

ЗАСОБИ ВИМІРЮВАНЬ ЕЛЕКТРИЧНИХ І МАГНІТНИХ ВЕЛИЧИН

УДК 621.317

ТРИЕЛЕМЕНТНІ ЕЛЕКТРИЧНІ МОДЕЛІ ФЕРОМАГНІТНИХ ОБ'ЄКТІВ ПРИ ВИХРОСТРУМОВІЙ ДІАГНОСТИЦІ

© Ігор Бучма^{1,2}, Тарас Ренетіло¹, 2010

¹Національний університет "Львівська політехніка", кафедра інформаційно-вимірювальних технологій
вул. С. Бандери, 28а, 79013, Львів, Україна

²Політехніка Опольська (Польща)

Розглянуто варіанти триелементної електричної моделі феромагнітного об'єкта при вихрострумівому методі. Запропоновано вирази для наближеної оцінки ємності електричної моделі.

Рассмотрены варианты триэлементной электрической модели ферромагнитного объекта при вихретоковом методе. Предложены выражения для приближенной оценки емкости электрической модели.

In the article the variants of three-elements electric model of ferromagnetic object are considered in the eddy current method. Expressions are offered for the close estimation of electric models capacity.

Вихідні передумови. Розуміння процесів, що спостерігаються під час дослідження феромагнітних матеріалів вихрострумівим методом, зокрема сталевих листових конструкцій, вимагає досліджень триелементних заступних електричних схем (моделей) таких матеріалів [1]. У роботі [2] запропоновано вирази для визначення індуктивності та активного опору послідовної триелементної електричної моделі. Сама модель, згідно з якою імпеданс витка з вихровими струмами у феромагнітному матеріалі має ємнісний характер, обґрунтована в роботах [1, 3] на підставі експериментальних годографів для феромагнітних матеріалів [4, 5].

Формулювання цілей статті. Метою цієї статті є наближена оцінка еквівалентної ємності кільця з вихровими струмами, наведеними у феромагнітній пластині. Аналіз виконано для температурно-компенсованого параметричного вихрострумівому перетворювача (ПВСП), оскільки його доцільніше використовувати на низьких частотах, ніж трансформаторний, через вищу чутливість [9].

Виклад основного матеріалу. Розглянемо електричну модель пари параметричний вихрострумівому перетворювач – дослідний об'єкт (ПВСП-ДО), що подана на рис.1.

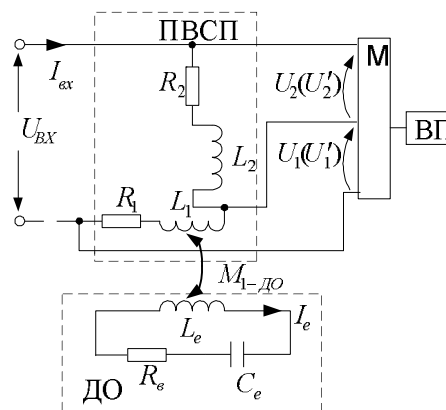


Рис. 1. Електрична модель ДО з феромагнітними властивостями

На рис. 1 $U_{вх}$ – генератор напруги живлення (може бути струму); ВП – вимірювальний пристрій; М – модулятор; L_1 – індуктивність вимірювального навою ПВСП; L_2 – індуктивність опорного навою ПВСП; R_1 – активний опір вимірювального навою ПВСП; R_2 – активний опір опорного навою ПВСП; U_1 – напруга на вимірювальному навою; U_2 – напруга на опорному навою; U_1' – напруга на вимірювальному

навої з урахуванням впливу контуру ДО; ДО – досліджуваний об’єкт, електрична модель якого складається з L_e – еквівалентної індуктивності ДО, C_e – еквівалентної ємності ДО та R_g – опору втрат ДО; $M_{1-ДО}$ – взаємна індуктивність між вимірювальним навоєм L_1 ВСП і L_e ДО.

У цій моделі паразитними ємностями між навоєм та прохідними ємностями навоїв через низькі частоти знехтувано. Також вважається, що контур ДО на опорний навій L_2 не впливає. Значення L_e , C_e , R_g , $M_{1-ДО}$ елементів електричної моделі ДО залежать одночасно від багатьох параметрів (провідності, магнітної проникності, габаритних розмірів ДО, щільності між ДО та ВСП). За незмінних провідності ДО, магнітної проникності та щільності ці параметри будуть функціями товщини ДО. Здебільшого ці залежності є нелінійними, але з метою спрощення аналізу цією нелінійністю знехтувано.

Розглянемо ситуацію за відсутності ДО.

На основі рис.1 вхідний струм I_{ex} можна виразити:

$$I_{ex} = \frac{U_{ex}}{R_1 + R_2 + j\omega(L_1 + L_2)}. \quad (1)$$

Спад напруги на вимірювальному та опорному навоєх відповідно:

$$U_1 = I_{ex}(R_1 + j\omega L_1), \quad U_2 = I_{ex}(R_2 + j\omega L_2) \quad (2)$$

Тепер знайдемо сигнал, що є різницею спаду напруги на вимірювальному навої за відсутності ДО та спаду напруги на опорному навої:

$$U_1 - U_2 = I_{ex}(R_1 + j\omega L_1) - I_{ex}(R_2 + j\omega L_2) = I_{ex}[R_1 - R_2 + j\omega(L_1 - L_2)] = I_{ex}(R_1 - R_2) + I_{ex}j\omega(L_1 - L_2).$$

За відсутності ДО $U_1 - U_2$ повинно прямувати до 0. Для цього треба, щоб $(R_1 - R_2) \rightarrow 0$ та $(L_1 - L_2) \rightarrow 0$. Тобто треба вирівнювати параметри вимірювального та опорного навоїв або ж здійснювати компенсацію їх впливу у вимірювальному пристрої.

Розглянемо ситуацію за наявності ДО. Тоді на підставі рис.1 та другого закону Кірхгофа для ПВСП запишемо:

$$(R_1 + j\omega L_1)I_{ex} + j\omega M_{1-ДО}I_e + (R_2 + j\omega L_2)I_{ex} = U_{ex}. \quad (3)$$

Аналогічно для електричної моделі ДО можна записати:

$$\left(R_g + j\omega L_e + \frac{1}{j\omega C_e} \right) I_e + j\omega M_{1-ДО} I_{ex} = 0. \quad (4)$$

для I_e отримаємо:

$$I_e = \frac{-j\omega M_{1-ДО} I_{ex}}{R_g + j(\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})}.$$

Підставимо I_e в (3):

$$(R_1 + j\omega L_1)I_{ex} + j\omega M_{1-ДО} \frac{-j\omega M_{1-ДО} I_{ex}}{R_g + j(\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})} + (R_2 + j\omega L_2)I_{ex} = U_{ex}. \quad (5)$$

Перетворимо вираз (5) до такого вигляду:

$$I_{ex} \left[R_1 + R_2 + j\omega(L_1 + L_2) + \frac{\omega^2 M_{1-ДО}^2}{R_g + j(\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})} \right] = U_{ex}. \quad (6)$$

З (6) визначимо спади напруг на вимірювальному U'_1 та опорному навоєх U'_2 :

$$U'_1 = I_{ex} \left[R_1 + j\omega L_1 + \frac{\omega^2 M_{1-ДО}^2}{R_g + j(\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})} \right]; \quad (7)$$

$$U'_2 = I_{ex}(R_2 + j\omega L_2). \quad (8)$$

На підставі (7), (8) знайдемо різницю спадів $U'_1 - U'_2$, яку можна вважати такою, що дорівнює ЕРС e_B , наведеній у вимірювальному навої вторинним магнітним полем:

$$e_B = U'_1 - U'_2 = I_{ex} \left[R_1 + j\omega L_1 + \frac{\omega^2 M_{1-ДО}^2}{R_g + j(\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})} \right] - I_{ex}(R_2 + j\omega L_2) = I_{ex} \left[R_1 - R_2 + j\omega(L_1 - L_2) + \frac{\omega^2 M_{1-ДО}^2}{R_g + j(\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})} \right].$$

Для відсиметрованого давача:

$$e_B = I_{ex} \left[\frac{\omega^2 M_{1-DO}^2}{R_g + j(\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})} \right] = I_{ex} \left[\frac{\omega^2 M_{1-DO}^2 \left(R_g - j(\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e}) \right)}{R_g^2 + (\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})^2} \right]. \quad (9)$$

Виділимо з (9) відносно вхідного струму I_{ex} дійсну й уявну частини:

$$\text{Re}(e_B) = I_{ex} \left[\frac{\omega^2 M_{1-DO}^2 R_g}{R_g^2 + (\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})^2} \right];$$

$$\text{Im}(e_B) = I_{ex} \left[-\frac{\omega^2 M_{1-DO}^2 (\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})}{R_g^2 + (\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e})^2} \right]. \quad (10)$$

З (10) знайдемо відношення уявної складової корисного сигналу до дійсної:

$$\text{Im}(e_B) / \text{Re}(e_B) = -\frac{\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e}}{R_g}. \quad (11)$$

На низьких частотах, де переважає емнісний опір, це відношення буде додатним. Якщо індуктивний опір дорівнює емнісному – відношення дорівнюватиме нулю. А на вищих частотах, де переважає індуктивний опір, воно стане від'ємним. Це узгоджується з ходом експериментальних годографів для феромагнітних матеріалів [4, 5].

У [6] наведені результати моделювання $\text{Im}(e_B)$ та $\text{Re}(e_B)$, тобто уявної і дійсної частин корисного сигналу, залежно від товщини ДО для різних μ . Апроксимуючи ці залежності для сталі з $\mu = 10$ [10] за допомогою пакета програм "GRAPHER" і знайшовши їх відношення, одержимо вираз:

$$\text{Im}(e_B) / \text{Re}(e_B) = \frac{-0,004a^2 + 8,6 \cdot 10^{-5}a + 4,2 \cdot 10^{-8}}{-2 \cdot 10^{-5}a^2 + 1,5 \cdot 10^{-6}a + 1,8 \cdot 10^{-11}}, \quad (12)$$

де a – товщина ДО.

Оскільки ліві частини виразів (12) та (11) рівні, то прирівняємо їх праві частини і звідси знайдемо вираз для залежності еквівалентної ємності C_e від товщини a ДО:

$$C_e = \frac{1}{\omega^2 L_e + R_g \omega \left(\frac{-0,004a^2 + 8,6 \cdot 10^{-5}a + 4,2 \cdot 10^{-8}}{-2 \cdot 10^{-5}a^2 + 1,5 \cdot 10^{-6}a + 1,8 \cdot 10^{-11}} \right)}, \quad (13)$$

де $R_g = \frac{2\pi d}{k(1 - e^{-ka})}$ – опір втрат металу [2];

$$L_e = \frac{\mu_0 d}{2} \left(\ln \frac{8d}{b(1 + e^{-ka})} - \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \frac{\pi a}{b(1 + e^{-ka})} \right) \cdot K_{oc}$$

еквівалентна індуктивність [2]; b – ширина навою ПВСП; d – середній діаметр навою ПВСП, м; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – абсолютна магнітна проникність вакууму;

$$K_{oc} = \mu_{noch} \left(1 + \frac{\pi d}{\pi d + 2a} \right) / \left(1 + \mu_{noch} \frac{\pi d}{\pi d + 2a} \right);$$

μ_{noch} – відносна магнітна проникність матеріалу магнітопроводу на початковій частині основної кривої намагнічування; σ – питома електрична провідність матеріалу кільця, См/м; $k = \sqrt{\omega \sigma \mu_0} / 4\pi$ – стала затухання, 1/м [4]; ω – циклічна частота; μ – відносна магнітна проникність матеріалу.

На рис. 2 подано залежність C_e від товщини a ДО при $\omega = 2\pi$, $\mu_{noch} = 2$, $\mu = 10$, $\sigma = 5,4$ МСм/м, $d = 0,1$ м, $b = 0,01$ м.

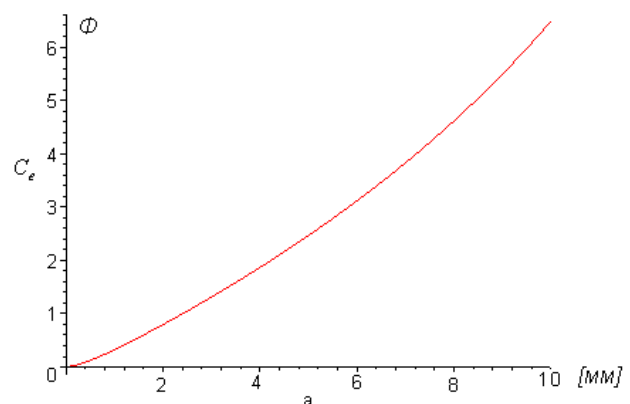


Рис. 2. Залежність C_e від товщини ДО для послідовної моделі

Надзвичайно велику еквівалентну ємність ДО можна, мабуть, пояснити кристалічною доменною структурою феромагнітних матеріалів. Ця ємність, очевидно, виникає на межі доменів, а оскільки розміри доменів і міждоменних областей малі (1–100 мкм та 0,1 мкм відповідно) [7], то їх в об'ємі, зайнятому кільцем з вихровими струмами, є величезна кількість.

Оцінимо наближено еквівалентну ємність сталевого ДО. Для спрощення прийемо, що всі домени кулястої форми із середнім діаметром $d_{\partial} = (1+100)/2 = 50,5 \text{ мкм}$. Розрахуємо приблизну кількість доменів в об'ємі матеріалу, зайнятому кільцем з вихровими струмами, за формулою:

$$N \approx \frac{V_{mat}}{V_{\partial}} = \frac{(d_1^2 - d_2^2) a \pi / 4}{(d_{\partial} + d_M)^3 \cdot \pi / 6} = 4,6 \cdot 10^8,$$

де V_{mat} – об'єм, що займає кільце з вихровими струмами; V_{∂} – об'єм, що займає один домен; d_{∂} – діаметр домена; d_M – міждоменна відстань; $a = 0,01 \text{ м}$, $d_1 = 0,11 \text{ м}$, $d_2 = 0,09 \text{ м}$ – відповідно товщина, зовнішній та внутрішній діаметри кільця з вихровими струмами (ці розміри визначаються розмірами котушки збудження поля).

Площа поверхні всіх доменів в об'ємі матеріалу:

$$S_{заг} \approx \pi d_{\partial}^2 \cdot N = 3,7 \text{ м}^2.$$

Знайдемо загальну ємність матеріалу, в якому протікають вихрові струми, за формулою для плоского конденсатора [9]:

$$C_{заг} \approx \frac{\epsilon \epsilon_0 S_{заг}}{2 \cdot d_{\partial}} = 1,3 \text{ Ф},$$

де $\epsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ – електрична стала вакууму; $\epsilon = 8000$ – відносна діелектрична проникність сегнетокераміки [9].

Про відносну діелектричну проникність міждоменних областей сталі дані відсутні, але для розрахунків умовно прийемо її такою, як у сегнетокераміки (оскільки серед діелектриків сегнетоелектрики найбільше нагадують за своєю структурою структуру сталі).

Отримана еквівалентна ємність сталевого ДО для таких розмірів є значною, але все ж реальною. Адже сьогодні створені конденсатори, які при менших розмірах, ніж ми взяли для розрахунків, мають більшу ємність. Прикладом такого конденсатора може бути Panasonic Electric Double Layer Capacitors EECHW0D706

(2.1В), що за діаметра та довжини корпусу – 18 мм та 50 мм відповідно має електричну ємність 70 Ф.

В [1] розглядається електрична модель ДО, в якій елементи R_g , L_e , C_e увімкнені паралельно (рис.4).

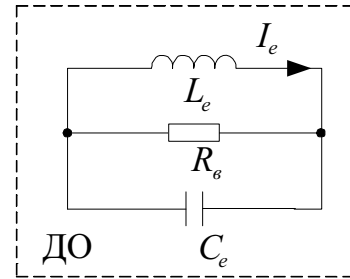


Рис. 3. Електрична модель ДО з феромагнітними властивостями

Скориставшись виразами (1) та (2), можна записати вираз для вихрового струму I_e і для цієї моделі:

$$I_e \cdot j\omega L_e + I_e (R_g \parallel C_e) + j\omega M_{1-DO} \cdot I_{ex} = 0$$

або

$$I_e = \frac{-j\omega M_{1-DO} I_{ex}}{j\omega L_e + \frac{R_g}{1 + j\omega C_e R_g}}. \quad (14)$$

З (14), аналогічно до випадку з послідовною моделлю, знаходимо дійсну та уявну складові корисного сигналу:

$$\text{Re}(e_B) = I_{ex} \left[\frac{\omega^2 M_{1-DO}^2 (1 + R_g^2 \omega^2 C_e^2) R_g}{R_g^2 + (\omega L_e (1 + R_g^2 \omega^2 C_e^2) - R_g^2 \omega C_e)^2} \right]; \quad (15)$$

$$\text{Im}(e_B) = I_{ex} \left[-\frac{\omega^2 M_{1-DO}^2 (1 + R_g^2 \omega^2 C_e^2) (\omega L_e (1 + R_g^2 \omega^2 C_e^2) - R_g^2 \omega C_e)}{R_g^2 + (\omega L_e (1 + R_g^2 \omega^2 C_e^2) - R_g^2 \omega C_e)^2} \right]$$

З (15) запишемо відношення уявної складової до дійсної:

$$\text{Im}(e_B) / \text{Re}(e_B) = -\frac{\omega L_e (1 + R_g^2 \omega^2 C_e^2) - R_g^2 \omega C_e}{R_g}. \quad (16)$$

Апроксимуючи залежності $\text{Im}(e_B)$ та $\text{Re}(e_B)$ для $\mu = 1000$ [6] за допомогою пакета програм “GRAPHER” і знайшовши їх відношення, отримаємо вираз:

$$\text{Im}(e_B) / \text{Re}(e_B) = \frac{-(4 \cdot 10^{-11} / a) + 7,9 \cdot 10^{-7}}{-6,9 \cdot 10^{-5} a^2 + 1,8 \cdot 10^{-6} a + 3,2 \cdot 10^{-10}}. \quad (17)$$

Оскільки ліві частини виразів (16) та (17) рівні, то прирівняємо їх праві частини і звідси знайдемо вираз (два корені квадратного рівняння) для еквівалентної ємності:

$$C_{e1} = \frac{(\omega R_g^2) + \sqrt{\omega^2 R_g^4 + 4\omega^3 R_g^2 L_e \left(\omega L_e - R_g \left(\frac{-(4 \cdot 10^{-11}/a) + 7,9 \cdot 10^{-7}}{-6,9 \cdot 10^{-5} a^2 + 1,8 \cdot 10^{-6} a + 3,2 \cdot 10^{-10}} \right) \right)}}{2\omega^3 R_g^2 L_e}; \tag{18}$$

$$C_{e2} = \frac{(\omega R_g^2) - \sqrt{\omega^2 R_g^4 + 4\omega^3 R_g^2 L_e \left(\omega L_e - R_g \left(\frac{-(4 \cdot 10^{-11}/a) + 7,9 \cdot 10^{-7}}{-6,9 \cdot 10^{-5} a^2 + 1,8 \cdot 10^{-6} a + 3,2 \cdot 10^{-10}} \right) \right)}}{2\omega^3 R_g^2 L_e}$$

Для фериту марки 600НН з $\mu_{ноч} = 600$, $\mu = 1500$, $\sigma = 10^{-4} \text{ См/м}$ [7] залежність C_e від товщини ДО показано на рис. 4 та 5.

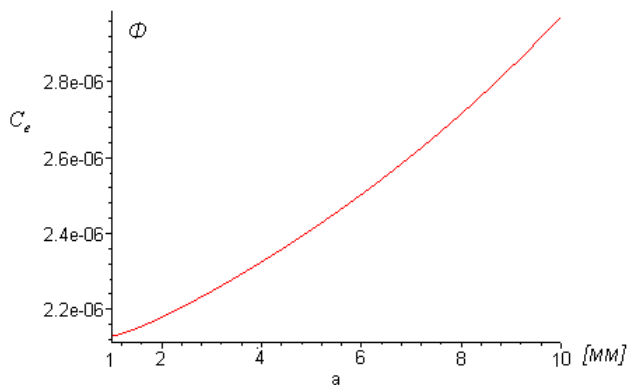


Рис. 4. Залежність C_e (перший корінь квадратного рівняння) від товщини ДО для паралельної моделі

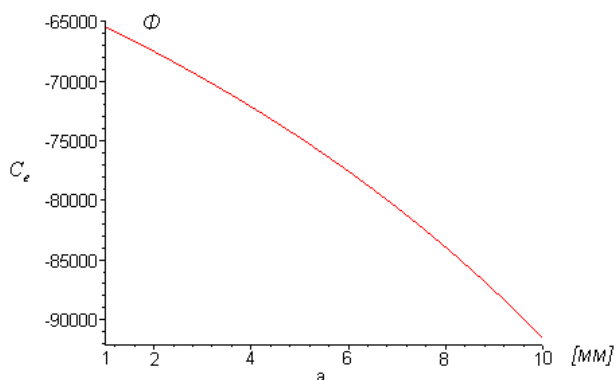


Рис. 5. Залежність C_e (другий корінь квадратного рівняння) від товщини ДО для паралельної моделі

Спираючись на рис. 5, відкинемо другий корінь квадратного рівняння, оскільки ця залежність не відповідає фізичному змісту процесів.

Розміри часток феромагнітних порошків теж дуже малі (наприклад, чорного магнітного порошку становить не більше за 30 мкм) [8], крім цього, у фериті ці частки ізольовані одна від одної.

Для порівняння цінимо ємність феритового ДО. Тут ємність зосереджена між окремими частками феромагнітного порошку, оточеними діелектриком (прийmemo, що товщина шару діелектрика $d_{di} = 20 \text{ мкм}$). Кількість часток феромагнетика у об'ємі матеріалу, зайнятому кільцем з вихровими струмами:

$$N \approx \frac{V_{mat}}{V_{ca}} = \frac{(d_1^2 - d_2^2) h \pi / 4}{(d_{ca} + d_{di})^3 \cdot \pi / 6} = 4,8 \cdot 10^9,$$

де V_{ca} – об'єм, що займає одна частка; d_{ca} – діаметр частки.

Площа поверхні всіх часток феромагнетика в об'ємі матеріалу:

$$S'_{заг} \approx \pi d_{ca}^2 \cdot N = 134,4 \text{ м}^2.$$

Знайдемо наближено загальну ємність матеріалу, в якому протікають вихрові струми, за формулою для плоского конденсатора:

$$C'_{заг} \approx \frac{\epsilon \epsilon_0 S'_{заг} \cdot N}{2 \cdot d_{ca}} = 3,6 \cdot 10^{-6} \Phi,$$

де $\epsilon = 12$ – відносна діелектрична проникність кераміки [9].

Висновки. Послідовну модель доцільно застосовувати тоді, коли R_g є малим і ним можна знехтувати порівняно з ємнісним опором. Така ситуація характерна для феромагнітних матеріалів типу сталі, у яких провідність дуже велика.

І навпаки, паралельна модель, у якої опір R_g має бути великим, буде справедлива для феромагнітних матеріалів з малою провідністю. Такими матеріалами є ферити і цю модель можна застосовувати до них.

Значення оцінених еквівалентних ємностей стелевого та феритового ДО є наближеними та мають такий самий порядок, що й отримані аналітично в (13) і (18) відповідно. Вони можуть використовуватись для пояснення якісної картини фізичних процесів, які відбуваються у сталевих об'єктах при вихрострумовому контролі.

1. Бучма І.М., Репетило Т.М. Електричні моделі дослідних об'єктів при вихрострумовому методі // Автоматика, вимірювання та керування. – 2008. –

№ 608. – С.34 – 41. 2. Бучма І.М., Репетило Т.М. Визначення параметрів заступної схеми феромагнітної пластини при вихрострумівій товщинометрії // Матеріали 14-ї міжнародної науково-технічної конференції “Електромагнітні та акустичні методи неруйнівного контролю матеріалів та виробів”, 16 – 21 лютого 2009 р., Славське Львівської області. 3. Бучма І.М., Бучма О.І., Столярчук П.Г. Вибір та аналіз електричної моделі пари вихрострумівий перетворювач – об’єкт контролю // Автоматика, вимірювання та керування. – 1997. – № 314. – С.58 – 62. 4. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник / Под ред. Клюева В.В. – Кн.2. – М.: Машиностроение, 1986. – 351 с. 5. Дорофеев А.Л., Казаманов Ю.Г. Электромагнитная дефектоскопия. – М.: Машиностроение, 1980. – 232 с. 6. Ферчук К.В. Методи та засоби покращення параметрів низькочастотного каналу вихрострумівий товщиноміра

сталевих листових конструкцій. Дис.. канд. техн. наук: 05.11.05. – Львів, 2009. – 169 с. 7. Преображенский А.А., Бишард Е.Г. Магнитные материалы и элементы: Учебник для студ. вузов по спец. “Полупроводники и диэлектрики”. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 1986. – 352 с. 8. Магнитные методы и средства неразрушающего контроля деталей железнодорожного подвижного состава: пособие / Л. А. Ергучёв. – Гомел: УО “БелГУТ”.2005. – 90 с. 9. Справочник по электрическим конденсаторам / М.Н. Дьяконов, В.И. Карabanов, В.И.Присняков и др.; Под общей редакцией И.И. Четверткова, В.Ф. Смирнова. – М.: Радио и связь, 1983. – 576 с. 10. Головын Г.Ф., Зимин Н.В. Технология термической обработки металлов с применением индукционного нагрева / Под. ред. А.Н. Шамова – 5-е изд., перераб. и доп. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд., 1990. – 87 с.

УДК 681.335 (088.8)

МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ ПАРАЗИТНИХ МІЖЕЛЕКТРОДНИХ ЄМНОСТЕЙ У ЛОГАРИФМІЧНИХ АЦП З НАКОПИЧЕННЯМ ЗАРЯДУ З ІМПУЛЬСНИМ ЗВОРОТНИМ ЗВ’ЯЗКОМ

© Зиновій Мичуда^{1,3}, Леся Мичуда¹, Уляна Антонів², Андрій Шиманський¹, 2010

Національний університет “Львівська політехніка”, ¹кафедра комп’ютеризованих систем автоматики,

²кафедра автоматизації теплових і хімічних процесів, вул. С. Бандери, 12, 79013, Львів, Україна

³Політехніка Сьвентокжизска в Кельцах, Польща

Запропоновано математичні моделі похибок логарифмічних АЦП з накопиченням заряду з імпульсним зворотним зв’язком, наведено результати моделювання та дано оцінку точності.

Предложены математические модели погрешностей логарифмических АЦП с накоплением заряда с импульсной обратной связью, приведены результаты моделирования и дана оценка точности.

The mathematical models of errors of logarithmic ADC, based on accumulation of a charge and pulse feedback are offered, the results of modelling are presented and the valuation of accuracy are given.

1. Вступ. Логарифмічні аналого-цифрові перетворювачі (ЛАЦП) на комутованих конденсаторах, які вперше [1] були реалізовані на кафедрі автоматики та телемеханіки Національного університету “Львівська політехніка”, значно переважають за технічними характеристиками логарифмічні перетворювачі інших типів. Ці ЛАЦП поділяються на ЛАЦП з перерозподілом і ЛАЦП з накопиченням заряду в конденсаторних комірках. Нині ЛАЦП з перерозподілом

заряду вивчені достатньо повно, проте ЛАЦП з накопиченням заряду, зокрема ЛАЦП з імпульсним зворотним зв’язком, досліджені недостатньо і це ускладнює їх практичну реалізацію та оптимізацію.

Метою цієї статті є розроблення математичних моделей похибок ЛАЦП з накопиченням заряду з імпульсним зворотним зв’язком і кількісна оцінка цих похибок з урахуванням параметрів сучасних елементів.