

5. Висновки

Тут проведено мінімізацію похибки регулювання АД за рахунок підімкнення додаткового блока адаптивного керування. Вибрано передатні функції для блока адаптивного керування та розраховано сталі часу фільтрів нижніх та верхніх частот, які входять в математичну модель адаптивної системи керування з синхронізацією частот обертання АД. Ця адаптивна система керування дозволяє мінімізувати похибку регулювання синхронного обертання АД та вносити корекцію при відхиленні параметрів двигунів від номінальних значень. Проведено моделювання роботи адаптивної системи керування АД при використанні розширення пакета MATLAB-SIMULINK, отримані характеристики похибок при роботі системи. Їх аналіз дозволяє зробити висновок про те, що підімкнення адаптивного блока керування дозволяє мінімізувати похибку регулювання, навіть при зміні параметрів двигунів, з достатньо високою точністю. Подальше вдосконалення роботи описаної адаптивної системи регулювання АД можна здійснити за рахунок використання математичних методів мінімізації похибки регулювання в динамічному режимі роботи електропривода та мінімізацією середньоквадратичної похибки.

1. Барышников В.Д., Куликов С.Н. Автоматизированные электроприводы машин бумагоделательного производства. – Л.: Энергоиздат, 1982. – 144 с. 2. Башарин А.В., Новиков В. А., Соколовский Г. Г. Управление электроприводом. – Л.: Энергоиздат, 1982. – 392 с. 3. Копылов И.П. Математическое моделирование электрических машин: Уч. для вузов. – М.: Высш. шк., 1987. – 248 с.

УДК 621.382

С.П. Яцишин

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра “Інформаційно-вимірвальна техніка”

ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНІ ШУМИ У МАТЕРІАЛАХ ЧУТЛИВИХ ЕЛЕМЕНТІВ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ ТЕМПЕРАТУРИ ТА ЗМІНИ ЇХ ОСНОВНИХ ПАРАМЕТРІВ

© Яцишин С.П., 2003

Електромеханічні шуми розглядаються як вид енергетичних флюктуацій, що відбуваються при деформуванні та термоциклюванні матеріалів чутливих елементів перетворювачів температури й зумовлюють зміни їх основних параметрів.

The electromechanical noises are considered as a kind of energetic fluctuations during the deforming or thermocycling of sensitive elements' materials in temperature transducers. The noises due the changes of their main parameters.

1. Постановка проблеми

Прийнято вихідним матеріалом чутливого елемента (далі – матеріал ЧЕ) вважати матеріал випадково або цілеспрямовано деформований, наприклад, при виготовленні перетворювача температури. Його поміщують у зону нагріву й відносно нього здійснюють

вимірювання. Враховуючи це, зміни інтегральної термо-ЕРС $\Delta e(t)$ при відпалі матеріалу ЧЕ термоелектричного перетворювача тривалістю t можна описати:

$$\Delta e(t) = \frac{1}{qm} \int_{x_0}^x \int_0^t \left[\nabla_x \sigma \frac{d\varepsilon}{dt} + \varepsilon \frac{d(\nabla_x \sigma)}{dt} \right] dx dt = \frac{1}{qm} \int_{x_0}^x \int_0^t \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \frac{d\sigma}{dx} + \varepsilon \frac{d^2 \sigma}{dx dt} \right) dx dt, \quad (1)$$

де q – заряд електрона; m – маса; $\sigma; \varepsilon$ – відповідно, механічні напруження й деформації; $x_0 \dots x$ – довжина термоелектродного матеріалу в зоні градієнта температури.

Допускаючи, що у початковий момент механічні напруження – максимальні за відсутності деформацій: $\sigma = \sigma_m; \varepsilon \rightarrow 0$, виражаємо їх при експоненційному розподілі:

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_m e^{-pt} = \sigma_0 e^{-ax} e^{-pt}; \\ \varepsilon &= \varepsilon_m (1 - e^{-\zeta t}), \end{aligned}$$

де a, p, ζ – сталі. Звідси одержимо, що в початковий момент часу швидкість зміни інтегральної термо-ЕРС $\frac{d\Delta e}{dt}$ буде максимальною й дорівнюватиме $\varepsilon_m \sigma_m \frac{\zeta}{\zeta + p}$. Зокрема для молібдену згідно з [1] в області малих напружень і деформацій $d\varepsilon/dt \sim \sigma$; тобто $\zeta = p$. Тоді швидкість зміни інтегральної термо-ЕРС $d\Delta e/dt$ у початковий момент часу $t = 0$ буде:

$$\frac{d\Delta e}{dt}(0) = \frac{1}{2} \varepsilon_m \sigma_m.$$

Далі вона зменшується:

$$\frac{d\Delta e}{dt}(t) = \frac{d\Delta e}{dt}(0) (1 - e^{-\tau t}),$$

досягаючи нульового значення при $t \rightarrow \infty$ (тут τ – стала). Зменшення швидкості зміни інтегральної термо-ЕРС при нагріві з часом у напрямку нульового значення означає таке. Зміни інтегральної термо-ЕРС стабілізуються, що збігається з результатами практично усіх експериментальних досліджень. Максимальна швидкість зміни інтегральної термо-ЕРС визначається найбільшими значеннями напружень і деформацій, якими характеризується деформований матеріал, а також їх швидкостями зміни.

2. Аналіз останніх досягнень та виділення основної проблеми

Використання матеріалів ЧЕ з різною передісторією (термічною; механічною) істотно змінює їх вихідний стан і спотворює характер перебігу можливих процесів, у тому числі релаксаційних. Наочнішу картину та ширші можливості щодо пояснення та впливу на них дає термодинаміка необоротних процесів, причому стосовно різних типів термоперетворювачів.

Вихідний деформований матеріал у термінах термодинаміки необоротних процесів перебуває в нестационарному нерівноважному стані, а тривалий високотемпературний нагрів переводить матеріал у стаціонарний для даної температури нерівноважний стан, який можна вважати основним бажаним станом матеріалу ЧЕ при експлуатації перетворювачів в умовах відсутності взаємодії їх із довкіллям. У такому разі енергія, яка неперервно надходить, флуктуаційно дисипує при мінімальному значенні швидкості виробництва ентропії dS/dt . Цей стан досягається після закінчення часу релаксації τ і характеризується інтегральною термо-ЕРС $e(\tau)$. Він не є еквівалентним вихідному стаціонарному

нерівноважному або, у крайньому разі, рівноважному стані з термо-ЕРС $\varepsilon(0)$, а буде зсунутим стосовно термо-ЕРС на значення $\Delta\varepsilon$.

Метою цієї праці є вивчення й обґрунтування впливу напружено-механічного рельєфу на основні параметри засобів електротермометрії – термоелектричних та термошумових перетворювачів температури, причому з використанням апарата термодинаміки необоротних процесів.

3. Експериментальні дослідження та теоретичні виклади

Згідно з вищевикладеними даними термодинамічний стан твердого тіла в кожному момент часу виявляє вплив на його електричні та термоелектричні властивості, зумовлюючи нестабільність показів перетворювачів. Існування у деформованому матеріалі ієрархії структурних рівнів стосовно деформування, а далі й руйнування, раніше практично не враховуване теоретичною термометрією, не дозволяло належним чином розуміти багатоплановість процесів, які відбуваються в матеріалах ЧЕ, і виділити, переважаючи з них, відповідальні за зміну номінальної статичної характеристики.

Два крайні за своїми масштабами структурні рівні вважаються жорстко заданими. Один із них – мікроскопічний атомний рівень або рівень окремих дефектів ґратниці, досить детально досліджено в термометрії. Тут до основних фізичних процесів належить кінетика точкових дефектів, дифузійна пластичність і відповідні їм зміни термоелектричних властивостей [2]. Іншим крайнім рівнем вважається макроскопічний рівень, який описує ансамбль дефектів за допомогою функції розподілу, що плавно змінюється по об'єму. Він реалізований у термометрії введенням розподілених вздовж матеріалів ЧЕ, залежно від температури, електрофізичних властивостей, або введенням параметрів класичної термодинаміки, що дозволяє прийти, зрештою, до термоелектричних властивостей [3].

Поміж цими крайніми рівнями розміщена область структурних масштабів $10^{-8} \dots 10^{-5}$ м – проміжкового (мезоскопічного) рівня, в об'ємах якої відбуваються маловивчені процеси, що контролюють основні етапи докритичної еволюції деформованого матеріалу. Тут характерними структурами вважаються для монокристалів дислокаційні нагромадження, стінки, мікротріщини, границі фрагментації, зміцнюючі фази тощо, а для полікристалічних матеріалів – ансамблі зернограничних дислокацій, ротація зерен, внутрішні напруження в об'ємах, що відповідають вказаним ансамблям, міжзеренне проковзування та руйнування. Головною особливістю мезоскопічної пластичності є просторова та зарядова гетерогенізація дислокаційного ансамблю її носіїв у мезооб'ємах. Саме в останніх створюються значні градієнти напружень. У випадку майже повної поляризації дислокаційного ансамблю градієнти напружень досягають значних величин. Вони можуть виявитись причиною поворотів кристалічної ґратниці та виникнення зародкових мікротріщин у стиках фрагментів. Отже, мезооб'єм із поляризованим дислокаційним ансамблем є квазічастинкою із значним ефективним зарядом і тому характеризується значно більшим радіусом далекосяжності порівняно з вихідним квазінейтральним станом.

Основну роль на мезоскопічному масштабі починають відігравати далекосяжні поля напружень. Можна пояснити зміни номінальної статичної характеристики перетворювачів слабкими енергетичними флюктуаціями, які супроводжуються елементарними актами нагромадження та скидування енергії. Теплові флюктуації служать "спусковим гачком", який дозволяє перетворювати прикладену до матеріалу ЧЕ енергію в мікротріщини, зародження яких нерозривно пов'язане з виділенням і перерозподіленням енергії, яка на порядки перевищує енергоємність елементарних актів деформування.

Виділення дилатонів [4] як фізично елементарних підсистем квазічастинкового мезоскопічного рівня дає змогу відповідним усередненням ввести термодинамічні величини, тобто обґрунтувати застосування термодинаміки необоротних процесів до згаданих матеріалів і, тим самим, забезпечити подальший розвиток термодинамічної моделі нестабільності показів перетворювачів температури у напрямку врахування особливостей мезоструктурного рівня. При цьому утворення критичного дилатону (при переході ним значення критичної потужності нагромаджуваної енергії) свідчить про еволюцію дилатону від оборотної стадії, яка описується в межах класичної термодинаміки, до необоротної стадії, описуваної вже термодинамікою необоротних процесів. Цей процес закінчується утворенням порушень суцільності, тобто вибухоподібною появою мікротріщин [5].

А. Термoeлектричні перетворювачі температури. Перехід від класичної термодинаміки до термодинаміки необоротних процесів виражається введенням ентропійного члена в узагальнене рівняння термодинаміки, за допомогою якого описується стаціонарний нерівноважний стан матеріалу ЧЕ в фізичному процесі, що перебігає при $dS/dt \rightarrow \min$. У рівнянні нестабільності інтегральної термо-ЕРС (1) виникає додаткова складова, пропорційна тривалості існування нестационарного нерівноважного стану при його переході до стаціонарного стану:

$$\Delta e(t) = \int \{ \alpha_0 [\mu(\sigma, \varepsilon)] - \alpha_i [\mu(\sigma, \varepsilon)] \} \nabla_x T dx + \Delta e'(t). \quad (2)$$

Нагромадження мікротріщин у матеріалі, яке випереджує виникнення магістральної мікротріщини та попередню механічну відмову матеріалу ЧЕ, призводить до поступової зміни термoeлектричних властивостей. У полі градієнта температури це проявляється як додатковий зсув номінальної статичної характеристики перетворювача:

$$\Delta e'(t) = A \left(t \frac{dS}{dt} \right)^{1/2} = A (vt)^{1/2}. \quad (3)$$

Згідно з [6] фактором, який сприяє зміні дисипативного потоку ентропії, може бути різка зміна температури матеріалу ЧЕ, зв'язана з потоком тепла W через поверхню розділу, що оточує цю систему:

$$T \frac{dS}{dt} = - \frac{W}{T^2} \nabla T. \quad (4)$$

Чим різкіше змінюють температуру і чим сильніший тепловий потік прикладають до матеріалу ЧЕ, тим значніші відхилення від рівноваги виникають у ньому й тим істотніші зсуви інтегральної термо-ЕРС притаманні перетворювачеві температури. Коли флюктуаційно-дисипаційне відновлення існуючого нерівноважного стану цього матеріалу не встигає відбутися до моменту повторного термоцикування, слід сподіватися посилення дисипативного потоку ентропії та нерівноважності термодинамічного стану в матеріалі, пропорційно до кількості термоциклів n :

$$T \frac{dS}{dt} = -n \frac{W}{T^2} \nabla T. \quad (5)$$

Саме, створивши такі умови нагромадження енергії дилатонами, щоб рівновага не встигала відновлюватись, можна досягти значних змін властивостей, що очевидно зауважено [7].

Б. Термошумові перетворювачі температури. Аналогічне відбувається у термошумових перетворювачах температури. Якщо при кімнатній температурі переважає диси-

пація утворенням мікротріщин ($\tau_2 = \tau_{st}$), то зі зниженням температури дедалі більшого значення набуває процес відведення тепла від місця дисипації пружної енергії зі сталою релаксації $\tau_3 \approx \tau_k$.

При відпалі попередньо деформованого термічним чи механічним чином матеріалу ЧЕ перетворювача зі зміщеною номінальною статичною характеристикою дисипативний потік ентропії у ньому зменшується, а характеристика відновлюється внаслідок дії конкуренційних механізмів зняття механічних напружень. Такими механізмами вважаються при низьких температурах процес відведення тепла зі сталою часу $\tau_1 \sim l^2/\zeta$, де l – довжина мікротріщини; ζ – коефіцієнт температуропровідності; а при середньовисоких температурах також процеси розмноження та пересування дислокацій відповідно зі сталими $\tau_2 \sim \left(\frac{\rho l^3}{n L_d E_d} \right)^{1/2}$; $\tau_3 \sim \frac{\lambda_d}{\omega}$ (тут L_d – характерний розмір; ρ – густина дислокацій; n – стала; E_d – енергія дислокацій, віднесена до однієї міжатомної відстані; λ_d – ефективна довжина пробігу дислокації, ω – швидкість переміщення дислокацій) [8].

Не торкаючись особливостей звільнення пружної енергії матеріалу ЧЕ як основи процесу релаксації, розглянемо конкуренційну взаємодію процесів релаксаційної дисипації енергії, яка вивільнюється. Вищенаведені сталі релаксації визначають у різній їх комбінації, залежно від температури та передісторії матеріалу, загальне значення сталої релаксації

нерівноважного стану $\tau_{unst} = \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\tau_i} \right)^{-1}$. Зокрема, при врахуванні конкуренційної дії винят-

ково сталої релаксації τ_2 , обумовленої утворенням мікротріщин та, значною мірою, визначаючої стаціонарний нерівноважний стан матеріалу чутливого елемента, й сталої релаксації τ_3 , зумовленої відведенням тепла від місця дисипації енергії та визначаючої

сукупно з τ_2 нестаціонарний стан матеріалу зі сталою $\tau_{unst} = \frac{\tau_2 \tau_3}{\tau_2 + \tau_3}$, одержимо таке. Від-

хилення теплових електричних шумів від стаціонарних нерівноважних значень у перерахунку на похибку ΔT визначені з основного рівняння термодинаміки у частинних похідних. Враховуючи, що $\tau_2 \ll \tau_3$, вони становлять [9]:

$$\Delta T = T_n \frac{\tau_2}{\tau_3}, \quad (6)$$

де
$$\frac{\tau_3}{\tau_2} = A \frac{\phi}{c \sqrt{ad}}. \quad (7)$$

Тут ϕ – температуропровідність, c – швидкість звуку; a – розмір зерна; d – атомний розмір матеріалу. Звідси, чим менша швидкість звуку й вища температуропровідність ϕ , тим ефективніше спрацьовує механізм відведення тепла й тим непомітнішим стає вплив дислокацій, кількість яких зменшується, на рівень теплових шумів і на відхилення від лінійності номінальної статичної характеристики ΔT .

Зведенням виразів (6,7) отримуємо залежність відхилень ΔT від параметра $\frac{\phi}{c \sqrt{ad}}$. Її лінійність для різних металів: платина, нікель, мідь – підтверджує коректність

запропонованого підходу. Металам з високим відношенням $\phi/c\sqrt{d}$, тобто з високою температуропровідністю та малими швидкістю звуку й атомним об'ємом, притаманні незначні відхилення від стаціонарних значень, навіть при низьких (4,2 К) температурах на противагу металам з низьким відношенням $\phi/c\sqrt{d}$, які характеризуються значними відхиленнями.

У стопах і композитах, чия температуропровідність є незначною, як і у металах з низькою температуропровідністю, відхилення повинні бути максимальними. Проте цього не спостерігається, оскільки у них превалюючим процесом можна вважати розмноження дислокацій зі сталою релаксації τ_5 , що збігається з утворенням мікротріщин і відбувається

в їх вершинах. Це призводить до зниження τ_2 в рівнянні (7) до $\tau'_2 = \frac{\tau_2 \tau_5}{\tau_2 + \tau_5} = \frac{\tau_2}{1 + \frac{\tau_2}{\tau_5}}$.

Тому для вказаних матеріалів, які характеризуються досить значним відношенням $\phi/c\sqrt{d}$ внаслідок істотних густини дислокацій та їхньої енергії, віднесеної до однієї міжатомної відстані, вираз (6) видозміниться:

$$\Delta T = T_n \frac{\tau_2}{\tau_3 \left(1 + \frac{\tau_2}{\tau_5} \right)} \quad (8)$$

і похибка вимірювання температури за допомогою термошумового перетворювача буде незначною, що практично відповідає дійсності.

Зауважимо, що наявність дилатонів критичного розміру зумовлює перехід від теплових електричних шумів до 1/f шумів [5], не позначаючись на загальній потужності процесів дисипації й, відповідно, потужності електричних шумів.

У матеріалів ЧЕ з обмеженою ймовірністю деформування на мезоскопічному рівні детермінована можливість значно слабшої цілеспрямованої дії на номінальну статичну характеристику перетворювачів. До таких матеріалів належать матеріали, які перебувають у аморфному стані. До них не цілком коректно застосовувати поняття мезоскопічного рівня деформування внаслідок відсутності можливості виділення фізично-елементарних підсистем (дилатонів) як таких. Тут застосування термодинаміки необоротних процесів стає можливим стосовно цілісного об'єму матеріалу. Стабільність їх номінальної статичної характеристики, при відсутності кристалізації, може бути вищою порівняно з кристалічними чи іншими матеріалами, де можливе виділення дилатонів. Проте температурний діапазон значень вищої стабільності є вузьким, що зумовлено самим матеріалом.

Висновок

Отже, наявність електромеханічних шумів, як однієї з граней генетично єдиних електромеханохімічних (допускається ще більше ускладнення, що відображає логічну єдність мікрокосмосу) шумів [10], призводить до зсуву номінальних статичних характеристик термошумових і термоелектричних перетворювачів температури. Його величина та особливості вдало описуються при застосуванні термодинаміки необоротних процесів. Звідси виникають можливості свідомого керування змінами характеристик через термодинамічні ефекти, в тому числі перехресні, та визначаючі їх термодинамічні параметри.

1. Борздыка А.М., Гецов Л.Б. Релаксация напряжений в металлах и сплавах – М.: Металлургия, 1972. – 304 с. 2. Блат Ф.Дж, Шредер П.А., Фойлз К.Л. и др. Термoeлектро-

движущая сила металлов. – М.: Металлургия, 1980. – 248 с. 3. Анатычук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Киев: Наукова думка, 1979. – 768 с. 4. Журков С.Н. Дилатонный механизм прочности твердых тел // Физика прочности и пластичности. – Ленинград: Наука. – 1986. – С. 5–11. 5. Колодій З.О., Луцук Я.Т., Стадник Б.І., Яцишин С.П. Різновидні флюктуації в твердих тілах та концепція їх поєднаного вивчення // Вісн. Національного університету „Львівська політехніка”. – 2002. – № 445. – С. 3–11. 6. Булатов Н.К., Лундин А.В. Термодинамика необратимых физико-химических процессов. – М.: Химия, 1984. – 334 с. 7. Калинович Д.Ф., Ковенский ИИ., Смолин М.Д. и др. // Изв.ВУЗов. Физика. – 1976. – № 6. – С. 127–129. 8. Стаднык Б.И., Колодій З.А., Яцишин С.П. О точности металлических термошумовых термометров при измерении низких температур // Контрольно-измерительная техника. – 1989. – № 45. – С. 8–10. 9. Новиков И.И., Стаднык Б.И., Яцишин С.П. и др. О феноменологической модели неустойчивости интегральной термо-э.д.с. термопар // Изв. АН СССР. Сер. Металлы. – 1990. № 3. – С. 211–214. 10. Стадник Б.І., Яцишин С.П. Електромеханохімічні шуми перетворювачів температури // Термоелектрика. – 2002. – № 4. – С. 23–26.

УДК 621.382: 536.53

В.О. Яцук¹, Ю.В. Яцук²

Національний університет “Львівська політехніка”,
¹кафедра “Метрологія, стандартизація та сертифікація”,
²кафедра “Інформаційно-вимірвальна техніка”

ПІДВИЩЕННЯ ТОЧНОСТІ ТА МЕТРОЛОГІЧНОЇ НАДІЙНОСТІ ЗАСОБІВ ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ З НАПІВПРОВІДНИКОВИМИ СЕНСОРАМИ

© Яцук В.О., Яцук Ю.В., 2003

Запропоновано алгоритм вимірювання температури з діодними сенсорами. Розроблена структурна схема вимірювача температури з уніфікацією характеристик сенсорів. Подано модель функції перетворення приладу.

The new temperature measurement algorithm for semiconductor sensors is described in this paper. The measurement unit structure scheme with unification of semiconductor sensor temperature characteristic is designed. The measurement unit transducer function is showed.

1. Вступ

Діодні сенсори в діапазоні температур (-50...+150) °С на сьогодні широко використовуються в побутовій техніці, комунальному господарстві, в екологічному моніторингу тощо [1–4], завдяки високій надійності, малим габаритам, масі, вартості, задовільній точності $\pm(0,5...2,5)$ °С та часовій стабільності (десяті частки Кельвіна за рік експлуатації при +100 °С). Сучасні напівпровідникові температурні сенсори (НТС) виготовляють як інтегральні мікросхеми з імпульсним або цифровим виходом [5, 6], що дозволяє на їх основі реалізувати локальні системи вимірювання параметрів теплових полів, наприклад, про