

Аулін В.В.Кіровоградський національний технічний
університет,
м. Кіровоград, Україна
E-mail: Aulin52@mail.ru**РОЛЬ ПРИНЦИПІВ МАКСИМУМУ
ТА МІНІМУМУ ВИРОБНИЦТВА ЕНТРОПІЇ
В ЕВОЛЮЦІЙНОМУ РОЗВИТКУ СТАНІВ
ТРИБОСИСТЕМ**

УДК 621.891

Визначено, що технології, пов'язані із забезпеченням максимальної зносостійкості деталей машин вимагають виявлення та обґрунтування механізмів реалізації процесів і стану самоорганізації в трибосистемах. З термодинамічної точки зору представлено аналіз сукупності принципів, що обґрунтовують ефект самоорганізації і детально зосереджено увагу на ролі принципів максимуму та мінімуму виробництва ентропії в еволюційному розвитку станів трибосистеми. Виявлено діапазон областей впливу їх взаємозв'язку та залежність від сукупності термодинамічних потоків та сил. Обґрунтовано як реагує трибосистема на флуктуацію потоків енергії і зміну термодинамічних сил при зміні температури. Обґрунтовано характер протікання еволюції станів трибосистем при їх прямуванні до максимуму і мінімуму виробництва ентропії та реалізація стану самоорганізації в залежності від величини виробництва ентропії, потенціалу Д.Гіббса та вільної енергії.

Ключові слова: виробництво ентропії, принцип, трибосистема, еволюція, технічний стан, самоорганізація.

Вступ

Останнім часом в світовому машинобудуванні широкого поширення набуває найбільш ефективний напрям – інженерія поверхні (Surface Engineering) із забезпеченням максимальної зносостійкості елементів трибосистем (ТС) різної природи, оптимальності параметрів і режимів їх функціонування в нестационарних умовах, реалізації процесів і станів самоорганізації поверхонь тертя та прилеглих до них шарів робочих (технологічних) середовищ. В таких умовах можуть спостерігатися ефекти їх практичної беззносності, протікати процеси, які сприяють стабілізації геометричних розмірів і форми, відновленню властивостей і характеристик елементів ТС з використанням необхідних матеріалів та спрямованих потоків речовини і різної за фізичною природою енергії. Разом з тим закономірності взаємодії елементів та еволюції розвитку ТС, природа, специфіка, механізм протікання процесів та формування станів і процесів самоорганізації, типи, види та форми її реалізації недостатньо досліджені як з теоретичної, експериментальної, так із методологічної точок зору.

Аналіз останніх досліджень

У вітчизняній і зарубіжній науковій літературі по проблемі підвищення зносостійкості матеріалів деталей машин є великий обсяг експериментальних досліджень та прикладних розробок [1]. Основна увага зосереджена на пошук матеріалознавчих параметрів, оптимального хімічного складу, структурно-фазового стану та комплексу необхідних експлуатаційних властивостей матеріалів. В той час виявлено, що розроблені матеріали, навіть однакового складу суттєво відрізняються за властивостями та триботехнічними параметрами, недостатньо експериментально досліджені і теоретично обґрунтовані закономірності взаємодії спряжених матеріалів, як елементів ТС та динаміка зміни комплексу їх характеристик і властивостей; остаточно не з'ясовано сукупність загальних ознак здатності матеріалів трибоелементів, робочих (технологічних) середовищ до реалізації процесів і станів самоорганізації; не розроблено трибофізичних основ підвищення зносостійкості та еволюції розвитку станів деталей машин [2, 3].

Розв'язання проблеми підвищення зносостійкості деталей передусім вимагає трансформації методології. Вельми важливо знайти методологічні шляхи, підходи, концепції, врахування параметрів та методів зміцнення, що забезпечують мінімальні витрати енергії та інтенсивність зношування, а також оптимальний коефіцієнт тертя. При цьому велика кількість параметрів, що впливають на процеси тертя та зношування і різноманітність методів зміцнення та модифікування матеріалів елементів ТТС, вимагають більш глибокого дослідження комплексу процесів, станів, механізму еволюції розвитку та руйнування поверхонь трибоелементів в ланцозі: зміцнений (модифікований) поверхневий шар – робоче (технологічне) середовище – умови зношування.

На увагу заслуговують принципи синергетичної концепції, які є методологічними принципами і до яких ставляться наступні вимоги: знаходяться у відношенні кільцевої причинності; їх кількість є обмеженою; використовуються відображення простору процесів і станів та теорії динамічних систем. При виявленні взаємозв'язку між принципами доцільно використовувати їх розгорнутість у математичному, логічному та філософському аспектах, а будь-який еволюційний процес ТС можна уявити у вигляді зміни умовних станів порядку і хаосу, сполучених процесами і фазовими переходами (ФП) в матеріалах елементів [4]. У найпростішому варіанті в синергетичній концепції задіяно 7 основних принципів: два принципи буття (гомеостатичність та структурна ієрархічність) і п'ять принципів становлення (нелінійність; нестійкість; незамкненість; динамічна ієрархічність; спостережуваність).

Центральне місце в основному синергетичному принципі відводиться принципу самоорганізації, який полягає в тому, що внутрішня активність ТС супротивна розупорядковуючій стихії ентропії і, за певних умов, приводить до саморуху. Це обумовлює методологічну спрямованість самоорганізації процесів і станів в ТС. Зазначене свідчить, що процеси і стани самоорганізації, як позитивний результат еволюції, відбуваються в силу внутрішньо притаманним ТС причинам, в основі яких лежать дві взаємовиключні тенденції: встановлення певного порядку, виникнення самоорганізації та утворення нової структури; в ході подальшого розвитку попередній порядок руйнується, а взаємозв'язки між локальними областями матеріалів елементів піддаються змінам з спонтанним встановленням нового порядку та виникнення нових дисипативних (ДС) та вторинних (ВС) структур.

Згідно теорії невривноважених процесів [2, 3], властивості ТС, віддалених від рівноважного стану, стають нестійкими і повернення їх до початкового стану є необов'язковим. При цьому їх поведінка є неоднозначною, але існують ефекти узгодження, корегування поведінки елементів на макроскопічних відстанях та інтервалах часу.

На еволюцію розвитку ТС, взаємозв'язок методологічних принципів синергетичної концепції дослідження умов і механізмів в реалізації процесів і станів самоорганізації здійснюють принципи максимуму І. Циглера ($\sigma_S \Rightarrow \max$) та мінімуму І. Пригожина ($\sigma_S \Rightarrow \min$) виробництва ентропії [5 - 7]. За принципом мінімуму виробництва ентропії закони природи припускається декілька варіантів протікання процесу розвитку (організації), але реалізується той, якому відповідає мінімальне розсіювання енергії. Що стосується принципу максимуму ентропії, то в науковій літературі поширена дискусія щодо його змісту, ролі та зв'язку з принципом мінімуму виробництва ентропії [8 - 10]. Зазначене потребує ретельних досліджень і обґрунтувань.

Метою роботи є з'ясування сутності та ролі взаємозв'язку принципів максимуму та мінімуму виробництва ентропії в еволюції розвитку станів ТС.

Виклад основного матеріалу

Для ізолюваних ТС прямування виробництва ентропії $dS/dt = \sigma_S$ до максимуму відображає той факт, що системи намагаються здійснити це найкоротшою з можливих траєкторій розвитку (рис. 1).

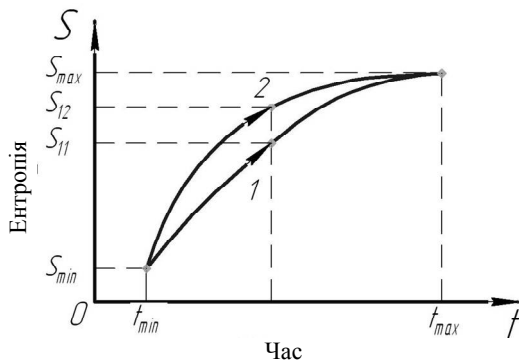


Рис. 1 – Зміна ентропії в часі при наявності двох можливих траєкторій розвитку зміни станів ТС з характерними двома термодинамічними потоками при заданій термодинамічній силі

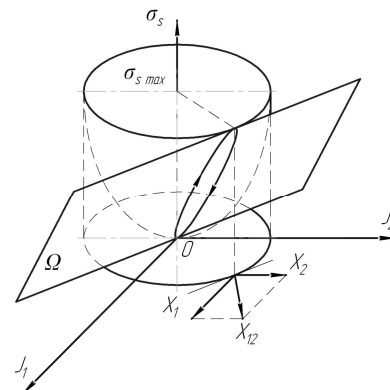


Рис. 2 – Найпростіший вигляд дисипативної поверхні функції виробництва ентропії σ_s при мінімальному необоротному процесі: J_1, J_2 – компоненти результуючого вектора потоку, 0 – точка рівноважного стану трибосистеми; Ω – перетинаюча площина

Зазначене відображає запропонований Г. Циглером принцип: якщо задано необоротну термодинамічну силу X_i , то термодинамічний потік J_i , що задовольняє рівнянню $\sigma_S(J_i) = \sum_i X_i J_i$, сприяє максимуму виробництва ентропії: $\sigma_S \Rightarrow \max$ [5].

В математичній формі цей принцип можна представити у вигляді рівняння:

$$\delta_J \left[\sigma_S(J_k) - \mu \sigma_S(J_k) - \sum_i X_i J_i \right]_X = 0, \quad (1)$$

де μ – множник Ж. Лагранжа;

i, k – індекси, які відповідають різним термодинамічним силам (потокам) з різними просторовими компонентами.

Рівнянню (1) можна дати наступну геометричну інтерпретацію (рис. 2).

Можна бачити, що функція $\sigma_S(J_1, J_2)$ з геометричної точки зору являє собою деяку поверхню, яка перетинається площиною $\sum_i X_i J_i$ і на лінії їх перетину вибираються потоки, що максимізують або мінімізують $\sigma_S(J_k)$. Використовуючи принцип Г. Циглера, термодинамічну силу можна визначити, з умови:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial J_i} \left[\sigma_S(J_k) - \mu(\sigma_S(J_k)) - \sum_i X_i J_i \right]_{X, \mu} = 0; \\ \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\sigma_S(J_k) - \mu(\sigma_S(J_k)) - \sum_i X_i J_i \right]_{X, J} = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Оскільки термодинамічні сили X_i вважаються заданими, то система рівнянь (2) набуває вигляду:

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_S(J_k)}{\partial J_i} - \mu \left(\frac{\partial \sigma_S}{\partial J_i} - X_i \right) = 0; \\ \sigma_S(J_i) = \sum_i X_i J_i. \end{cases} \quad (3)$$

Перше рівняння системи істотно спрощується, якщо прийняти $(\mu - 1) / \mu = \lambda$, i термодинамічна сила дорівнює:

$$X_i = \lambda \frac{\partial \sigma_S}{\partial J_i}. \quad (4)$$

Звідки коефіцієнт пропорційності можна оцінити, враховуючи виробництво ентропії σ_S і термодинамічний потік J_i :

$$\lambda = \sigma_S \left(\sum_i \frac{\partial \sigma_S}{\partial J_i} J_i \right)^{-1}. \quad (5)$$

Вирази (4) і (5) являють собою умовну ортогональність, яка з геометричної точки зору означає, що термодинамічна сила X_i , відповідає потокові J_i , а функція $\sigma(J_k) = \text{const}$ визначає і ортогональну поверхню, наведену на рис. 2.

Зазначимо, що зв'язок між термодинамічними потоками і силами в ТС не є однозначним. Умова ортогональності і єдиний зв'язок між заданим X_i і J_i визначає лише одну екстремальну точку. Накладені обмеження свідчать, що виробництво ентропії σ_S не може бути нескінченно великим, а має певне значення, характерне для даної ТС. Доведено, що принцип $\sigma_S \Rightarrow \text{max}$ і умова ортогональності еквівалентні [7, 10].

Якщо $\sigma_S(J_i)$ – однорідна функція степені r , то, згідно теореми Л. Ейлера, маємо:

$$r \sigma_S = \sum_i \frac{\partial \sigma_S}{\partial J_i} J_i \quad \text{або} \quad \sigma_S(J_i) = \frac{1}{r} \sum_i \frac{\partial \sigma_S(J_i)}{\partial J_i} J_i, \quad (6)$$

а термодинамічні сили дорівнюють:

$$X_i = \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_S(J_i)}{\partial J_i} J_i, \quad (7)$$

де $1/r = \lambda$.

При переході від умови ортогональності (7) до варіаційного принципу отримується рівняння:

$$\frac{\partial}{\partial J_i} \left[r \sum_i X_i J_i - \sigma_S(J_k) \right]_{X, k} = 0, \quad (8)$$

де $r = \frac{\mu}{(\mu-1)}$ і має місце система рівнянь (2).

В найпростішому випадку виробництво ентропії σ_s є однорідною функцією другого степеня:

$$\sigma_s = \sum_{i,k} R_{ik} J_i J_k . \quad (9)$$

При $R_{ik} = R_{ki}$, використовуючи умову ортогональності, (20), отримаємо:

$$X_k = \frac{1}{2} \sum_i (R_{ik} + R_{ki}) J_i = \sum_i R_{ki} J_i . \quad (10)$$

Зазначене свідчить, що основні співвідношення лінійної нерівноважної термодинаміки можна отримати з принципу Г.Циглера і вони відповідають випадку лінійної термодинаміки Л. Онзагера [7, 8]: якщо задані величини необоротних сил X_i , то істинні потоки J_i максимізують вираз $[\sigma_S(X_i, J_k) - \Phi(J_i, J_k)]$, тобто його варіація по потоку при постійних X_i дорівнює:

$$\delta_J [\sigma_S(X_i, J_k) - \Phi(J_i, J_k)]_X = 0 ; \quad (11)$$

$$\Phi(J_i, J_k) = \frac{1}{2} \sum_{i,k} R_{ik} J_i J_k , \quad (12)$$

де Φ – потенціал розсіювання ($\Phi > 0$);

R_{ik} – матриця коефіцієнтів, зворотна матриці L_{ik} ;

R_{ik} – можна також вважати системним тензором, який можна представити як суму симетричного тензора S_{ik} і антисиметричного A_{ik} :

$$\Phi = \frac{1}{2} \sum_{i,k} (S_{ik} J_i J_k + A_{ik} J_i J_k) . \quad (13)$$

Для антисиметричного тензора $A_{ii} = 0$ і $A_{ik} = -A_{ki}$ антисиметрична частина тензора R_{ik} не дає вкладу в потенціал розсіювання Φ і тензор R_{ik} в таких умовах є симетричним $R_{ik} = R_{ki}$. Підставляючи в (3) вираз $\sigma_S = \sum_i X_i J_i$ і (4), та замінюючи варіацію похідної по відповідним потокам, отримаємо:

$$\frac{\partial}{\partial J_i} \left[\sum_i X_i J_i - \frac{1}{2} \sum_{i,k} R_{ik} J_i J_k \right]_X = 0 . \quad (14)$$

Після диференціювання і деяких перетворень, маємо:

$$X_i = \frac{1}{2} \sum_k (R_{jk} + R_{kj}) J_k = \sum_k R_{kj} J_k . \quad (15)$$

Оскільки $\Phi \geq 0$, то існує розв'язок рівняння (15) відносно невідомих J_k :

$$J_j = \sum_k R_{jk}^{-1} X_k = \sum_k L_{jk} X_k , \quad (16)$$

де $R_{jk}^{-1} = L_{jk}$. Матриці R_{ik} і R_{ik}^{-1} є симетричними.

Зазначене свідчить, що вираз $[\sigma_S(X_i, J_k) - \Phi(J_i, J_k)]$ має одну екстремальну точку, що визначається рівнянням (15) або (16). Через те, що $\Phi(J_i, J_k)$ є однорідною квадратичною позитивно визначеною функцією потоків, то знайдена точка (розв'язок) є точкою максимуму.

Варіаційний принцип Л. Онзагером сформульований в просторі термодинамічних потоків, а І. Дьярматі - в просторі сил: якщо задані величини термодинамічних потоків J_i , то необоротні існуючі сили X_i максимізують вирази $\sigma_S(X_i, J_i) - Y(X_i, X_k)$, тобто можна записати:

$$\delta_X [\sigma_S(X_i, J_i) - Y(X_i, X_k)]_J = 0 ; \quad (17)$$

$$Y(X_i, X_k) = \frac{1}{2} \sum_{i,k} L_{ik} X_i X_k , \quad (18)$$

де $Y(X_i, X_k) > 0$ – потенціал розсіювання у силовому полі.

Оскільки виробництво ентропії можна описати функцією, що має симетричну білінійну форму, то згідно принципу І. Дьярматі рівняння (11) і (12) та (17) і (18) еквівалентні. Виходячи з цього ТС, що характеризується нерівноважною термодинамікою повинні мати малі значення термодинамічних сил.

Для розв'язання проблеми самоорганізації, коливальних процесів, і т.п. в ТС використовують узагальнення лінійної термодинаміки Л. Онзагера на нелінійний випадок на основі принципу максимуму виробництва ентропії: $\sigma_s \Rightarrow \max$.

Умова ортогональності і принцип Г. Циглера, при єдиному наборі термодинамічних потоків, є еквівалентними для нерівноважних процесів оскільки при цьому завжди відбувається максимізація функції виробництва ентропії.

Через те, що нерівноважна еволюція ТС є складною та нестійкою, то мікроскопічні характеристики локальних областей її трибоелементів можна розглядати як випадкові величини. Для знаходження їх розподілу в стані рівноваги в статистичних функціях використовують принцип максимуму виробництва ентропії. Але для цього розподілу випадкових величин недостатньо, необхідно знати ще і додатково швидкість ймовірності переходу ТС з одного стану в інший.

Для опису нерівноважних стаціонарних процесів і станів в ТС запропоновано метод найбільш ймовірного шляху еволюції [7, 9]. Сутність методу полягає в тому, що еволюція ТС може бути описана ланцюгом Маркова з дискретним часом і кінцевим числом технічного стану. При цьому $p_{ij}(\tau)$ – умовна ймовірність переходу за час кроку τ із стану i в стан j через стаціонарну ймовірність p_i . У випадку стаціонарних ланцюгів Маркова мають місце рівності:

$$\sum_i p_i p_{ij} = p_j, \quad \sum_i p_{ij} = 1, \quad \sum_i p_i = 1. \quad (19)$$

Достатньо довгі траєкторії зміни стану ТС можна розбити на два класи. Ймовірні траєкторії першого класу є однаковими:

$$p_i = \exp(-L_M S_1), \quad (20)$$

де L_M – довжина марківського ланцюга (число кроків);

S_1 – ентропія еволюції на один крок:

$$S_1 = -\sum_i \sum_j p_i p_{ij} \ln(p_{ij}). \quad (21)$$

Для другого класу ймовірних траєкторій сума їх ймовірностей при виборі достатньо великого ланцюга L_M дає можливість зробити його довільно малою.

Для опису нерівноважних ТС не достатньо знати вектор $\{p_i\}$, а необхідно знати всю матрицю значень $\{p_{ij}\}$. При знаходженні ТС в термодинамічній рівновазі матриця значень $\{p_{ij}\}$ характеризує максимум рівноважної ентропії. В ТС відомі k середніх величин енергії, потоку тепла та ін., F_l , $l = \overline{1, k}$ або їх вимірювання задовольняють рівняння виду:

$$f_l(\{p_i\}, \{p_{ij}\}) = F_l. \quad (22)$$

З макроскопічної точки зору ТС не відрізняються між собою, якщо мають інші траєкторії з такими середніми по часу величинами. Адекватність траєкторії досягається максимізацією для стаціонарних ТС, у яких $\tau \ll \tau_{cn}$. Згідно Е. Джейнсу, найбільш об'єктивним способом при цьому є визначення функції розподілу за допомогою максимізації інформаційної ентропії S_I :

$$S_I = -\int p(x) \ln p(x) dx, \quad (23)$$

яку проводять за допомогою множників Ж. Лагранжа λ_m :

$$p(x) = \frac{1}{z} \exp\left\{-\sum_{m=1}^M \lambda_m A_m(x)\right\}; \quad (24)$$

$$z = \exp\left\{-\sum_{m=1}^M \lambda_m A_m(x)\right\}; \quad (25)$$

Визначено, що в рівноважному випадку максимум інформаційної ентропії співпадає з ентропією Д. Гіббса і може бути тотожним термодинамічній ентропії. Зважаючи на універсальність принципу максимізації інформаційної ентропії, Г. Хакен вважає його другим початком синергетики.

Згідно принципу $\sigma_s \Rightarrow \max$ із нескінченного числа можливих стаціонарних станів ТС вибирає стан з $\sigma_{s \max} \Rightarrow \max$, досягнення якого, згідно Г. Палтриджа, можна пояснити флуктуацією потоку енергії. Графічна інтерпретація флуктуації потоку енергії за лінійним та нелінійним законами наведена на рис. 3.

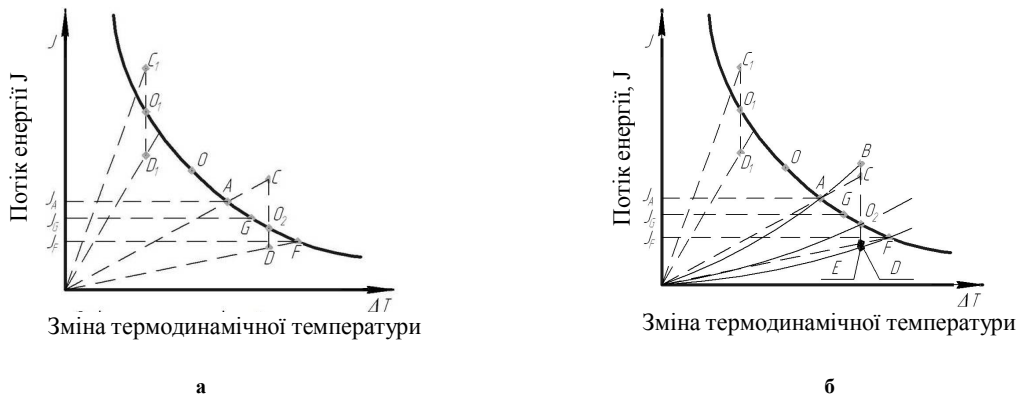


Рис. 3 – Розсіювання флуктуацій потоку енергії за лінійним (а) та нелінійним (б) законами:
 т.О – відповідає $\sigma_s \rightarrow \max$;

- - крива стаціонарних станів;
 --- - напрям еволюції флуктуації при лінійному;
 - нелінійному зв'язку термодинамічних потоків і сил

Якщо ТС знаходиться в деякому стаціонарному стані, наприклад, в точці O_2 , (рис. 3, а) і виникає флуктуація потоку енергії між локальними областями її елементів, то можна вважати, що існують як знижуючі DO_2 , так і підвищуючі CO_2 енергії потоків J флуктуації. Якщо флуктуації розсіюються за лінійним законом (лінії AC або DF), то це приводить ТС до нового стаціонарного стану (точки A або F).

Поведінка ТС на проміжку часу, більших тривалості існування однієї флуктуації, визначає, що число підвищуючих і знижуючих флуктуацій приблизно однакове. Це обумовлює те, що результуюча точка G , при усередненні тільки по двом флуктуаціям CO_2 і DO_2 , буде зсуватися вліво до точки O і пояснюється відмінністю величини амплітуд знижуючих і підвищуючих флуктуацій. Якщо спостерігається флуктуація температури, то амплітуди підвищуючих флуктуації більші за амплітуди знижуючих ($CO_2 > DO_2$), а при низьких градієнтах температур все відбувається навпаки ($C_1O_1 < D_1O_1$). Результуючий стаціонарний стан ТС буде постійно зсуватися в бік збільшення градієнта температури. Разом з тим навіть при однакових амплітудах підвищуючих і знижуючих флуктуацій дисипація енергій відбувається за нелінійним законом (рис. 3, б).

Виявлено, що при малих температурних градієнтах (зліва від т. O) зв'язок термодинамічних потоків і сил лінійна, а флуктуація відбувається за лінійним законом (рис. 3, а). Після усереднення стан елемента ТС відповідає точці, що рухається вправо. При великих температурних градієнтах (зправа від т. O) зв'язок термодинамічних потоків і сил в загальному випадку нелінійна. При однакових амплітудах ($BO_2 = EO_2$), флуктуація відбувається за нелінійним законом і стан ТС будуть характеризувати точки A або F , відповідно (рис. 3, б). Якщо ж ТС має дисипацію за лінійним законом (рис. 3, а), то вона приходить в ці точки при наявності початкових флуктуацій різної амплітуди ($CO_2 > DO_2$). Таким чином, замінюючи припущення Г. Палтриджа про неоднакові амплітуди флуктуацій припущенням про нелінійний закон їх дисипації, можна пояснити еволюцію станів ТС в області $\sigma_s \Rightarrow \max$.

Оскільки в макроскопічній нерівноважній ТС самочинно протікають лише ті процеси, які при заданих зовнішніх умовах приводять її до термодинамічної рівноваги найбільш швидко, то з термодинамічної точки зору можна записати:

$$\frac{dG}{dt} \Rightarrow \min \text{ (при } P, T = \text{cons)}, \text{ або } \frac{dF}{dt} \Rightarrow \min \text{ (при } V, T = \text{cons)}, \quad (26)$$

де G, F – потенціал Гіббса і вільна енергія.

Для ізобарно-ізотермічної ТС, що обмінюється з навколишнім середовищем тільки тепловою енергією, маємо:

$$\frac{dS}{dt} = \sigma_s + \frac{1}{T} \frac{dQ}{dt}. \quad (27)$$

Використовуючи перший закон термодинаміки, отримуємо:

$$\frac{dS}{dt} = \sigma_s + \frac{1}{T} \left(\frac{dU}{dt} + p \frac{dV}{dt} \right) \text{ або } \sigma_s = \frac{dS}{dt} - \frac{1}{T} \left(\frac{dU}{dt} + p \frac{dV}{dt} \right). \quad (28)$$

При цьому швидкість зміни потенціалу Гіббса ($G = U - TS + PV$), при $P, T = \text{const}$, дорівнює:

$$\frac{dG}{dt} = -T \frac{dS}{dt} + \frac{dU}{dt} + P \frac{dV}{dt}. \quad (29)$$

Враховуючи останнє, маємо:

$$\sigma_s = -\frac{1}{T} \frac{dG}{dt}. \quad (30)$$

Таким чином, в ізобарно-ізотермічній системі виробництво ентропії, з точністю до постійного додатного множника, співпадає зі швидкістю зміни потенціалу Д. Гіббса і $\sigma_s \Rightarrow \max$ відповідає мінімуму швидкості його зміни. Можна також показати, що в ізохорно-ізотермічній системі σ_s з точністю до постійного множника співпадає по величині і протилежно за знаком швидкості зміни вільної енергії:

$$\sigma_s = -\frac{1}{T} \frac{dF}{dt}. \quad (31)$$

Для підтримки ТС в стійкому стані використовується тільки частина $Q - Q_{diss}$ доступної енергії Q , яка поглинається, Q_{diss} - енергія дисипації, що виділяється у вигляді тепла при перетворенні Q в корисну енергію. При зростанні $Q - Q_{diss}$ спостерігається послідовне збільшення потоку енергії через ТС з плином часу, тобто реалізується додатній зворотній зв'язок. Збільшення Q , на першому етапі, обумовлює еволюцію ТС, структура якої здатна поглинати більшу частину доступної енергії, але збільшується Q_{diss} і відповідно виробництво ентропії. Таким чином, до тих пір поки запаси енергії, що доступні ТС не вичерпаються, то її еволюція буде відбуватися на шляху максимізації виробництва ентропії: $\sigma_s \Rightarrow \max$. Як тільки вся доступна енергія буде використана, то відносно швидкі стрибкоподібні, еволюційні зміни в ТС зміняться відносно повільними процесами оптимізації виникаючих структур в матеріалах її трибосистем. Метою цих процесів буде зниження витрат при перетворенні Q у корисну енергію. Відповідно буде відбуватися і мінімізація Q_{diss} та виробництва ентропії: $\sigma_s \Rightarrow \min$. Потік енергії ($Q - Q_{diss}$) через ТС буде знову зростати і в процесі еволюції принципи максимуму і мінімуму виробництва ентропії будуть змінюватись один за одним.

Зв'язок цих принципів не є простим і остаточно обґрунтованим [2, 7, 8]. Зазначимо, що це абсолютно різні варіаційні принципи, в яких знаходиться екстремуми однієї і тієї функції виробництва ентропії, але використовуються різні обмеження і параметри варіювання. Їх можна застосовувати для різних етапів еволюції нерівноважної ТС. Їх теоретичний аналіз свідчить, що принцип $\sigma_s \Rightarrow \max$ описує більш широкий діапазон і є більш узагальненим підходом в еволюції ТС, він дає можливість побудувати дедуктивним чином як лінійну, так і нелінійну термодинаміку процесів і станів. Принцип $\sigma_s \Rightarrow \min$ справедливий для стаціонарних процесів в ТС при наявності вільних термодинамічних сил. Якщо задані термодинамічні сили (потоки), то ТС буде їх підстроювати у напрямі $\sigma_s \Rightarrow \max$. Якщо σ_s - квадратична функція, то в результаті підстроювання встановлюється лінійний зв'язок між потоками та силами. При перебуванні ТС в стаціонарному слабонерівноважному стані, коли частина термодинамічних сил залишається вільною, потоки почнуть зменшувати термодинамічні сили, а ті в свою чергу - потоки і еволюція розвитку ТС йде у напрямі $\sigma_s \Rightarrow \min$. Таким чином, спостерігається деяка ієрархія процесів: на малих проміжках часу еволюції ТС $\sigma_s \Rightarrow \max$, при даних фіксованих термодинамічних силах; на великому масштабі часу еволюція ТС варіює вільними термодинамічними силами для зменшення $\sigma_s \Rightarrow \min$.

Швидкість прагнення ТС до стану з максимальною ентропією найбільша. ТС в кожен момент часу так підбирає свій термодинамічний потік при фіксованих термодинамічних силах, щоб зміна ентропії була максимальною і відповідно еволюція до кінцевого стану відбувається найшвидшим чином. Це відбувається безперервно або стрибкоподібно в точках біфуркації, залежно від специфіки ТС. Можуть існувати випадки, коли термодинамічній силі відповідають одночасно декілька термодинамічних потоків, то з них ТС вибирає той, який задовольняє принципу $\sigma_s \Rightarrow \max$, оскільки взаємозв'язок між потоками і силами неоднозначний.

Важливим є встановлення зв'язку принципу $\sigma_S \Rightarrow \max$ з таким проявом нерівноважного розвитку ТС, як самоорганізована критичність, фрактальний ріст матеріалу трибоелемента, закон релаксації. Це дасть зрозуміти еволюцію ТС на відстані від її рівноважного стану і обґрунтувати стани і процеси самоорганізації, які максимізують їх зносостійкість і надійність.

Висновки

1. З термодинамічної точки зору за зміною виробництва ентропії, як функції потоків і сил, з'ясовано характер зміни стану трибосистем. При цьому використано принципи Г. Циглера, І.Пригожина, Л. Онзагера і І.Дьярматі та ін.

2. Для опису нерівноважних стаціонарних процесів і станів запропоновано метод найбільш ймовірного шляху еволюції трибосистем. Визначимо що максимум інформаційної ентропії співпадає з ентропією Д.Гіббса і може бути тотожним термодинамічній ентропії.

3. Згідно підходу Г.Палтріджа, на залежності потоку енергії від зміни термодинамічної температури обґрунтовано розсіювання функцій потоку енергії за лінійним і нелінійним законами.

4. Визначено, що виробництво ентропії в трибосистемах визначається протилежним характером швидкості зміни потенціалу Д. Гіббса або вільної енергії.

5. З'ясовано зв'язок принципів $\sigma_S \Rightarrow \max$ і $\sigma_S \Rightarrow \min$, як екстремумів функції швидкості зміни ентропії від термодинамічних сил і потоків. На прикладі трибосистем визначено їх прагнення до стану з максимальною ентропією найбільша. Виявлено, що її зміна при еволюції відбувається найшвидшим чином безперервно або стрибкоподібно в точках біфуркації залежності від специфіки систем, але в процесі еволюції відбувається відносно повільні зміни процесів з оптимізацією структур в матеріалах їх трибо елементів.

6. Принцип $\sigma_S \Rightarrow \max$ описує більш широкий діапазон процесів і є узагальненим підходом до еволюції трибосистем, а принцип $\sigma_S \Rightarrow \min$ - справедливий для стаціонарних процесів, тобто в трибосистемах спостерігається така ієрархія: на малих проміжках еволюції має місце $\sigma_S \Rightarrow \max$, при фіксованих термодинамічних силах, а на великому масштабі часу – $\sigma_S \Rightarrow \min$, при варіюванні вільними термодинамічними силами.

Література

1. Аулін В.В. Трибофізичні основи підвищення зносостійкості деталей та робочих органів сільськогосподарської техніки: дис. ...доктора техн. наук: 05.02.04. / Аулін Віктор Васильович. – Кіровоград, 2014. – 438 с.

2. Аулін В.В. Фізичні основи процесів і станів самоорганізації в трибо технічних системах: Монографія / Аулін В.В. – Кіровоград: Видавець Лисенко В.Ф., 2014 – 370 с.

3. Бершадський Л.И. Структурная термодинамика трибосистем / Л.И.Бершадський. – К.Знание, 1990 – 30 с.

4. Буданов В.Г. О методологии синергетики / В.Г. Буданов // Вопросы философии – 2006 – №5. – С. 79 – 94.

5. Циглер Г. Экстремальные принципы термодинамики необратимых процессов и механика сплошной среды / Г. Циглер – М.: Мир, 1966. – 134 с.

6. Пригожин И. Введение в термодинамику неравновесных процессов / И. Пригожин. – М.: Издательство иностранной литературы, 1960 – 127 с.

7. Мартюшев Л.М. Производство энтропии и морфологический переходы при неравновесных процессах. Автореф. доктора физ. – мат. наук спец. 01.04.14 "Теплофизика и теоретическая теплотехника", Екатеринбург – 2010. – 32 с.

8. Делас Н.И. Принцип максимальной производства энтропии в эволюции макросистем: некоторые новые результаты / Н.И.Делас // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2014. – Т.6, №4 (72). – С. 16 - 23

9. Dewar R.C. Maximum entropy production and the fluctuation theorem / R.C. Dewar // Journal of Physics A: Mathematical and General. – 2005. Vol. 38, Issue 21. – P.L371 – L.381. doi: 10.1088/0305-4470/38/21/101.

10. Niven R.K. Steady state of a dissipative flow-controlled system and the maximum entropy production principle / R.K. Niven // Physical Review E. – 2009. – Vol. 80, Issue 2. – P.021113.doi: 10.1103/physreve.80.021113.

Поступила в редакцію 22.04.2016

Aulin V. Role of the principles of maximum and minimum entropy production in the evolution of states tribosystems.

Determined that the technology associated with providing maximum durability of machine parts requiring identification and justification processes and mechanisms for implementing a state of self tribosystems. From a thermodynamic point of view of the analysis set of principles that establish the effect of self and detailed focus on the role of the principles of maximum and minimum entropy production in the evolution of states tribosystems. Revealed a range of impacts, their relationship and dependence on a combination of thermodynamic flows and forces. Grounded system reacts triathl fluctuation in energy flows and thermodynamic forces with temperature. Grounded character of evolution states triathl systems in their journey to the maximum and minimum entropy production and sale of state self depending on the amount of entropy production capacity D.Hibbsa and free energy.

Keywords: entropy production principle, trybosystema, the evolution of the technical condition and self-organization.

References

1. Aulin V.V. Triboflzhichnl osnovi pldvischennya znosostIykostl detaley ta robochih organlv sllskogospodarskoYi tehnIki: dis. ...doktora tehn. nauk: 05.02.04. H., 2015. 438s.
2. Aulin V.V. Flzhichnl osnovi protseslv I stanlv samoorganlzatsIYi v tribo tehnIchnih sistemah: Monografiya. Krovograd: Vidavets Lisenko V.F., 2014. 370s.
3. Bershadskiy L.I. Strukturnaya termodinamIka tribosistem. K.Znanie, 1990. 30s.
4. Budanov V.G. O metodologi sinergetiki. Voprosyi filosofii. 2006. #5. S.79 – 94.
5. Tsigler G. Ekstremalnyie printsipyi termodinamiki neobratimyyih protsessov i mehanika sploshnoy sredyi. M. Mir, 1966. 134s.
6. Prigozhin I. Vvedenie v termodinamIku neravnovesnyih protsesov. M.: Izdatelstvo inostrannoy literaturyi, 1960. 127s.
7. Martyushev L.M. Proizvodstvo entropii i morfologicheskiiy perehodyi pri neravnovesnyih protsessah. Avtoref. doktora fiz. – mat. nauk spets. 01.04.14 "Teplofizika i teoreticheskaya teplotehnika", Ekaterenburg. 2010. – 32s.
8. Delas N.I. Printsip maksimalnosti proizvodstva entropii v evolyutsii makrosistem: nekotoryie novyie rezultaty. Vostochno-Evropeyskiy zhurnal peredovyih tehnologiy. 2014. T.6, #4 (72). S.16-23
9. Dewar R.C. Mahimum entropy production and the fluctuation teorem. Journal of Physics A: Mathematical and General. 2005. Vol. 38, Issue 21. P.L371. L.381. doi: 10.1088/0305-4470/38/21/101
10. Niven R.K. Steady state of a dissipative flow-controlled system and the maximum entropy production principle. Physical Review E. 2009. Vol. 80, Issue 2. P.021113. doi: 10.1103/physreve. 80.021113