

УДК 691.891

В.В. Запорожець¹, В.М. Стадніченко¹, О.М. Трошін²¹Національний авіаційний університет, Київ²Харківський університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків

МЕХАНІЗМ ДИСИПАЦІЇ ЕНЕРГІЇ ПРИ ТЕРТІ МЕТАЛОКЕРАМІЧНОГО ШАРУ В ТЕХНОЛОГІЯХ ТРИБОТЕХНІЧНОГО ВІДНОВЛЕННЯ ДЕТАЛЕЙ МАШИН І МЕХАНІЗМІВ

В даній статті розглянуто модель роботи трібосистеми з металокерамічним шаром згідно з механізмом пружно-пластичного деформування з позиції фізичної мезомеханіки. Для цього скористувались моделлю твердого тіла у вигляді міжатомних зв'язків. Проведено аналіз рухомості металокерамічного шару в ефективному об'ємі взаємодії в трібосистемі.

Ключові слова: трібосистема, нанотехнології, безносність, металокерамічний шар.

Вступ

В останні роки інтенсивно розвивається новий науковий напрямок інженерія поверхні, яка включає в себе інженерні та наукові засоби підвищення експлуатаційних характеристик поверхонь фрикційного контакту за рахунок використання нанотехнологій. Надзвичайно важливим у цьому напрямку є пошук нових нетрадиційних шляхів підвищення зносостійкості елементів трібосистем заснованих на сучасних уявленнях про самовпорядкування відкритих термодинамічних систем, вперше відкрито українською школою Б.І. Костецького. В розробку згаданих технологій у країнах ЄС щорічно вкладається понад 7 млрд. євро [1]. Одним з перспективних напрямків у розвитку нанотехнологій є модифікування поверхні тертя деталей машин і механізмів без виводу їх з експлуатації у рамках технологій тріботехнічного відновлення.

Однак, відсутність науково обгрунтованих рекомендацій щодо товщини, фізико-механічних властивостей та структурної організації шарів при розробці багат шарових нанопокриттів значно стримує подальший розвиток цього напрямку.

Аналіз останніх досягнень і публікацій.

Огляд останніх досягнень у технологіях тріботехнічного відновлення проведено в роботах [2]. Серед багатой кількості використовуваних складів у світовій практиці найкращий результат був досягнутий ремонтно-відновлювальною сумішш «Ресурс», Росія і «ХАДО» Україна.

Одним з перспективних і високоефективним складом є склад «Комбат» [3], порівняльні лабораторні випробування приведених вище складів показав значні переваги тріботехнічних характеристик складу «Комбат». Застосування такої суміші дозволяє отримати на поверхнях тертя двошарове металокерамічне покриття де на поверхні ультратонкий шар оксиду алюмінію під яким на підлощі формуються металокерамічний шар який складається з матриці металосилікату яка має аморфну структуру

армованою продуктами зносу і кристалічними утвореннями різних розмірів. Отримані лабораторні, натурні дані при випробуваннях даного покриття показує його практичну безносність протягом довгого періоду експлуатації. Однак на даний час робота даного металокерамічного шару залишається маловивченою.

Метою даної статті є вивчення реологічних особливостей металокерамічного шару і механізмів дисипації енергії при його роботі у спряженнях, що труться. Для цього скористаємося дискретною моделлю, структури металокерамічного шару, компонентами якої є атоми матеріалу.

Виклад матеріалів досліджень

Розглянемо модель роботи трібосистеми з металокерамічним шаром згідно з механізмом пружно-пластичного деформування з позиції фізичної мезомеханіки, рис. 1.

Для цього скористаємось моделлю твердого тіла у вигляді міжатомних зв'язків. Руйнування такого тіла відбувається за рахунок розриву міжатомних зв'язків при досягненні зовнішньої сили, яка діє на тіло, певного значення.

Якщо зовнішня дія на тіло відсутня, то притягання та відштовхування між атомами зрівноважені. При цьому атоми знаходяться на відстані r_0 один від одного.

Цьому положенню рівноваги відповідає мінімальне значення потенціальної енергії E міжатомної взаємодії.

При розтягуванні атомного зв'язку на деяку відстань $r - r_0 = \Delta r$ потенційна енергія зростає, а сила притягання F намагається, повернути атоми в вихідне положення, тут r – кінцева міжатомна відстань; r_0 – початкова міжатомна відстань.

Щоб розірвати зв'язок треба віддалити атоми на достатню відстань, де сила притягання буде дорівнювати нулю.

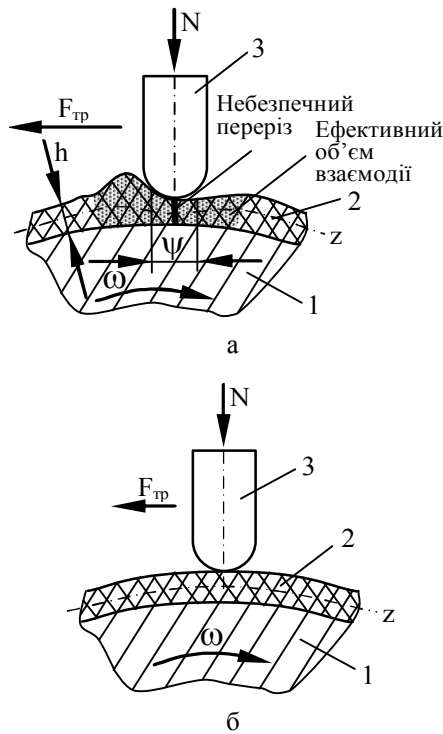


Рис. 1. Модель роботи трібосистеми з металокерамічним шаром: а – схоплювання з утворенням хвилі в контактній області; б – вирівнювання при проковзуванні:
 1 – рухомий зразок;
 2 – металокерамічний шар;
 3 – нерухомий зразок.
 N – нормальне навантаження;
 h – висота металокерамічного шару;
 ψ – величина проковзування;
 ω – кутова швидкість обертання;
 z – центральна вісь

Роботу, необхідну для розриву (енергію активації розриву зв'язку його дисоціації) позначимо символом D.

Залежність потенційної енергії E від відстані між атомами металокерамічного шару доцільно виразити рівнянням Морзе [4]:

$$\dot{A} = D \left(2e^{-b(\Delta r)} - e^{-2b(\Delta r)} \right), \quad (1)$$

де b – постійна.

Так як сила притягання F є похідною від енергії E(r) по k, то

$$F = - \frac{d}{dr} [E(r)]. \quad (2)$$

Максимальне значення цієї сили F_m можна вважати граничним значенням, при якому атоми знаходяться в стані стійкої або нестійкої рівноваги. Іншими словами, це стан при якому відбувається або не відбувається руйнування.

Для потенціалу Морзе:

$$F(\Delta r) = 4F_m \left[\exp(-b\Delta r) - \exp(-2b\Delta r) \right], \quad (3)$$

де $F_m = 0,5bD$.

Значення максимального розтягу Δr_m відповідне F_m , дорівнює:

$$\Delta r_m = - \frac{1}{b} \ln \frac{1}{2}. \quad (4)$$

Якщо D дорівнює енергії, що вивільняється при руйнуванні, тобто енергії сублімації U_0 , то можна знайти величину максимального значення сили притягання F_m , і ті значення Δr , при яких атоми будуть знаходитись в стані стійкої чи нестійкої рівноваги.

Якщо позначити зовнішню розтягуючу силу як f, то при дії цієї сили атоми будуть в положенні стійкої рівноваги лише у випадку подолання силового бар'єру, для чого необхідно підвести додаткову енергію E(f). Значенню сили f при двох значеннях Δr відповідають два значення потенційної енергії. Знайдемо їх із (1) та (3), замінивши F(Δr) на f та підставивши $z = e^{-b\Delta r}$ в (3) отримаємо рівняння. $z^2 - z + f/4F_m = 0$. Звідси знайдемо значення z_1 та z_2 відповідні їм значення $\Delta r_1, \Delta r_2$:

$$\Delta r_{1,2} = \frac{1}{b} \ln \frac{2}{1 \pm \sqrt{1 - f/F_m}}. \quad (5)$$

Підставляючи Δr_1 та Δr_2 в (1) знайдемо пружну енергію. Різниця значень пружної енергії при $\Delta r = 0$ та $\Delta r_{1,2}$, тобто кількість енергії E(f), необхідної для подолання силового бар'єру, знайдемо по формулі:

$$E(f) = E(\Delta r_{1,2}) - E_0 = 0,25D \left(1 \pm \sqrt{1 - f/F_m} \right)^2, \quad (6)$$

де E_0 – мінімальне значення потенційної енергії.

Із (6) витікає, що для досягнення межі міцності зв'язку необхідно підвести кількість енергії E(F_m), що дорівнює лише четверті енергії дисоціації, тобто:

$$E(F_m) = 0,25D. \quad (7)$$

Решта енергії підводиться вже після подолання потенційного бар'єру.

Таким чином, для розриву міжатомних зв'язків потрібне достатньо енергоємне джерело зовнішньої механічної сили. Енергія, необхідна для деформування міжатомних зв'язків і їх розриву, підводиться при деформації зразка матеріалу металокерамічного шару і судити про її кількість можна за рівнем еквівалентних напружень $\sigma_{\text{е\text{к\text{в}}}}$, що виникають в небезпечних перерізах матеріалу, рис. 1.

Напруження ϵ за своєю суттю потенційною енергією одиниці об'єму матеріалу, тому мінімальне значення потенційної енергії міжатомної взаємодії

E , що відповідає рівноважному положенню атомів, при виникненні напружень $\sigma_{\hat{a}\hat{e}\hat{a}}$ змінюється на величину $E - A\sigma_{\hat{a}\hat{e}\hat{a}}$, де A – коефіцієнт, обернено пропорційний числу повздовжніх міжатомних зв'язків, що припадають на одиницю площі небезпечного перерізу ефективного об'єму взаємодії, [6].

Так як при $\Delta\gamma = 0$, $E = U_0$, то:

$$E = U_0 - A\sigma_{\hat{a}\hat{e}\hat{a}}, \quad (8)$$

$$F = -\frac{d}{d(\Delta\gamma)}(U_0 - A\sigma_{\hat{a}\hat{e}\hat{a}}) = A\frac{d\sigma_{\hat{a}\hat{e}\hat{a}}}{d(\Delta\gamma)}. \quad (9)$$

Отже, силу міжатомної взаємодії можна визначити по зміні виникаючих в матеріалі еквівалентних напружень.

Для розриву міжатомних зв'язків необхідно, щоб сила $F(\Delta\gamma)$ досягла значення F_m а для цього, в свою чергу, необхідно змінити міжатомну відстань на $\Delta\gamma_m$. Для повного відтворення процесу деформації повздовжніх зв'язків слід розглядати, одночасно з деформаціями поперечних зв'язків.

Процес послідовних зсувів матеріалу на величини міжатомної відстані являє собою ротаційний механізм пружно-пластичного деформування, що супроводжує пружно-пластичне деформування металокерамічного шару при його деформуванні. В ефективному об'ємі взаємодії відбувається зміна реологічних властивостей матеріалу чому сприяє глобулярна структура металокерамічного шару, рис. 2.

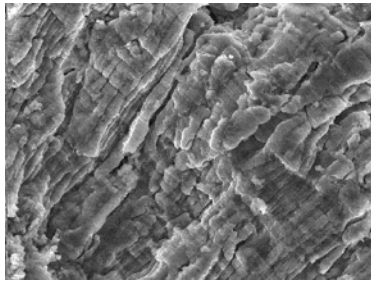


Рис. 2. Фрактографія металокерамічного шару $\times 1000$

Переміщення матеріалу в ефективному об'ємі взаємодії у металокерамічному шарі відбувається за принципом «бігучої хвилі» показано на рис. 1. Прикладом такого руху в живій природі є рух гусениці.

При стаціонарному режимі руху прогин металокерамічного шару під дією сили N залишається весь час постійним. Розглянемо цю ділянку як оперту балку. Картина згину осі балки буде незмінною, але рівномірно рухомою зі швидкістю руху навантаження, отже, маємо рухому, згінну хвилю.

Основу балки вважатимемо лінійно деформованою, що відповідає гіпотезі Вінклера:

$$R = -ky, \quad (10)$$

де: R – інтенсивність реакції основи; y – прогин; k – коефіцієнт пропорційності, що характеризує

жорсткість основи [5].

Отже, пружність є єдиною фізичною властивістю нашої моделі пружної основи.

Нехай z – абсциса; t – час, тоді диференціальне рівняння згину металокерамічного шару в ефективному об'ємі взаємодії від дії розтягуючих напружень J :

$$EJ\frac{\partial^4 y}{\partial z^4} = -m\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - ky, \quad (11)$$

де m – маса одиниці довжини балки.

Перепишемо (11) у формі:

$$\frac{\partial^4 y}{\partial z^4} = 2a\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + b^2 y = 0, \quad (12)$$

де

$$2a = \frac{m}{EJ}; \quad b^2 = \frac{K}{EJ}. \quad (13)$$

Розв'язок цього рівняння знаходимо у вигляді:

$$y = f(\xi), \quad (14)$$

де $\xi = z - Vt$; V – швидкість пересування.

Диференціюючи цю функцію по аргументу ξ , то потрібні нам похідні функції у залишаться у вигляді:

$$\frac{\partial^4 y}{\partial z^4} = f^{IV}(\xi); \quad \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = V^2 f^{II}(\xi). \quad (15)$$

Тепер (12) перетворюється в наступне звичайне диференціальне рівняння:

$$f^{IV} + 2aV^2 f^{II} + b^2 f = 0. \quad (16)$$

Можна сказати, що рівняння (6) представляє собою диференціальне рівняння рухомої змінної хвилі. Лінійне диференціальне рівняння (6) має постійні коефіцієнти, тому розв'язок знаходимо у вигляді:

$$f = e^{-\alpha\xi} (C_1 \sin \beta\xi + C_2 \cos \beta\xi) + e^{\alpha\xi} (C_3 \sin \beta\xi + C_4 \cos \beta\xi), \quad (17)$$

де $\xi > 0$.

Тут величини α і β визначаються через коефіцієнти рівняння (16) по формулах:

$$\alpha = \sqrt{\frac{b - aV^2}{2}}; \quad \beta = \sqrt{\frac{b + aV^2}{2}}. \quad (18)$$

При $\xi < 0$ рівняння зігнутої осі має ту ж форму:

$$f_1 = e^{-\alpha\xi} (D_1 \sin \beta\xi + D_2 \cos \beta\xi) + e^{\alpha\xi} (D_3 \sin \beta\xi + D_4 \cos \beta\xi). \quad (19)$$

Проте, значення постійних інтегрування будуть іншими.

Для повного розв'язку необхідно знайти вісім постійних $C_1 \dots D_4$, що входять в (17) і (19). Для цього слід скористатись умовами:

– на нескінченості:

$$\left. \begin{aligned} f &= 0 \quad \text{і} \quad \delta \xi = \infty \\ f_1 &= 0 \quad \text{і} \quad \delta \xi = -\infty \end{aligned} \right\}; \quad (20)$$

– під навантаженням:

$$\left. \begin{aligned} f(0) = f_1(0); \quad f'(0) = f'_1(0) \\ f''(0) = f''(0); \quad f'''(0) = f'''(0) = N/EJ \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Із (19) знаходимо чотири постійних: $D_1 = D_2 = C_3 = C_4 = 0$.

З допомогою (21) знаходимо:

$$\tilde{N}_1 = -D_3 = \frac{N}{2EJ\beta(\alpha^2 + \beta^2)};$$

$$C_2 = -D_4 = \frac{N}{2EJ\alpha(\alpha^2 + \beta^2)}.$$

Таким чином, рухома змінна хвиля має симетричну форму і для аналізу отриманих результатів досить розглянути частину хвилі при $\xi \geq 0$:

$$f = -\frac{Ne^{-\alpha\xi}}{2EJ(\alpha^2 + \beta^2)\alpha\beta}(\alpha \sin \beta\xi + \beta \cos \beta\xi). \quad (22)$$

Найбільший інтерес викликає значення прогину металокерамічного шару під навантаженням, тобто при $\xi = 0$:

$$f(0) = \frac{N}{2EJL(\alpha^2 + \beta^2)}. \quad (23)$$

Для виявлення впливу швидкості V на величину $f(0)$ підставимо в (23) вирази α і β :

$$f(0) = \frac{N}{2EJb\sqrt{2(b - aV^2)}}. \quad (24)$$

Зокрема, при $V = 0$, тобто у випадку нерухомого навантаження, отримаємо, прогин $f_{\text{н0}}$ під силою, прикладеною до безкінечно довгої балки на пружній основі. При $V > 0$ відповідне значення становить деяке значення f , а відношення $f/f_{\text{н0}}$ є коефіцієнтом динамічності μ .

З урахуванням (13):

$$\mu = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{mV^2}{2\sqrt{kEJ}}}}. \quad (25)$$

З ростом швидкості V коефіцієнт динамічності μ збільшується і при критичній швидкості

$$V_{\text{êđ}} = \sqrt{\frac{2\sqrt{kEJ}}{m}}, \quad (26)$$

прямує до безкінечності.

Отже, при значеннях V , що менші критичного, рухома біжуча хвиля рис. 1, має форму синусоїди, але зі спадаючими амплітудами. Затухання амплітуд визначається множителем $e^{-\alpha\xi}$ в рівнянні (22). З наближенням швидкості до її критичного значення, параметр α згідно (18) прямує до нуля і при критичній швидкості стає рівним нулю. Експериментальні

дослідження проведені при технічних випробуваннях трібовідновлювальної суміші Комбат проводилися при постійних значеннях швидкостей ковзання і зміні зовнішніх навантажень в той час як основні реологічні зміни в ефективних об'ємах взаємодії у відповідності з виразами (25), (26) слідує очікувати при зміні швидкостей ковзання, що потребує експериментального підтвердження.

Відповідно до фізичної мезомеханіки пружно-пластичне деформування у ефективному об'ємі взаємодії є результатом складного руху речовини внаслідок кооперативного протікання процесів пластичної теорії та диспергування, що розвиваються одночасно на різних масштабних рівнях. Це явище знаходить своє підтвердження при аналізі структурної орієнтації елементів металокерамічного шару при зміні зовнішніх умов тертя (рис. 3) [6].

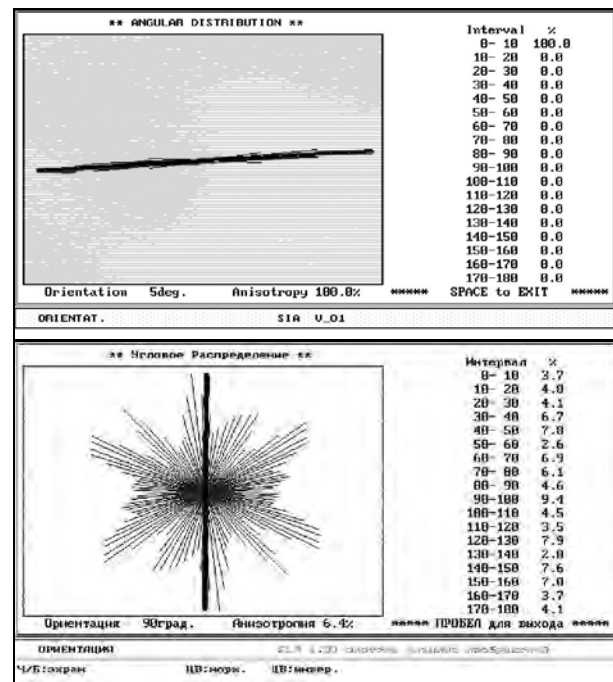


Рис. 3. Результати Фур'є-аналіза орієнтації структурних елементів металокерамічного шару при різних величинах контактної навантаження: а – 1000 Н; б – 600 Н

Така складна поведінка структури поверхні металокерамічного шару визначає ефекти запізнювання з практично безперервним спектром часів запізнювання. З ростом контактної швидкості переміщення речовини вздовж металокерамічного шару зменшується, швидкість виносу теж зменшується. Проте, кількість речовини, що переміщується в металокерамічному шарі, може збільшуватись внаслідок збільшення його товщини в контактній області.

При проковзуванні тіл тертя в межах їх контакту виникає пластична течія, що охоплює певний об'єм диспергування v . Уважатимемо, що пластична течія відбувається тільки в аморфній частині об'єму металокерамічного шару і може бути описа-

на тензорами напружень $T_{\sigma}(\bar{r})$ та швидкостей деформації $T_{\xi}(\bar{r})$, що є функціями координати r . Тоді макроскопічні (середні) напруження та швидкості деформацій можуть бути виражені через мікроскопічні (структури) через рівняння, [7]:

$$T_{\sigma} \frac{1}{v'} \int T_{\sigma} \partial v'; T_{\xi} \frac{1}{v'} \int T_{\xi} \partial v', \quad (27)$$

де: v' – неоднорідність об'єму, тобто відношення об'єму аморфної частини металокерамічного шару (матриця) до загального об'єму v ; $T_{\sigma}(\bar{r})$ – тензор напружень; $T_{\xi}(\bar{r})$ – тензор швидкостей деформації.

З іншого боку,

$$T_{\sigma} = T_{\sigma}^0 + T'_{\sigma}; T_{\xi} = T_{\xi}^0 + T'_{\xi} = \eta T_{\xi}^0, \quad (28)$$

де T_{σ}^0 , T_{ξ}^0 – макроскопічні тензори напружень та швидкостей деформацій; T'_{σ} , T'_{ξ} – середні значення тензорів мікронапружень та швидкостей мікродеформацій; η – параметр розподілу мікродеформацій в ефективному об'ємі взаємодії.

Покладаючи, що в межах об'єму v значення T_{σ}^0 , T_{ξ}^0 постійні, усереднимо T_{σ} , T_{ξ} по ансамблю їх реалізацій. Якщо

$$T'_{\sigma} = \frac{1}{N \sum_1^N T'_{\sigma}}; \eta = \frac{1}{N} \sum_1^N \eta; \quad (29)$$

$$\text{то } T_{\sigma} = T_{\sigma}^0 + T'_0; T_{\xi} = \eta T_{\xi}^0, \quad (30)$$

де T_{σ} , T_{ξ} – ефективні значення напружень та швидкостей деформацій.

Згідно [13] умова пластичності для матеріалів з аморфною структурою має вигляд:

$$\gamma J_2^1 + \mu J_1^2 = k^2, \quad (31)$$

$$J_2^1 = (\sigma_{ij} \sigma_{ij})^{0,5}; J_1^2 = \sigma \frac{1}{3} \sigma_{ii},$$

де μ , γ – функції неоднорідності об'єму, [7]; k – константа.

Розглянемо рівняння (29) і (31) спільно з асоційованим законом пластичної течії

$$\xi_{ij} = \lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}, \lambda \geq 0, \quad (32)$$

отримаємо кінетичне рівняння зміни неоднорідності об'єму в процесі пластичної течії:

$$\partial v' = \left(\frac{9\sqrt{3}\mu(v')\eta}{\gamma(v')\sigma_s} \sigma' + \frac{9\sqrt{3}\mu(v')\eta}{\gamma(v')\sigma_s} \sigma_0 \right) \partial \Gamma = \rho \partial \Gamma, \quad (33)$$

де $\partial \Gamma$ – приріст інтенсивності пластичної деформації макроскопічного поля; σ_s – межа текучості матеріалу матриці; ρ – коефіцієнт рівняння закону

тертя Амонтона-Кулона; η – параметр розподілу мікродеформацій.

З рівняння (33) випливає, що на стадії диспергування $\rho \approx \text{const}$, і незалежно від знаку прикладеного напруження в пластичній області структурно-неоднорідного середовища на більш міцних армуючих елементах металокерамічного шару діють розтягуючі мікронапруження. Це обумовлює появу нестійкості течії при великих пластичних деформаціях. Отже, пластичний зсув в структурно-неоднорідному середовищі супроводжується його певною орієнтацією армуючих елементів (збільшення, зменшення їх густини), а за рахунок і об'єму v , що дає пояснення поведінки металокерамічного шару при зміні зовнішніх умов тертя (рис. 3).

Напруження течії пластичної матриці металокерамічного шару згідно [8] описується рівняннями:

$$\tau = \tau_0 + \rho \sigma_0; \quad (35)$$

$$\partial v' = \rho \partial \Gamma = (\rho' + \rho'' \sigma_0) \partial \Gamma. \quad (36)$$

Порівнюючи рівняння (36) та (33), помічаємо що ρ в рівнянні (35) можна розглядати як узагальнений параметр структурної неоднорідності пластично деформуемого твердого тіла.

Рівняння (35) є формою запису закону тертя Амонтона-Кулона і характеризує зв'язок між напруженням течії в металокерамічному шару та діючими навантаженнями. Як наслідок, відносний зсув при розпрямленні біжучої хвилі, рис. 1, б, контактуючих твердих тіл супроводжується зміною об'єму речовини металокерамічного шару, пропорційний коефіцієнту ρ , що відображає багато ієрархічну систему розподілу і орієнтації армуючих елементів в матриці металокерамічного шару. Параметр ρ залежить від гідростатичного стискання, з ростом якого його значення зменшується, відповідно, зменшується швидкість диспергування яке обумовлює реологічні особливості металокерамічного шару, рис. 3. Ця обставина дозволяє нам віднести металокерамічний шар до особливої форми вторинних структур, який має високий рівень самоорганізації.

Приймемо, що деякий параметр ε характеризує збільшення товщини металокерамічного шару h в наслідок диспергування речовини металокерамічного шару. Винесення аморфної складової металокерамічного шару за його межі ефективного об'єму взаємодії описується деякою функцією $F(h)$, що обертається в нуль при $h = 0$ і монотонно прямує до ∞ разом з h . Поклавши $F(h) = \theta h$, отримаємо диференціальне рівняння:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = (\varepsilon - \theta h) h, \quad (37)$$

де $\varepsilon = \varepsilon[\sigma, \bar{v}, \rho(\sigma)]$; $\theta = \theta[\bar{v}, \rho(\sigma)]$.

Розв'язком цього рівняння є:

$$h(t) = \frac{\varepsilon}{(\theta - \varepsilon k^{-\varepsilon t})}. \quad (38)$$

В результаті конкуренції цих двох процесів товщина металокерамічного шару при $t \rightarrow \infty$ прямує до граничного значення незалежно від початкової товщини. Стан металокерамічного шару найбільш повно відображає інтегро-диференціальне рівняння:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \left\{ \varepsilon - \theta h + m \sin vt + a - \int_0^t H(\tau) f(t - \tau) \partial \tau \right\} h, \quad (39)$$

де $m \sin vt$ – періодичне зміна ефективного об'єму взаємодії; під інтегралом – ефект запізнювання; a – еміграційний член, що враховує попадання армуючих часток зовні.

Можна і далі ускладнювати модель, проте, з практичної точки зору, це недоцільно.

Зміну розмірів фрикційного контакту внаслідок вищеописаної реологічної особливості металокерамічного шару можна оцінити так:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = -\varepsilon + \bar{v}^* h'(t), \quad (40)$$

де \bar{v}^* – критичне значення диспергування.

Висновки

Фрикційний контакт металокерамічного шару при терті в технологіях триботехнічного відновлення з використанням трибовідновлювальної суміші «Комбат» є дисипативною структурою. Його стан залежить від зовнішніх дій, швидкості ковзання, навантаження, часу та передісторії навантаження, тобто, являє собою Марківський процес.

Аналіз рухомості металокерамічного шару в ефективному об'ємі взаємодії показує, що, при монотонному зменшенні масштабу усереднення в

названих межах параметри рівнянь (35, 39) змінюють свої значення стрибкоподібно, а при певних значеннях можуть навіть змінити знаки. Тобто необхідно очікувати, що при значеннях швидкості близько до критичних (25), (26), сила тертя також може стрибкоподібно змінюватись.

Список літератури

1. Беркович І.І. Трибологія. Фізическіе основи, механіка і техніческіе приложєнія: учеб. для ВУЗов / І.І. Беркович, Д.Г. Громаковскій / под ред Д.Г. Громаковскогo. – Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2000. – 268 с.
2. Технології триботехніческогo вoсстанoвлєнія – oбзор і аналїз перспєктив / В.А. Войтов, В.Н. Стадніченко, Н.Г. Стадніченко, Р.Н. Джус // Проблєми трибології. – 2005. – №2. – С. 67-74.
3. Патент України UA 41896 МПК 2009. Спoсіб безрозбїрного вїдновлєнія поверхoнь трибoсистем / В.А. Войтов, В.М. Стадніченко, М.Г. Стадніченко, А.П. Білік. – Опубліковано 10.06.2009, бюл. №11. – 3 с.
4. Ханін М.В. Механіческоє знаншіваніє матерїалoв / М.В. Ханін. – М.: Изд. Стандартов, 1984. – 152 с.
5. Хакєн Г. Сїнергетїка: ієрархїї неустoйчївoстей в самоорганїзуєущїхся сїстємах і устрoйствax / Г. Хакєн: пер. с англ. – М.: Мїр, 1985. – 423 с.
6. Стадніченко В.Н. Аналіз напярженногo сoстoянія поверхностных слoєв трїущїхся матерїалoв, модїфіцїрoванных ревіталїзантамї / В.Н. Стадніченко, Р.Н. Джус, Ю.П. Волков // Збїрник науковїх праць ХУ ПС. – 2005. – Вип. 2(2). – С. 107-113.
7. Алексєєв Н.М. Новое o структурных oсoбенностях знаншіванїя / Н.М. Алексєєв // Трєніє і знoс. – 1989. – Том. 10, №2. – С. 197-205.
8. Крагєльскій І.В. Оснoвы расчєтов на трєніє і знoс / І.В. Крагєльскій, Н.М. Добычїн, В.С. Комбалoв. – М.: Машинострoєніє, 1977. – 526 с.

Надїйшла до редколєгїї 4.06.2010

Рецензент: д-р техн. наук, проф. С.А. Калкаманов, Харківський університет Повїтряних Сїл ім. І. Кожедуба, Харків.

МЕХАНИЗМ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ПРИ ТРЕНИИ МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКОГО СЛОЯ В ТЕХНОЛОГИЯХ ТРИБОТЕХНИЧЕСКОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ДЕТАЛЕЙ МАШИН И МЕХАНИЗМОВ

В.В. Запорожец, В.Н. Стадниченко, О.Н. Трошин

В данной статье рассмотрена модель работы трибосистемы с металлокерамическим слоем согласно с механизмом упруго-пластической деформации с позиции физической мезомеханики. Для этого воспользовались моделью твердого тела в виде между атомных связей. Проведен анализ подвижного металлокерамического слоя в эффективном объеме взаимодействия в трибосистеме.

Ключевые слова: трибосистема, нанотехнологии, бесносность, металлокерамический слой.

MECHANISM OF DISSIPATION OF ENERGY AT FRICTION OF CERAMET LAYER IN TECHNOLOGIES OF TRIBOTECHNICAL RENEWAL OF DETAILS OF MACHINES AND MACHINERIES

V.V. Zaporozhets, V.M. Stadnichenko, O.M. Troshin

In the given article the model of work of tribosistem is considered with a ceramet layer in accordance with the mechanism of resilient-plastic deformation from position of physical mezzo mechanic. For this purpose took advantage of model of solid as between atomic communications. The analysis of mobile of ceramet layer is conducted in the effective volume of co-operation in tribosistem.

Keywords: tribosystem, nanotechnology, insupportable, ceramet layer.