

УДК 620.179:534.6

Т.В. Німченко, асп.

МОДЕЛІ СИГНАЛІВ АКУСТИЧНОЇ ЕМІСІЇ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ

Коротко розглянуто моделі сигналів акустичної емісії в результаті динамічних процесів, що виникають в зоні контакту.

The models of signals of acoustic emission as a result of dynamic processes, which arise up in the area of contact, are briefly considered.

Постановка проблеми

Поява дефектів при динамічних навантаженнях може призвести до значного скорочення періоду служби, а також до підвищення інтенсивності зношування виробу.

Метод акустичної емісії (АЕ) натеper широко застосовують під час дослідження динамічних процесів (різання, тертя, шліфування, скрайбування поверхонь матеріалів та ін.), які відбуваються в твердому тілі.

Рання ідентифікація дефектів за акустичним сигналом дозволяє:

- провести своєчасний контроль;
- підвищити коефіцієнт служби виробу;
- скоротити затрати на ремонт інструменту.

Ці обставини також пов'язані з розробкою моделей сигналів АЕ, що виникають в матеріалі під час руйнування та зношування виробів.

Розроблені до теперішнього часу моделі сигналів АЕ, що виникають при динамічних процесах, не мають загальноприйнятих концепцій, а недосконалість теорії ускладнює широке застосування методу АЕ для діагностики та експлуатаційного контролю.

Зроблено спробу об'єднати різні дані літературних джерел, в яких розглянуто динамічні моделі сигналів АЕ. У роботі не розглянуто всі існуючі моделі сигналів акустичної емісії, що виникають у результаті динамічних процесів, а лише встановлено деякі закономірності у процесі різних досліджень.

Аналіз існуючих моделей сигналів акустичної емісії

Майже всі джерела сигналів АЕ під час різання та тертя є різнірідними процесами, що відбуваються в зоні контакту двох тіл [1]. До них відносять:

- локалізацію пластичної деформації в поверхневих шарах;
- структурно-енергетичні видозміни поверхні, які обумовлені впливом поверхневої енергії, енергії теплових флуктуацій;

– інтенсивність пружної енергії, яка вивільняється з матеріалу в процесі зношення, утворення та руйнування адгезійних зв'язків, мікротріщин. Сам сигнал АЕ, що виникає в реальному часі, являє собою складну послідовність багатьох елементарних подій в досліджуваному тілі, кожна з яких відбувається за малі відрізки часу, що починаються у випадковий момент, а результируючий процес $z(t)$ [2]:

$$z(t) = \sum_{i=1}^n A_i F_i(t - t_i),$$

де n – кількість зареєстрованих імпульсів;

A_i – амплітуда імпульсу, що виникає в момент часу i ;

F_i – характеристика форми одиничного імпульсу.

Потік сигналів АЕ під час дослідження динамічних процесів – це неперервна послідовність імпульсів, у яких випадкові амплітуда та час появи (рис. 1).

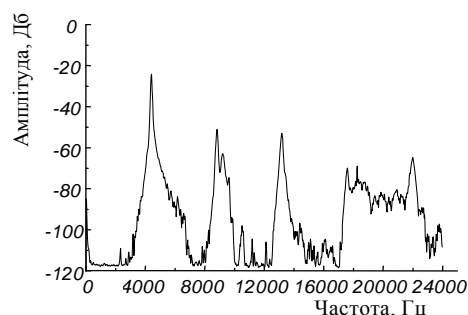


Рис. 1. Спектр сигналу АЕ під час дослідження динамічного процесу (різання)

Ураховуючи той факт, що сигнали АЕ під час дослідження динамічних процесів мають складний характер, низький енергетичний рівень та широкий динамічний діапазон, висувають такі вимоги до приймального тракту:

- високий коефіцієнт підсилення;
- мінімальне спотворення форми сигналу та їх часових параметрів;
- висока чутливість;
- мінімальний рівень власних шумів;

– ретельне екранування;
– можливість оперативного регулювання порогу виявлення сигналів АЕ.

Якщо припустити, що в результаті динамічного процесу неперервний сигнал складається з десятків тисяч імпульсів, а за кожний із них вважати окреме джерело, то залежно від типу джерела елементарний сигнал може бути описаний моделями акселераційного чи релаксаційного типу, які визначаються формою фронтів сигналу [3].

Релаксаційний сигнал описують виразом

$$\delta = \delta_{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) S^*(t) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right],$$

що визначається раптовим розривом зв'язків із швидким розвантаженням матеріалу та релаксацією напруги відразу після розриву. Під час розгляду акселераційного процесу передній фронт сигналу визначають швидким наростанням процесу з подальшим миттєвим припиненням його дії:

$$\delta = \begin{cases} \delta_{\max} a t^n S^*(t), & \text{якщо } t < t'; \\ \delta_{\max} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), & \text{якщо } t > t', \end{cases}$$

де a , n – коефіцієнти, що забезпечують потрібну розмірність та характеризують фізичний процес при динамічному навантаженні,

t' – момент часу переходу.

Як для релаксаційного, так і акселераційного процесів у момент переходу діє джерело напруження східчастої форми:

$$S^*(t) = \begin{cases} 1, & \text{якщо } t < t'; \\ 0, & \text{якщо } t > t'. \end{cases}$$

Існує два статистичних підходи до побудови моделей АЕ [4]:

– створення фізичної моделі структури випромінювання в поверхневих шарах, дія елементів якої відображає контактну взаємодію під час динамічного процесу та дозволяє описати її фізико-статистичними методами;

– розгляд контактного акустичного випромінювання як стохастичний процес та зв'язок параметрів, що виникають у результаті фрикційної взаємодії з механізмами та фізичними характеристиками.

У роботі [5] наведено модель АЕ у статичному аспекті та показано, що, якщо моделювати динамічний процес (різання чи тертя) як процес

руйнування й утворення фрикційних зв'язків, кількість яких $n(t)$ у момент часу t , то це є простим марковським процесом в умовах імовірнісного переходу:

$$P\left(\frac{n_j, t_j}{n, t}\right) = \begin{cases} 0(\Delta t), & n_j < n - 1; \\ \mu(t)n(t)\Delta t + 0(\Delta t), & n_j = n - 1; \\ 1 - [\mu(t)n(t) + \lambda(t)]\Delta t + 0(\Delta t), & n_j = n; \\ \lambda(t)\Delta t + 0(\Delta t), & n_j = n + 1; \\ 0(\Delta t), & n_j > n + 1; \end{cases}$$

де n_j – кількість фрикційних зв'язків у момент часу t_j , $n=0,1,2,\dots$

Функції $\mu(t)$; $\lambda(t)$ визначаються природою фрикційної взаємодії, для $0(\Delta t)$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} 0(\Delta t)/\Delta t = 0; \Delta t = t_j - t;$$

Середня активність акустичного випромінювання дорівнює

$$\dot{N}(t) = \lambda(t) + \mu(t)\overline{n(t)} = \lambda(t) + \mu(t) \left. \frac{\partial F}{\partial S} \right|_{S=1},$$

похідна для ймовірностей $P(n, t)$; $0 \leq S \leq 1$, що задовольняють рівнянню Колмогорова – Чепмена:

$$(f(S, t)) = \sum_{n=0}^{\infty} P(n, t) S^n.$$

У цьому випадку випадковий процес визначають функціями $\lambda(t)$ та $\mu(t)$, які розглядаються як внутрішні параметри системи та оцінюються на основі термодинамічного підходу.

Такий підхід було підтверджено експериментальними результатами. Крім того, встановлено, що такий спосіб описання не враховує всієї різноманітності джерел АЕ, що виникають у результаті динамічних процесів. Виявлення та аналіз сигналів АЕ, з інформацією про процеси руйнування та зношування в певній області, а також встановлення кореляційного зв'язку їх з іншими параметрами мають певний інтерес розуміння фізичної картини, що відбувається в зоні контакту.

У праці [6] наведено чи ненайпершу модель, в якій закладено ідею генерації пружних хвиль при терті твердих тіл. Згідно з моделлю сила тертя обумовлена розсіюванням енергії за рахунок пружних хвиль, що виникають у процесі взаємодії виступів поверхонь, що труться, та обернено пропорційна відноській швидкості. Щільність потоку енергії пружних хвиль під час ковзання на шляху $2l$, які розсіюються в матеріалі фрикційної пари:

$$\tilde{E} = \frac{1}{\sqrt{\rho\mu}} \frac{1}{T_0} \int_0^T f_a^2(vt) dt + \frac{1}{\sqrt{\rho(\lambda+2\mu)}} \cdot \frac{1}{T_0} \int_0^T f_p^2(vt) dt,$$

де ρ – щільність;

μ , λ – константи пружності, які визначають по-
вздожню і поперечну швидкості поширення
звуку;

$f_a(vt)$ – напруга зрізу на 1 см² щільності \sum_1 ,
що виникає як результат взаємодії поверхневих
шарів у момент часу t ;

T_0 – період шороховатостей;

v – швидкість відносного руху тіл;

$f_p(vt)$ – тиск на 1 см².

Також припускають, що розрив старих та утво-
рення нових ділянок контактів під час взаємном-
ного ковзання вважають за АЕ. Тут використано
просту модель, в якій енергія руйнування повер-
хонь

$E \approx I_T^2$, а $J = \text{const} I_T^2$ – фрикційний зв'язок між
зносом J та інтенсивністю сигналів АЕ зі змі-
ною структури поверхні взаємодії I_T^2 .

У роботі [7] наведено модель, яка дозволяє вста-
новити зв'язок між площею зносу різального ін-
струменту S та ймовірністю K -ї кількості дже-
рел АЕ фіксованої енергоємності, яка задана ро-
зподілом Пуассона:

$$P_K(S) = \frac{(C_i S)^K e^{-C_i S}}{K!},$$

де C_i – середня концентрація акустичних джерел
 i -ї енергоємності.

Залежність кількості акустичних імпульсів від
об'єму вибірки встановлюють співвідношенням

$$N(A_i) = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{K^3}{\sigma}} \exp\left[-\frac{(A_i - \mu)^2 K}{2\sigma^2}\right].$$

Під час абразивного зношування металів процес
руйнування відбувається у три етапи переходу
єдиного фізичного процесу руйнування при вза-
ємодії з абразивними частинками [8; 9] (рис. 2).

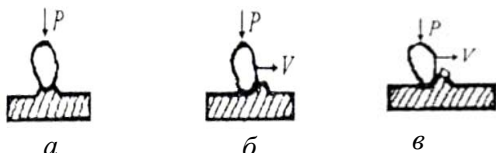


Рис. 2. Етапи процесу руйнування металів при
абразивному зношуванні:

a – проникнення абразивної частинки;

б – переміщення абразивної частинки;

в – руйнування металу з відділенням частинки зно-
шення

Від металу можуть відділятися тільки ті частин-
ки, в яких рівень пружної енергії перевищує по-
верхневу енергію, а утворення частинок зношен-
ня відбувається за рахунок пружної енергії, яка
накопичується в мікрооб'ємах металу під час
проходження динамічного процесу (тертя, різан-
ня та ін.).

Початкове підтвердження висунутої гіпотези ви-
пливає з рівняння Гріфітса, яке зв'язує критичні
навантаження та розміри дефекту:

$$L = \frac{2E\gamma}{\pi(1-\nu^2)\sigma^2}, \quad (1)$$

де L – довжина тріщини;

E – модуль пружності;

γ – поверхнева енергія;

ν – відносна деформація зсуву;

σ – нормальна напруга.

Із рівняння (1) видно, що якщо напруга, прикла-
дена до місця взаємодії, менша від критичної, то
тріщина з початковою довжиною розвиватись не
буде. Якщо, підвищуючи напругу, досягаємо її
критичного значення, тріщина починає розвива-
тись, до того ж не стійко і об'єкт руйнується.

Грунтуючись на законі збереження та перетво-
рення енергії, під час розвитку тріщини слід ура-
ховувати енергетичну умову у вигляді

$$\Delta E = G\delta S,$$

де ΔE – зміна енергії АЕ, яка зв'язана з утво-
ренням тріщини довжиною $2L$;

G – швидкість вивільнення енергії АЕ;

δS – зміна поверхні тріщини.

Під час утворення нової поверхні, вільної від на-
вантаження, відбувається зменшення деформації
та виділення з тіла пружної енергії W . Енергія,
що вивільнюється, концентрується у вершині
тріщини, де виникла концентрація напружень, та
витрачається на утворення нової поверхні. Енер-
гію, пов'язану з утворенням тріщини довжиною
 $2L$, визначають за виразом

$$E = 4\gamma L.$$

Уявивши, що довжина тріщини змінюється на
малу величину ΔL , енергія деформації, що
вивільниться – $\Delta W \rightarrow 0$:

$$-\Delta W = -[W(L + \Delta L) - W(L)] \approx \pi\sigma^2 \frac{L\Delta L}{E}.$$

До того ж, зі збільшенням довжини тріщини ви-
трачається енергія:

$$\Delta E = 4\gamma(L + \Delta L) - 4\gamma L = 4\gamma\Delta L.$$

Для реальних матеріалів перед вершиною тріщини виникає більш чи менш розвинена пластична зона, величину якої враховують за допомогою пластичної поправки Ірвіна:

$$r = \frac{K_1^2}{2\pi\sigma_T^2},$$

де r – радіус пластичної зони;

K_1 – коефіцієнт інтенсивності напружень нормального розриву фронту тріщини;

σ_T – межа плинності.

Розміри пластичної зони та величина деформації в середині цієї зони залежать від коефіцієнта інтенсивності напружень та опорів матеріалу пластичної деформації, виникнення якої в металах спричинене дією тертя зовнішніх сил.

Досліджуючи АЕ при абразивному зношуванні металів, запропоновано модель виникнення імпульсів АЕ, пов'язану з утворенням нових поверхонь під час руйнування твердого тіла [10]. Елементарний акт руйнування (утворення мікротріщини, мікропори чи одиничного дефекту) супроводжується випромінюванням одного імпульсу АЕ. Відділення частинки зношення за цією моделлю супроводжується випромінюванням від одиниць до десятків імпульсів АЕ. Отримана площа одиничного дефекту S_0 для сталі 07X16H6 та бронзи існує у межах $(0,26 \div 2,3) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$.

Встановлена залежність інтегральної інтенсивності АЕ від швидкості об'ємного зношення u :

$$I = a_j \beta u,$$

де a_j – коефіцієнт пропорційності, що характеризує емісійну здатність i -го матеріалу;

β – дисперсність частинок зношення.

Фізичною суттю коефіцієнта a_j є кількість імпульсів АЕ, що виникають під час утворення одиниці площі поверхні частинок зношення.

У стаціонарному режимі різання наведено таку залежність середньої активності випромінювання від фізико-механічних властивостей контактуючих поверхонь [11], номінального навантаження P та швидкості ковзання v при пружному контакті:

$$N = K \frac{P^{0,71} \theta^{0,71} A_c^{0,29}}{r^{0,9} R_a^{1,6}} v,$$

де θ – узагальнений модуль пружності;

A_c – контурна площа дотику;

r – радіус заокруглення вершини;

R_a – середнє арифметичне відхилення профілю поверхні.

Коли йдеться про молекулярно-механічну теорію тертя, то тут статистичний контакт відбувається через фактичну площу дотику.

Оцінювання розподілу імпульсів акустичного випромінювання може бути показано на основі модельних уявлень про контактування шорстких поверхонь, якщо порівняти розмір фрикційного зв'язку з тривалістю акустичного імпульсу. Певні ймовірнісні закономірності процесу випромінювання можуть бути отримані під час використання для описання шорсткостей реальних поверхонь випадкових полів із використанням поліномів Чебишева – Ерміта [4].

Існує підхід до проблеми контактного випромінювання, який ґрунтується на створенні фізико-статистичної моделі випромінювання. За фрикційної взаємодії всі комірочки, в яких виникають дотичні напруги, що перевищують критичну напругу розриву, руйнуються механічно з відділенням частинок зношення. Кількість комірок, що руйнується за одиницю часу, визначає активність АЕ.

Побудовано феноменологічну модель, засновану на використанні кінетичної концепції міцності [12]. Комірочки очікують термоактивний розрив протягом часу t_1 , що визначається за формулою

$$\int_0^{t_1} \frac{dt}{\tau(t)} = 1;$$

$$\tau = \tau_0 \exp \frac{u_0}{kT} (1 - \gamma P(t)),$$

де τ – довговічність комірки;

τ_0 – період атомного колювання;

u_0 – енергія активації матеріалу;

T – абсолютна температура;

γ – структурно-чутливий параметр досліджуваного матеріалу;

$P(t)$ – прикладена напруга.

Зміна кількості комірок за рахунок термоактивного випромінювання може бути оцінена за допомогою диференціального рівняння

$$dN_1(\sigma, P) = -N_1(\sigma, P)W(\sigma, P)dt,$$

де $N_1(\sigma, P)$ – кількість σ комірок за навантаженням P та швидкості ковзання v ;

$W(\sigma, P)$ – імовірність розриву σ комірки в одиницю часу.

Статистичний підхід у ряді випадків дозволяє встановити зв'язок між основними фрикційними та акустичними параметрами, які виникають у результаті зазначених динамічних процесів.

Крім кореляційного зв'язку зношення з інтенсивністю АЕ, отримано зв'язок між часовими залежностями інтегральної інтенсивності АЕ та масовим зношенням полімерного зразка [13], що дозволило створити ймовірнісну модель виникнення АЕ:

$$G = C_1 + C_2 W,$$

де G – масове зношення;

C_1, C_2 – коефіцієнти, що визначаються фізико-механічними властивостями матеріалів за умови взаємодії;

W – інтегральна інтенсивність випромінювання.

Існування евристичних моделей дозволяє оцінити параметри АЕ, що виникає унаслідок пластичної деформації мікронерівностей. У цьому випадку на мікроскопічному рівні АЕ обумовлена процесами утворення, руху та анігіляцією кристалічних ґраток твердого тіла. Показано, що АЕ виникає у разі нестационарного руху дислокації або системи дислокаційних петель під час переходу дислокацій через границі моделей пружності, відриву дислокаційних петель критичного розміру від точок закріплення, двійникуванні, розвитку ліній ковзання чи розмноження дислокацій тощо.

Природа джерела визначається певними дислокаційними механізмами на кожній стадії пластичної деформації.

Іноді як інформативний параметр АЕ застосовують загальну кількість актів N_a [14]. Залежність величини N_a від прикладеної напруги σ визначають з урахуванням вкладів двох механізмів – пластичної деформації контактних ділянок та розвитку тріщини від основних концентраторів напруг:

$$N_a(\sigma) = N_{1a}(\sigma) + N_{2a}(\sigma),$$

де N_{1a}, N_{2a} – вклад від першого та другого механізму.

Отримані дотепер експериментальні та теоретичні результати вказують на те, що як для найбільш елементарних механізмів [15], так і для макроскопічних дефектів [16] акт АЕ може бути апроксимований одиничним імпульсом чи серією імпульсів.

Тому для зіставлення вигляду дефектів та спектру сигналу АЕ розглянемо модель, яка дозволяє описати випромінювання за заданої амплітуди та тривалості елементарного імпульсу.

Нехай у певному об'ємі існує N_c дефектів зі ступенем корельованості U_c :

$$N_c \approx \rho_c R_c^h,$$

де R – радіус кореляції дефектів;

h – розмірність простору дефектів.

За характерний час кореляції τ_0 рух одного дефекту викликається зміною стану N_c дефектів з об'єму V_c .

Рух одного дефекту характеризується за час τ_0 середньою амплітудою імпульсу:

$$\bar{A} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} A(\tau) d\tau,$$

а випромінювання n дефектів з об'єму V_c :

$$\bar{A}(n) = n \bar{A}.$$

Розглянемо параметри випромінювання з області R_c , тобто $A(t)$ та τ_{R_c} , вважаючи, що за рахунок локальних флуктуацій за інтервал τ_0 відбувається рух p дефектів.

Виходячи з марковського характеру запропонованої моделі, кількість випромінювань $n(k\tau_0)$ в інтервалі $((k-1)\tau_0, k\tau_0)$ можна записати як функцію кількості дефектів $n((k-1)\tau_0)$, що випромінюються в інтервалі $((k-2)\tau_0, (k-1)\tau_0)$:

$$n(k\tau_0) = N_c U_c n(k-1)\tau_0 + p;$$

$$n(\tau_0) = p.$$

Залежність амплітуди випромінювання з області V_c у часі має вигляд

$$A(t) = \begin{cases} \frac{\bar{A}_p}{1 - N_c U_c} \left[1 - \exp \frac{t}{\tau_0} \ln N_c U_c \right]; & 0 \leq t < \tau_{\max} \\ 0, & t > \tau_{\max}. \end{cases}$$

У випадку некорельованого випромінювання

$$\tau_{\max} = \frac{N_c}{p} \tau_0;$$

$$A_{\max} = p \bar{A}$$

таке рішення відповідає некорельованим процесам у матеріалі, наприклад, розподіленій за обсягом пластичної деформації.

У випадку слабокорельованого процесу отримуємо:

$$\tau_{\max} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{N_c}{p} \tau_0;$$

$$A_{\max} = \frac{\sqrt{2}}{2} N_c \bar{A},$$

а у разі корельованого:

$$\tau_{\max} = \tau_0 \frac{2 - \ln p U_c}{\ln N_c U_c};$$

$$A_{\max} = p N_c \bar{A}.$$

У межах цієї моделі кооперування дефектів імпульсний характер АЕ на всіх рівнях ієрархії випромінювальних пошкоджень отримує дійсну інтерпретацію. Однак на практиці часто реєструється неперервне випромінювання, наприклад, процес різання, що пов'язано з генерацією великої кількості некорельованих імпульсів за інтервал спостереження.

Було зроблено спробу створити структурно-імітаційну модель із використанням формули Журкова [17; 18]. Модель побудовано на такому принципі: руйнування матеріалу визначають концентрацією мікротріщин, зростання яких з часом описують виразом

$$Z(t) = Z_0 \int_{\omega}^{\omega + \Delta\omega} \phi(\omega') \left\{ 1 - \exp\left(-\int_0^t \frac{dt}{\theta(\omega'(t'))}\right) \right\} d\omega; \quad (2)$$

$$\omega = \gamma\sigma / nT,$$

де Z_0 – концентрація структурних елементів в досліджуваному обсязі;

$\Delta\omega$ – довірчий інтервал розкиду ω' за структурними елементами;

$\phi(\omega')$ – функція щільності розподілу значень ω' за структурними елементами, що описується розподілом Вейбула;

γ – структурно-чутливий коефіцієнт;

σ – напруження на елементі;

n – константа;

T – абсолютна температура.

Якщо відбувається збільшення концентрації Z у будь-якій області до деякої критичної величини, то мікротріщини об'єднуються, утворюючи тріщину високого рангу. Подальше їх об'єднання призведе до руйнування матеріалу.

Кількість імпульсів, що виникають за одиницю часу, визначають так:

$$N_{\Sigma}(t) = k_{ae} VZ(t); \quad (3)$$

$$k_{ae} = \frac{N_s}{N_{тр}}. \quad (4)$$

де N_s – активність рахунку;

$N_{тр}$ – загальна кількість мікротріщин, які утворилися в момент реєстрації АЕ.

Сумарний рахунок визначають за формулою

$$N(t) = n_{ae} VZ(t);$$

$$n_{ae} = \frac{f}{2\pi\eta} \ln \left(\sqrt{\frac{E_C^B}{E_C^H}} \right) \cdot k_{ae},$$

де V – певний обсяг контрольованого матеріалу;

f – частота хвилі;

η – параметр розподілу;

E_C – щільність розподілу.

Співвідношення (2)–(4) описують часові залежності параметрів АЕ на етапі делокалізованого руйнування будь-якого масштабного рівня в умовах неоднорідності структурно-напруженого стану матеріалу.

Загалом із зіставлення розглянутих підходів випливає те, що вони доповнюють один одного під час розгляду важливих мікроскопічних дефектів тертя та зношування.

Особливості пластичної деформації поверхневих шарів порівняно з обсягом можуть значно вплинути на процеси тертя та зношування, а саме шорсткість поверхонь тертя у процесі взаємодії обумовлює пружні та сильні пластичні деформації з порушенням структури, виникненням дислокацій та мікротріщин. Як результат переважної дії високих дотичних напружень в механізмі пластичної деформації відбувається зрізування перемичок між мікротріщинами, розриву яких одночасно сприяють колективні форми руху дислокацій. Особливістю абразивного зношування металів високої твердості та низької пластичності є незначна релаксація напружень перед вершиною дефекту під час проникнення абразивної частинки в поверхню металу, що зумовлює локальне підвищення межі плинності та утворення мікротріщини.

Висновки

Аналіз механізму абразивного зношування показав, що динамічні процеси руйнування та зношування в результаті різання та тертя є багатофакторними, комплексними та супроводжуються маловивченими змінами структури, а створення та застосування моделей АЕ потребує більш детальних досліджень.

Література

1. *Гриценко В.П.* Роль акустических колебаний, генерируемых при трении, в разрушении материалов трибосистем //Трение и износ. – 2005. – Т. 26, №5. – С. 481–487.
2. *Бигус Г.А., Стрелков И.Б.* Исследование акустико-эмиссионных сигналов при деформации и разрушении образцов из стали 22К // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2005. – № 1. – С. 10–15.
3. *Иванов В.И., Белов В.М.* Акустико-эмиссионный контроль сварки и сварных соединений. – М.: Машиностроение, 1981. – 184 с.
4. *Акустические и электрические методы в триботехнике* / Под ред. В.А.Белого. – Минск: Наука и техника, 1987. – 280 с.
5. *Баранов В.М.* Акустические измерения в ядерной энергетике. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 320 с.
6. *Щавелин В.М., Сарычев Г.А.* Акустический контроль узлов трения ЯЭУ. – М.: Энергоатомиздат, 1988, – 176 с.
7. *Нестеренко В.П.* Разработка и исследование интенсификации процесса резания рациональным упрочнением твердосплавного инструмента. Автореф. дис.... канд. техн. наук. – Томск : ТПИ. – 1986. – 36 с. .
8. *Меделяев И.А., Албагачиев А.Ю., Сорокин Г.М.* Физическая природа разрушения материалов при абразивном изнашивании. //Трение и износ. – 2004. – Т. 25, № 2, апр. – С. 148–153.
9. *Крагельский И.В.* Трение и износ. – М.: Машиностроение, 1968, – 240 с.
10. *Иванов В.С.* Разрушение металлов. – М.: Metallurgia. – 1979, – 280 с.
11. *Грешиников В.А., Дробот Ю.В.* Акустическая эмиссия. Применение для испытания материалов и изделий. – М.: Изд-во стандартов, 1976. –272 с.
12. *Вайнберг В.Е., Кантор А.Ш., Лунашко Р.Г.* Применение кинетической концепции разрушения для расчета интенсивности акустической эмиссии // Дефектоскопия. – 1976. – № 3. – С. 89–96.
13. *Андрейкив А.Е., Лысак Н.В.* Метод акустической эмиссии в исследовании процессов разрушения. –К.: Наук. думка, 1989. – 176 с.
14. *Поляков В.В., Егоров А.В., Лепендин А.А.* Моделирование акустической эмиссии при разрушении пористых металлических материалов // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2004. – Т. 70, № 8. – С. 31–33.
15. *Green R.E.* Acoustic emission characterization // 10th World conf., on non-destr. testing. – М., 1982. – Vol. 3. – P. 79–86.
16. *Гусев О.В.* Акустическая эмиссия при деформировании монокристаллов тугоплавких металлов. – М.: Наука, 1982, – 107 с.
17. *Носов В.В., Потанов А.И.* Структурно-имитационная модель параметров акустической эмиссии // Дефектоскопия. – 1996. – № 6. – С. 30–38.
18. *Маламедов И.М.* Физические основы надежности. – Л.: Энергия, 1970. – 152 с.

Стаття надійшла до редакції 09.11.07.