Part 1, 3rd ed.* (Oxford: Pergamon Press: 1980).
20. L.S. Metlov, *Phys. Rev. E* **81**, 051121 (2010).
21. Л.С. Метлов, *Деформація і руйнування матеріалів* № 4, 40 (2007).
22. Л.С. Метлов, *Металлофиз. новейшие технол.* **29**, 335 (2007).
23. А.В. Хоменко, Я.А. Ляшенко, Л.С. Метлов, *Металлофиз. новейшие технол.* **30**, 859 (2008).
24. L.M. Kachanov, *Foundations of the Theory of Plasticity* (Amsterdam: North-Holland: 1971).
25. L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Theory of Elasticity, 3rd ed.* (Oxford: Pergamon Press: 1981).