

ПЛАВЛЕННЯ УЛЬТРАТОНКОЇ ПЛІВКИ МАСТИЛА МІЖ АТОМАРНО-ГЛАДКИМИ ТВЕРДИМИ ПОВЕРХНЯМИ ЯК ФАЗОВИЙ ПЕРЕХІД ДРУГОГО РОДУ

Я. О. Ляшенко^{1,2}, А. М. Заскока²

¹Інститут Петера Грюнберга-1, Дослідницький центр Юліса, 52425, Юліх, Німеччина,

²Сумський державний університет, Суми, 40007, Україна

(Отримано 12 грудня 2012 р.; в остаточному вигляді — 15 березня 2013 р.)

Розглянуто термодинамічну модель плавлення ультратонкої плівки мастила, затиснутої між двома атомарно-гладкими твердими поверхнями при їх взаємному зсуві. Переходи між структурними станами мастила описано як фазові перетворення другого роду. Плавлення відбувається як за рахунок підвищення температури, так і при перевищенні пружними деформаціями критичного значення. Досліджено кінетику процесу в межах механічного аналога простої трибологічної системи. Установлено, що періодичні фазові перетворення другого роду можуть приводити до появи в системі режиму переривчастого (stick-slip) руху. Досліджено вплив зміни зовнішніх параметрів на режими тертя.

Ключові слова: межове тертя, фазовий перехід, ефективна в'язкість, пружні напруження та деформації, переривчастий режим.

PACS number(s): 05.70.Ce, 47.15.gm, 47.50.-d, 62.20.Qp, 83.60.Fg

I. ВСТУП

Сучасні різноманітні прилади електроніки та приладобудування вимагають використовувати нанорозмірні деталі. Це породжує багато проблем, зокрема змащувальний шар мастила в багатьох випадках стає настільки тонким, що його стан неможливо описати з погляду класичної фізики [1]. Коли товщина мастила не перевищує декілька атомарних діаметрів, система починає працювати в режимі межового тертя, який принципово відрізняється від звичайного сухого та гідродинамічного режимів. Стани плівки мастила при цьому залежать від геометрії поверхонь, від параметрів конкретної системи й уже не є стійкими термодинамічними фазами. Але є низка експериментальних робіт [2, 3], де за багатьма параметрами (об'єм, коефіцієнт дифузії і т. ін.) експериментатори розрізняють твердоподібні й рідиноподібні кінетичні стани мастила, між якими в процесі зсуву відбуваються переходи, які і є причиною переривчастого руху, що дуже часто призводить до руйнування деталей, які труться. Отже, вивчення особливостей переривчастого режиму має як фундаментальне, так і прикладне значення. Подібні системи у зв'язку зі складністю їх експериментального дослідження широко вивчають за допомогою методів молекулярної динаміки [4]. Наприклад, використання молекулярно-динамічних моделей дає змогу отримати залежність коефіцієнта тертя від швидкості зсуву, навантаження на систему, від температури тощо [5]. Однак, оскільки потужність сучасних комп'ютерів недостатня для розрахунку параметрів систем великих розмірів, то широко використовують феноменологічні моделі, у тому числі і для опису кінетичних явищ.

Переходи між структурними станами мастила залежно від конкретних параметрів системи можуть відбуватися за механізмами фазового перетворення

першого [2, 6–8] або другого [9, 10] роду. Зокрема, у працях [9, 11] побудована термодинамічна теорія плавлення ультратонкої плівки мастила, заснована на представленні плавлення як фазового перетворення другого роду. Ця теорія виходить із теорії фазових переходів Ландау [12]. Також у роботі [9] зазначено вплив поверхонь тертя, що приводить до зміни типу переходу. Враховано перехід мастила в рідиноподібний стан як за рахунок термодинамічного плавлення, так і при перевищенні напруженнями межі плинності (зсувне плавлення). За параметр порядку обрано модуль зсуву, який приймає нульові значення в рідиноподібній фазі і ненульові — у твердоподібній. У роботах [13–15] досліджено плавлення тонкої плівки мастила при фазових переходах першого роду й показано, що причиною переривчастого руху є саме цей перехід. Запропонована стаття є продовженням праці [15]. Її метою є докладніше вивчення трибологічних властивостей і поведінки механічної трибосистеми в межах моделі [9] при реалізації фазового перетворення другого роду. У роботі показано, що в цьому випадку також може спостерігатися періодичний переривчастий рух, характер якого істотно залежить від параметрів системи, таких, як температура, швидкість зсуву і т. ін. Досліджено вплив цих параметрів на стаціонарні режими тертя, що встановлюються в системі із часом.

II. ВІЛЬНА ЕНЕРГІЯ І СТАЦІОНАРНІ СТАНИ

Для ультратонкого шару мастила в однорідному випадку можна записати густину вільної енергії у вигляді [9, 11]:

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

де T — температура мастила, T_c — критична температура, ε_{el} — зсувна компонента пружної деформації, α, a, b — додатні сталі, φ — параметр порядку, що представляє амплітуду періодичної складової мікроскопічної функції густини середовища [9]. Параметр φ дорівнює нулеві, коли мастило перебуває в рідиноподібному стані, та приймає ненульові значення коли мастило твердоподібне.

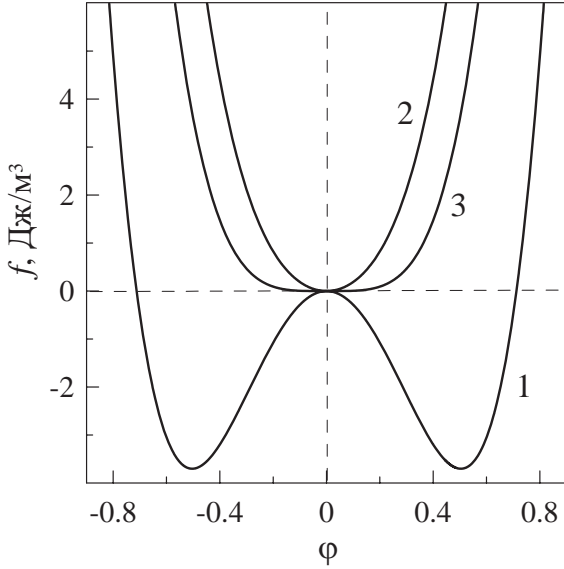


Рис. 1. Залежність густини вільної енергії f (1) від параметра порядку φ при $\alpha = 0.95$ Дж · К⁻¹ / м³, $T_c = 290$ К, $a = 4 \cdot 10^{12}$ Па, $b = 230$ Дж/м³ та пружних деформаціях $\varepsilon_{el} = 2.1 \cdot 10^{-6}$. Криві 1 і 2 відповідають температурам $T = 250$ К і 300 К. Крива 3 відповідає температурі $T = T_{c0}$ (2).

На рис. 1 зображена густина вільної енергії (1) для трьох значень температури. Згідно з рисунком, при температурі $T < T_{c0}$ (крива 1) мастило твердоподібне, оскільки реалізується ненульове стаціонарне значення параметра порядку $\varphi_0 \neq 0$. Якщо температура вища за критичне значення $T > T_{c0}$ (крива 2), то мастило рідиноподібне, оскільки встановлюється нульове стаціонарне значення параметра φ_0 . Критичне значення температури T_{c0} легко знайти з виразу (1):

$$T_{c0} = T_c - \frac{a\varepsilon_{el}^2}{2\alpha}. \quad (2)$$

Крива 3 на рис. 1 відповідає значенню $T = T_{c0}$, при якому на залежності $f(\varphi)$ з'являється плато.

Пружні напруження визначимо з (1) як $\sigma_{el} = \partial f / \partial \varepsilon_{el}$ [9]:

$$\sigma_{el} = a\varphi^2 \varepsilon_{el} = \mu \varepsilon_{el}. \quad (3)$$

У рідиноподібному стані модуль зсуву $\mu = 0$, а у твердоподібному він приймає ненульові значення, які визначимо з умови $\partial f / \partial \varphi = 0$ [9]:

$$\mu = \frac{a}{b} (2\alpha(T_c - T) - a\varepsilon_{el}^2). \quad (4)$$

Із (4) знайдемо критичне значення деформації [9]

$$\varepsilon_{el,c} = \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a}}, \quad (5)$$

при перевищенні якого мастило плавиться. Отже, залежність напружень від деформацій приймає вигляд [9] (див. рис. 2):

$$\sigma_{el} = \begin{cases} \frac{a [2\alpha(T_c - T) - a\varepsilon_{el}^2]}{b} \varepsilon_{el}, & \varepsilon_{el} < \varepsilon_{el,c}, \\ 0, & \varepsilon_{el} > \varepsilon_{el,c}. \end{cases} \quad (6)$$

Останнє рівняння свідчить про те, що пружні напруження приймають ненульові значення лише в твердоподібній фазі. Згідно з цим в роботах [16, 17], в яких розробляється синергетична концепція межового тертя, напруження обираються як параметр порядку.

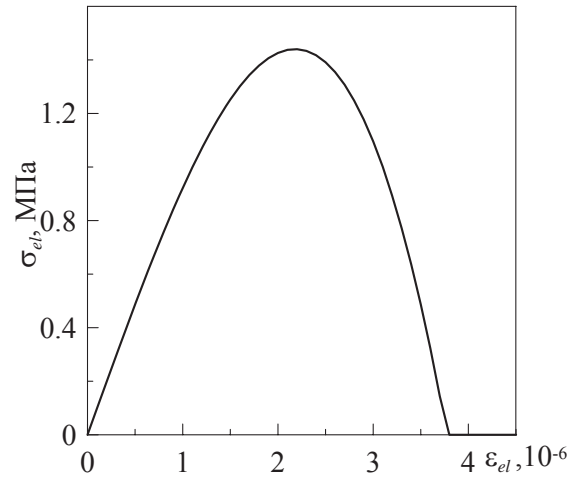


Рис. 2. Залежність напружень σ_{el} від деформацій ε_{el} при параметрах рис. 1 та температурі мастила $T = 260$ К.

У попередніх працях [7, 8] показано, що при взаємному зсуві поверхонь тертя з відносною швидкістю V в шарі мастила виникає пружна деформація

$$\varepsilon_{el}^0 = \frac{V\tau_\varepsilon}{h}, \quad (7)$$

яка залежить від товщини мастила h і від часу релаксації внутрішніх напружень τ_ε .

Використовуючи (7) і (5), визначимо критичну швидкість зсуву, при якій мастило плавиться:

$$V_{c0} = \frac{h}{\tau_\varepsilon} \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a}}. \quad (8)$$

Останній вираз можна переписати як

$$T_{c0} = T_c - \frac{a}{2\alpha} \left(\frac{\tau_\varepsilon V}{h} \right)^2, \quad (9)$$

де T_{c0} — температура плавлення мастила, яку також обчислюємо за формулою (2).

III. СИЛА ТЕРТЯ

Під час зсуву між поверхнями виникає сила тертя, яку визначаємо як добуток повних напружень та площі контакту поверхонь тертя A [13, 14]:

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

Перший доданок у дужках зумовлений пружними напруженнями, і він дорівнює нулеві, коли мастило рідиноподібне. Другий доданок у дужках чисельно дорівнює в'язким напруженням σ_v , які зі збільшенням швидкості зростають. Показник $\gamma < 0$ описує псевдопластичні рідини, $\gamma > 0$ — ділатантні, а значення $\gamma = 0$ відповідає ньютонівській рідині, для якої в'язкість не залежить від градієнта швидкості [18, 19]. Також тут введено коефіцієнт пропорційності k (Па·с $^{\gamma+1}$).

Згідно з теорією Єпіфанова [20, 21], збільшення сили тертя при зростанні нормального навантаження на блок відбувається за рахунок збільшення площі A . Це здійснюється через те, що мастило видавлюється з-під нерівностей поверхонь, унаслідок чого стає можливим зчеплення шорсткостей одна з одною й тертя окремих ділянок без мастила. У випадку межового тертя розглядаємо ковзання двох атомарно-гладких твердих поверхонь, які розділені шаром мастила сталої товщини h . У таких умовах площа контакту A наближається до площі поверхонь тертя й не залежить від прикладеного нормального навантаження, тому його в цій моделі не враховуємо.

Дослідімо докладніше пружний складник напружень. З умови $\partial\sigma_{el}/\partial\varepsilon_{el} = 0$ визначмо швидкість, при якій вона досягає максимального значення [9]:

$$V^* = \frac{h}{\tau_\varepsilon} \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{3a}}. \quad (11)$$

При цьому відповідне максимальне значення σ_{el} дорівнює [9]

$$\sigma_{el}^* = \frac{2\sqrt{a}}{b} \left(\frac{2}{3}\alpha(T_c - T) \right)^{3/2}. \quad (12)$$

Отже, напруження σ_{el} зі зростанням швидкості V збільшуються, досягають максимального значення (12) у точці V^* , а далі зменшуються і при перевищенні критичного значення V_{c0} дорівнюють нулеві. З подальшим зростанням швидкості зсуву відмінний від нуля лишається лише в'язкий складник напружень σ_v .

Залежність повної сили тертя F (10) від температури мастила T та швидкості зсуву V представлена на рис. 3. При фіксованому значенні V (рис. 3,а), оскільки температура T входить до (6) в першому степені, маємо лінійну залежність сили тертя від температури.

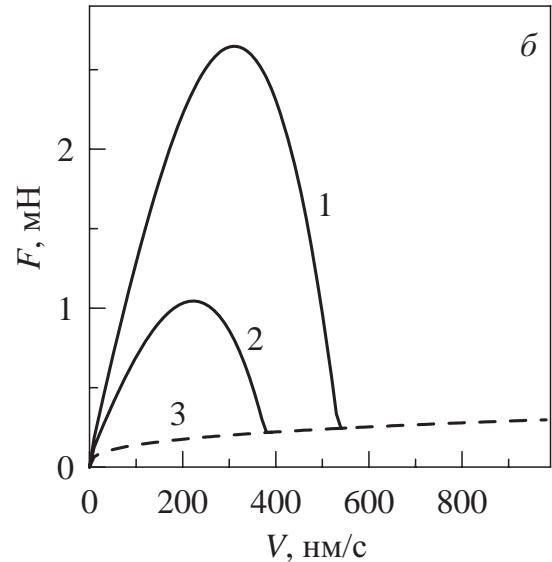
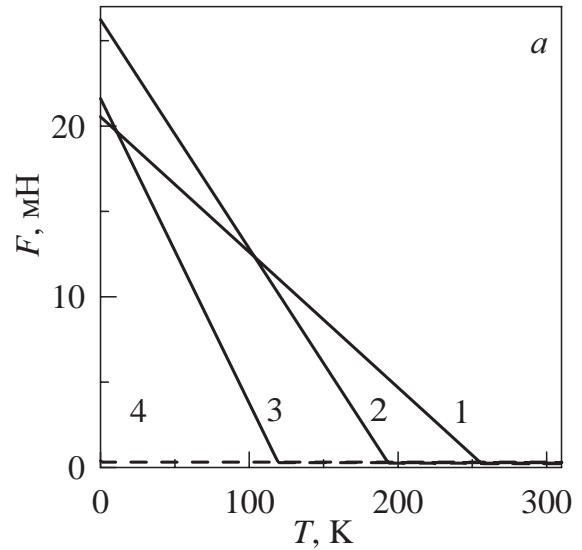


Рис. 3. Залежність сили тертя F (10) від температури мастила T і швидкості зсуву V при параметрах рис. 1 і $\gamma = -2/3$, $A = 0.6 \cdot 10^{-9}$ м 2 , $k = 5 \cdot 10^4$ Па·с $^{1/3}$, $\tau_\varepsilon = 10^{-8}$ с, $h = 10^{-9}$ м: а — криві 1–4 відповідають сталим швидкостям $V = 400, 677, 900, 1200$ нм/с; б — криві 1–3 відповідають фіксованим значенням температури $T = 230, 260, 300$ К відповідно. Штрихові криві відповідають рідиноподібній структурі мастила, суцільні — твердоподібній.

Як можна бачити з кривої 1, що побудована при значенні V_1 , сила тертя зменшується з підвищенням температури і при перевищенні критичного значення T_{c0} (9) мастило плавиться, а пружний складник напружень дорівнює нулеві. Далі сила тертя має лише в'язкий складник (другий доданок у дужках у формулі (10)). Крива 2 на рис.3,а побудована при швидкості $V_2 \approx V^*|_{T=0}$. Тут ми бачимо максимальне значення сили F при $T = 0$ щодо інших наведених кривих. Із рисунка видно, що зі збільшенням швидкості зсуву мастило плавиться при менших температурах T , що впливає з виразу (9). Четверта крива на рис. 3 побудована при швидкості $V_4 > V_{c0}|_{T=0}$, коли мастило

при будь-якій температурі має рідиноподібну структуру. З подальшим зростанням V сила тертя не залежить від T , оскільки в межах цієї моделі враховується залежність ефективної в'язкості лише від швидкості зсуву.

На рис. 3,б зображено залежність сили тертя від швидкості при фіксованій температурі T . Тут, відповідно до (10), на початковому етапі сила F збільшується за рахунок зростання пружної та в'язкої компонент напружень. При перевищенні швидкістю значення V^* (11) пружна компонента напружень σ_{e1} спадає, а σ_v продовжує зростати. При швидкості $V > V_{c0}$ мастило рідиноподібне, тому подальше збільшення сили F відбувається лише за рахунок зростання в'язких напружень (другий доданок у формулі (10)). При вищій температурі мастила (крива 2) відповідно до (12) зменшується максимальне значення сили тертя. Якщо ж температура $T > T_c$, змащувальний матеріал рідиноподібний при будь-яких швидкостях V , і сила тертя має лише в'язку компоненту. Відзначимо, що після плавлення значення сили тертя для всіх температур збігаються, оскільки в цьому випадку F не залежить від T . У загальнішому випадку необхідно враховувати залежність ефективної в'язкості мастила не лише від швидкості, а й від температури [19], тоді ці криві після плавлення не збігатимуться.

Криві, зображені на рис. 3, не здатні відобразити повну картину тертя, оскільки вони є лише зрізом тривимірної поверхні площинами $V = \text{const}$ та $T = \text{const}$. На рис. 4 додатково наведено тривимірну залежність $F(V, T)$ від обох головних параметрів.

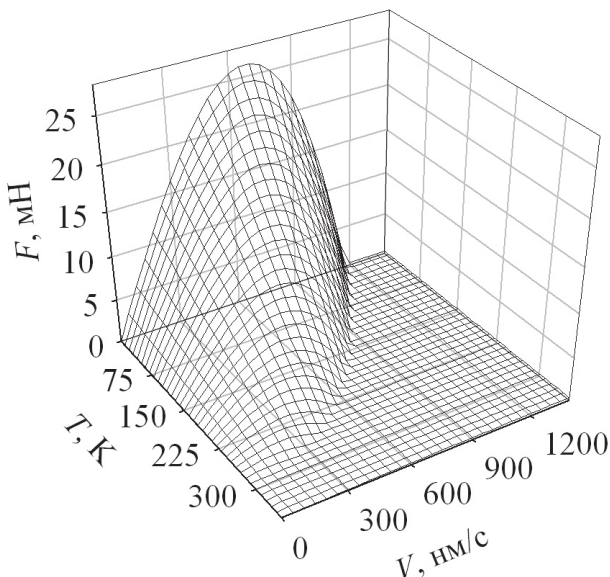


Рис. 4. Тривимірна залежність сили тертя $F(V, T)$ (10) при параметрах рис. 3.

Ця залежність підтверджує зроблені раніше висновки.

IV. КІНЕТИКА ПЛАВЛЕННЯ ТА ПЕРЕРИВЧАСТИЙ РЕЖИМ

Для вивчення особливостей кінетичних явищ дослідимо поведінку трибологічної системи, що зображена на рис. 5.

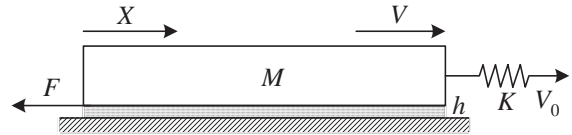


Рис. 5. Схема трибологічної системи.

Система складається з двох блоків, які розташовані один на одному та розділені ультратонкою плівкою мастила товщиною h . Нижній блок нерухомий, а до верхнього, маса якого M , кріпиться пружина з жорсткістю K . Вільний кінець пружини приводиться в рух зі швидкістю V_0 . Під час ковзання між блоками виникає сила тертя F (10), яка перешкоджає переміщенню верхнього блока, тому швидкості V і V_0 у загальному випадку не збігаються. У такій системі можлива реалізація переривчастого (stick-slip) режиму руху [2, 7].

Позначмо поточну координату верхнього блока X , тоді відповідне рівняння руху має вигляд [2, 9, 22]

$$M\ddot{X} = K\Delta X - F. \quad (13)$$

Тут ΔX — величина розтягнення пружини:

$$\Delta X = \int_0^t V_0 dt' - X, \quad (14)$$

де t — час руху вільного кінця пружини. Для вивчення кінетики використаємо відповідне рівняння Ланжевена [23]:

$$\frac{1}{\delta}\dot{\phi} = -\frac{\partial f}{\partial \phi} + \xi(t), \quad (15)$$

де δ — кінетичний коефіцієнт, який характеризує інерційні властивості системи, а випадковий процес $\xi(t)$ подає малі адитивні флуктуації типу білого шуму з моментами

$$\langle \xi(t) \rangle = 0; \quad \langle \xi(t)\xi(t') \rangle = D\delta(t - t'), \quad (16)$$

де введено інтенсивність стохастичного джерела D , яка у випадку теплового шуму залежить від температури та кінетичного коефіцієнта: $D = 2k_B T / \delta$. Така інтенсивність адитивного шуму не здатна вплинути на процес, однак його введення в розгляд зумовлене особливостями подальшого числового розрахунку [7, 8]. Відзначимо, що якщо шум є не внутрішнім (тепловим), а зовнішнім, його дія може спричинити появу нових стаціонарних станів, що значно ускладнює поведінку системи. Наприклад, система може проявляти мультифрактальну поведінку, що докладно досліджено в роботі [16]. Однак у цій статті фактично розглядаємо детерміністичну теорію, тому інтенсивність шуму D при розрахунках обираємо дуже малою.

Підставляючи в (15) енергію (1), отримаємо рівняння в явному вигляді

$$\frac{1}{\delta}\dot{\varphi} = -(2\alpha(T - T_c)\varphi + a\varphi\varepsilon_{el}^2 + b\varphi^3) + \xi(t). \quad (17)$$

Щоб отримати часові залежності параметрів системи, необхідно розв'язувати спільно рівняння (13), (17), враховуючи зв'язок $\dot{X} = V$. При цьому натягнення пружини ΔX визначаємо з (14), силу тертя F — з (10), а пружні напруження σ_{el} — з (3), (7). Для чисельного розв'язання використовуємо метод Рунге–Кутти 4 порядку точності, обираючи при цьому крок інтегрування за часом $\Delta t = 10^{-8}$ с.

Результат розрахунків показано на рис. 6.

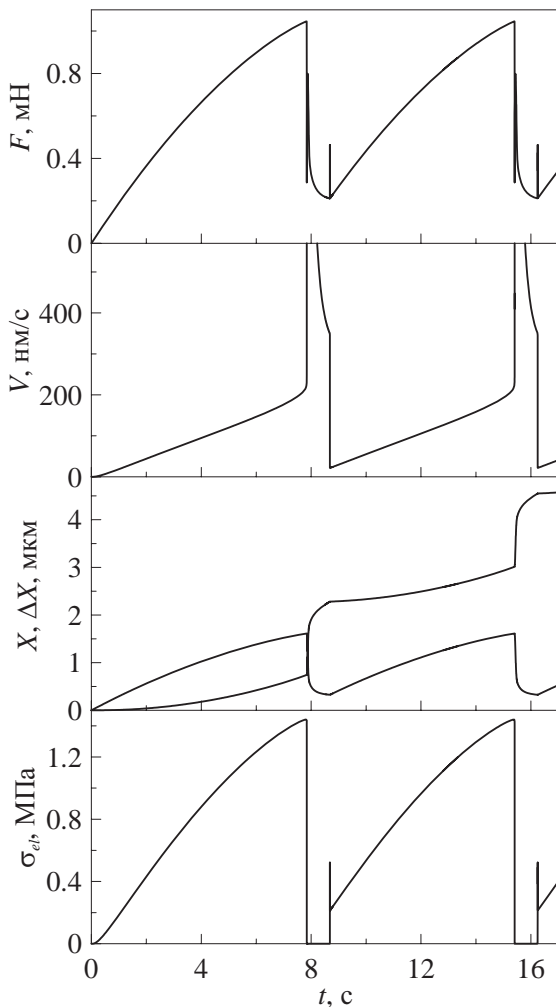


Рис. 6. Залежності повної сили тертя F , швидкості руху V , координати верхнього блока X , довжини розтягнення пружини ΔX та пружних напружень σ_{el} від часу t при параметрах рис. 3 і $M = 0.4$ кг, $K = 650$ Н/м, $\delta = 100$ Дж $^{-1}$ ·м 3 /с, $T = 260$ К, $V_0 = 300$ нм/с.

При обраних параметрах у стані спокою мастило твердоподібне, оскільки при $\varepsilon_{el} = 0$ виконується

умова¹ $T < T_{c0}$. У момент часу $t = 0$ правий кінець пружини починає рухатися зі сталою швидкістю V_0 , при цьому сам блок також приводиться в рух, але його швидкість менша за швидкість зовнішнього приводу $V < V_0$, оскільки пружина розтягується. Між поверхнями виникає сила тертя F , яка збільшується за рахунок зростання обох складників напружень. Згідно з рисунком натягнення пружини монотонно збільшується, а швидкість V зростає. При виконанні умови $V > V_{c0}$ мастило плавиться, пружні напруження стають рівними нулеві $\sigma_{el} = 0$, за рахунок чого F різко зменшується. При цьому пружина стискується, а швидкість блоку стрімко збільшується. Відповідно, збільшуються в'язкі напруження, тому відбувається подальше зростання сили тертя (верхня панель на рис. 7).

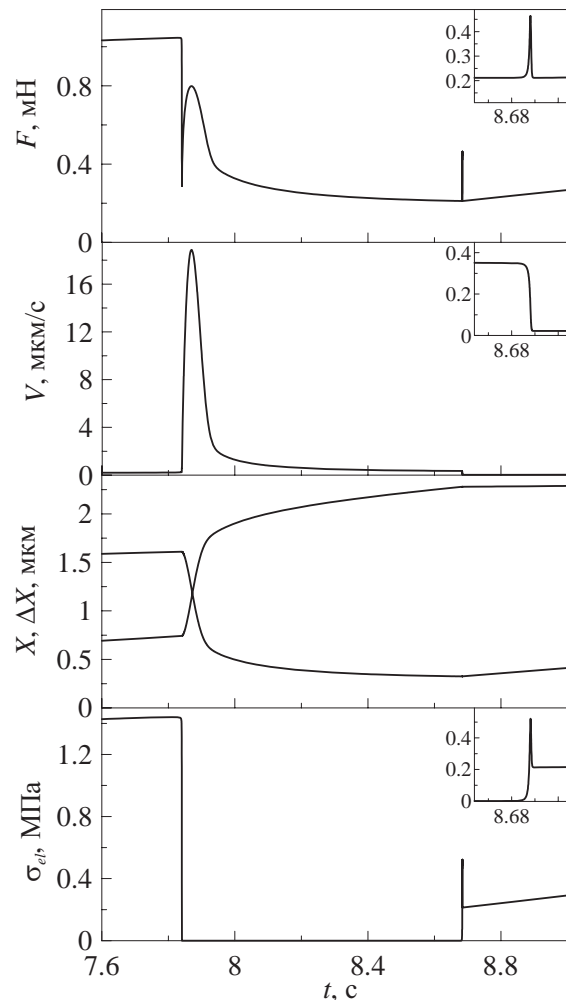


Рис. 7. Збільшені фрагменти залежностей, зображених на рис. 6. На вставках до рисунків зображені збільшені області відповідних залежностей.

¹При числовому розрахунку обираємо початкове значення $\varphi_0 = 0.5$.

Певний час виконується умова $V > V_0$ (друга панель рис. 7 та вставка до неї), тому натягнення пружини ΔX продовжує зменшуватися, що є причиною зменшення швидкості блока V . І згодом настає момент $V < V_{c0}$, а мастило при цьому твердне. Відтак відбувається пікоподібне збільшення сили тертя F (див. вставку до верхньої панелі на рис. 7), оскільки пружні напруження різко приймають ненульові значення (нижня панель рис. 7). При цьому на залежності $V(t)$ проглядається різке зменшення швидкості блока. Оскільки тепер мастило твердоподібне, а значення V мале, то пружина знову розтягується. Указаний процес періодичний у часі.

V. ВПЛИВ ЗМІНИ ЗОВНІШНІХ ПАРАМЕТРІВ

Зазначимо, що при малих швидкостях зсуву V та низьких температурах реалізується режим сухого тертя, оскільки структура мастила завжди твердоподібна. З перевищенням швидкістю (або температурою) критичного значення V_{c0} (T_{c0}) мастило плавиться і встановлюється режим рідинного тертя. Наявність пружини між зовнішнім приводом та блоком суттєво змінює таку картину тертя, оскільки V_0 не задає однозначно значення V . Реалізація різних режимів показана на рис. 8.

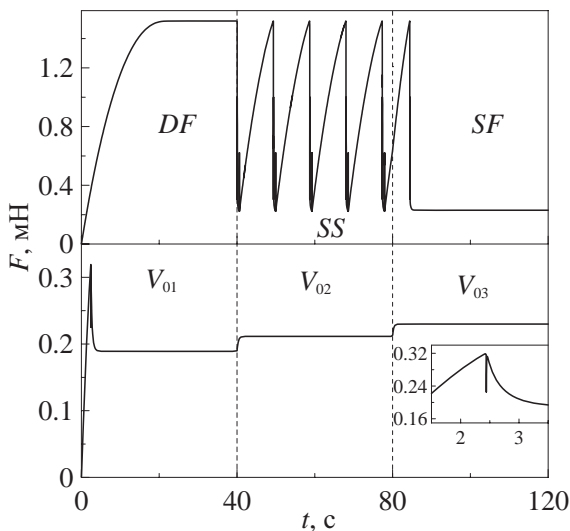


Рис. 8. Залежність сили тертя F від часу t при параметрах рис. 6 і швидкостях $V_{01} = 250$, $V_{02} = 350$, $V_{03} = 450$ нм/с. Верхня панель відповідає температурі мастила $T_1 = 250$ К, нижня — $T_2 = 280$ К.

При швидкості зсуву V_{01} в системі встановлюється режим сухого тертя, коли сила F досягає певного значення, яке потім не змінюється. Це значення можна визначити з рис. 4, оскільки в такому стаціонарному режимі швидкість блока $V = \text{const}$. Зі збільшенням швидкості до значення V_{02} устальовується переривчастий рух, при якому значення сили тертя періодично змінюються. З подальшим збільшенням швидкості до значення V_{03} мастило приймає рідиноподібну структуру (SF режим).

Підвищення температури в системі також критично впливає на режими тертя. Нижня панель рис. 8 побудована при вищій температурі, але при тих самих швидкостях V_0 . Із рисунка видно, що після плавлення мастило вже не твердне, хоча при нижчій температурі цій швидкості відповідає режим сухого тертя (DF) (верхня панель). Із подальшим підвищенням швидкості мастило залишається рідиноподібним. Відзначимо, що подібна залежність сили тертя від часу при різних значеннях температури спостерігалась і для плавлення мастила при фазовому переході першого роду [7].

На рис. 9 зображені залежності максимальних значень сили тертя F , а також пружних σ_{el} та в'язких σ_v напружень від швидкості руху вільного кінця пружини. У режимах сухого (DF), переривчастого (SS) і рідинного (SF) тертя залежність $F(t)$ подібна до відповідних залежностей, зображених на рис. 8. При обраній температурі й малих швидкостях руху зовнішнього приводу в системі реалізується режим сухого тертя (DF). З збільшенням швидкості V_0 зростає величина натягнення пружини ΔX і настає момент, коли поведінка системи стає подібною до тієї, яка зображена на рис. 6 та рис. 7. Ця ситуація відповідає реалізації в системі переривчастого (stick-slip) режиму. Оскільки при цьому відбувається періодичне плавлення/тверднення мастила, швидкість блока під час руху змінюється на кілька порядків, і максимальне значення в'язкої компоненти напружень зростає (нижня панель на рис. 9) у порівнянні зі сухим тертям (DF).

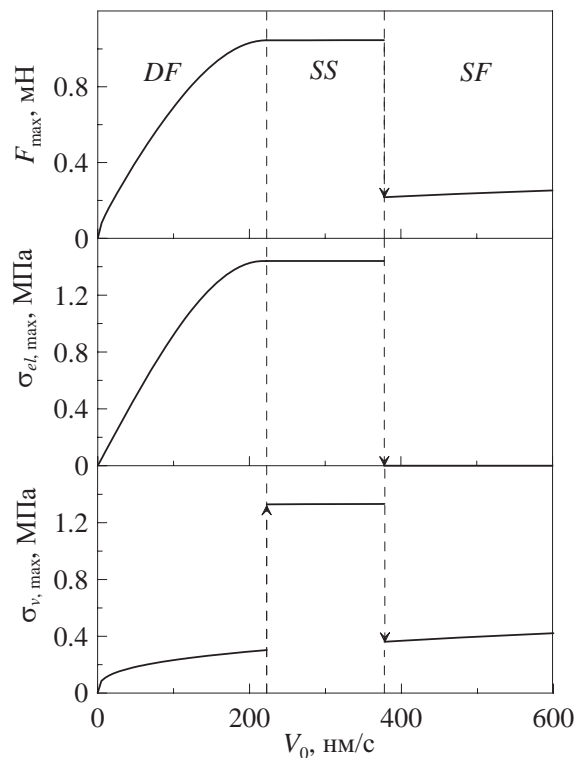


Рис. 9. Залежності максимальних значень сили тертя F_{max} , пружних $\sigma_{el,\text{max}}$ і в'язких $\sigma_{v,\text{max}}$ напружень від швидкості зсуву V_0 при параметрах рис. 6, у тому числі і при температурі $T = 260$ К.

Пружні напруження зі збільшенням V_0 досягають своїх максимальних значень σ_{el}^* (12). Із подальшим зростанням V_0 настає момент, коли мінімальна швидкість $V_{min} > V_{c0}$ і мастило вже не твердне. Ця ситуація відповідає режиму рідиноподібного тертя (SF). Відзначимо, що подібну картину спостерігаємо і для залежності сили тертя за підвищення температури мастила T при фіксованій швидкості зсуву.

VI. ВИСНОВКИ

У статті розглянуто термодинамічну модель плавлення ультратонкої плівки мастила, затиснутої між двома атомарно-гладкими твердими поверхнями. Плавлення/тверднення мастила описано як фазовий перехід другого роду. На основі моделі досліджено механічний аналог простої трибологічної системи. Установлено, що плавлення мастила відбувається як при перевищенні зсувними напруженнями, так і температурою критичних значень. Окрім двох кінетичних ре-

жимів рідиноподібного (SF) та твердоподібного (DF) стану мастила, стає можливою реалізація переривчастого (stick-slip) режиму руху, при якому мастило періодично плавиться і твердне. Отримані результати якісно збігаються з результатами експериментів та з даними, отриманими в результаті комп'ютерного моделювання плавлення ультратонкої плівки мастила при фазовому переході першого роду.

Роботу виконано за підтримки ДФФД в рамках гранта Президента України GP/F44/010 "Феноменологічна теорія межового тертя в трибологічних наносистемах", № 0112U007318. Частину результатів отримано при підтримці МОНмолодьспорту України в межах проекту "Моделювання тертя металевих наночастинок і межових плівок рідин, що взаємодіють із атомарно-гладкими поверхнями", № 0112U001380. Дослідження виконано в період перебування Я. О. Л. в Дослідницькому центрі Юліха (Forschungszentrum Jülich) (Німеччина) за запрошенням Бо Н. Й. Перссона (Bo N. J. Persson).

-
- [1] B. N. J. Persson, *Sliding friction. Physical principles and applications* (Springer-Verlag, Berlin, 1998).
- [2] H. Yoshizawa, J. Israelachvili, *J. Phys. Chem.* **97**, 11300 (1993).
- [3] J. Israelachvili, *Surf. Sci. Rep.* **14**, 109 (1992).
- [4] I. M. Sivebaek, V. N. Samoilov, Bo N. J. Persson, *Langmuir* **26**, 8721 (2010).
- [5] M. Aichele, M. H. Müser, *Phys. Rev. E* **68**, 016125 (2003).
- [6] A. E. Filippov, J. Klafter, M. Urbakh, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 135503 (2004).
- [7] I. A. Lyashenko, *Tech. Phys.* **57**, 17 (2012).
- [8] I. A. Lyashenko, *Tech. Phys.* **56**, 869 (2011).
- [9] V. L. Popov, *Tech. Phys.* **46**, 605 (2001).
- [10] A. V. Khomenko, Ya. A. Lyashenko, *Tech. Phys.* **55**, 26 (2010).
- [11] V. L. Popov, *Solid State Commun.* **115**, 369 (2000).
- [12] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика. Ч. 1* (Наука, Москва, 1995).
- [13] I. A. Lyashenko, A. V. Khomenko, L. S. Metlov, *Tech. Phys.* **55**, 1193 (2010).
- [14] I. A. Lyashenko, A. V. Khomenko, L. S. Metlov, *Tribol. Int.* **44**, 476 (2011).
- [15] I. A. Lyashenko, A. M. Zaskoka, *Ukr. J. Phys.* **58**, 91 (2013).
- [16] A. V. Khomenko, I. A. Lyashenko, V. N. Borisyyuk, *Ukr. J. Phys.* **54**, 1139 (2009).
- [17] A. V. Khomenko, I. A. Lyashenko, *J. Phys. Stud.* **11**, 268 (2007).
- [18] G. Luengo, J. Israelachvili, S. Granick, *Wear* **200**, 328 (1996).
- [19] I. M. Sivebaek, V. N. Samoilov, B. N. J. Persson, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 036102 (2012).
- [20] Г. И. Епифанов, Н. И. Минаев, *Изв. вузов. Физика* **1**, 55 (1959).
- [21] А. С. Ахматов, *Молекулярная физика граничного трения* (Физматгиз, Москва, 1963).
- [22] J. M. Carlson, A. A. Batista, *Phys. Rev. E* **53**, 4153 (1996).
- [23] H. Haken, *Information and self-organization: A macroscopic approach to complex systems* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2000).

MELTING OF THE ULTRATHIN LUBRICANT FILM BETWEEN ATOMICALLY-FLAT SOLID SURFACES AS SECOND-ORDER PHASE TRANSITION

I. A. Lyashenko^{1,2}, A. M. Zaskoka²

¹*Peter Grünberg Institut-1, FZ-Jülich, 52425 Jülich, Germany*

²*Sumy State University, 40007 Sumy, Ukraine*

e-mail: nabla04@ukr.net, zaskoka23@ukr.net

The thermodynamic model of ultrathin lubricant film melting, which is contained between two atomically-flat solid surfaces at their reciprocal motion is considered. The transitions between lubricant structural conditions are described as second-order phase transitions. The melting occurs both at the temperature increasing and when elastic strain exceeds the critical value. The kinetics of the system has been investigated within the framework of the mechanical analogue of a simple tribological system. It is established that the periodical second-order phase transitions can lead to the stick-slip motion mode in the system. The influence of the external parameters changes on the mode of friction has been studied.