

УДК 682.01:620.17

А.А. Зорі, Р.І. Соломічев, В.П. Тарасюк
 Донецький національний технічний університет, м. Донецьк
 Кафедра «Електронна техніка»
 E-mail: romasolomichev@mail.ru

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ВИПРОМІНЮЮЧОГО ТА ПРИЙОМНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНО-АКУСТИЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ

Анотація

Зорі А.А., Соломічев Р.І., Тарасюк В.П. Математична модель випромінюючого та прийомного електромагнітно-акустичних перетворювачів. Розроблена і досліджена математична модель електромагнітно-акустичних перетворювачів ультразвукових коливань з урахуванням конфігурації об'єкта контролю. Надана схема збудження та основні параметри електромагнітного поля.

Ключові слова: електромагнітно-акустичний перетворювач, електродинамічна взаємодія, акустична напруга, магнітна індукція, вихрові струми, поперечна хвиля.

Загальна постановка проблеми.

Зупинка виробництва сталевого прокату на металургійному комбінаті у зв'язку з раптовим виходом з ладу прокатних валків спричиняє значні економічні втрати для підприємства. Тому, на даний момент перспективним напрямком у металургійному виробництві є здійснення безупинної оцінки зносу устаткування за допомогою неруйнівного контролю (НК).

У приповерхньому шарі металу бандажа сталепрокатних валків у процесі багаторазової гарячої прокатки виникають втомлені тріщини під значними навантаженнями та перепадами температур, які необхідно вчасно відстежити на ранніх стадіях їхнього розвитку. Дана проблема вирішується за допомогою безконтактного електромагнітно-акустичного (ЕМА) метода неруйнівного контролю.

Постановка задач дослідження.

Для створення електронної системи діагностичного контролю стану валків, необхідно розробити математичну модель випромінювача та приймача ультразвукових коливань ЕМА методом, за основу якої покладено принцип електродинамічної взаємодії.

Рішення задач і результати досліджень.

При ЕМА методі контролю приповерхнього шару валків використовуються поперечні хвилі ультразвукової частоти, які поляризовані перпендикулярно площині переломлення. Поперечні хвилі виникають тільки в результаті електродинамічного ефекту. Електродинамічні сили дорівнюють векторному добутку наведеного вихрового струму I_f на індукцію \bar{B} . Тому, тангенціальна акустична напруга, що діє уздовж вісі у знаходиться як [1]:

$$T_{yx}^E = I_f \cdot B_x \cdot e^{-jk_t x}, \quad (1)$$

де k_t – коефіцієнт, який враховує загасання акустичної поперечної хвилі.

Нормальна акустична напруга відповідно визначається:

$$T_{xx}^E = I_f \cdot B_y \cdot e^{-jk_t x}. \quad (2)$$

Враховуючи об'ємний розподіл вихрових струмів замість (1) маємо формулу:

$$T_{yx}^E = H \cdot B_x \frac{1}{1 - j \cdot \beta_t^2} \cdot e^{-jk_t x}, \quad (3)$$

де β_i^2 – безрозмірний параметр, що дорівнює відношенню хвильових чисел акустичної та електромагнітної хвиль:

$$\beta_i^2 = \frac{\omega}{c_i^2 \cdot \mu_0 \cdot \mu \cdot \sigma}. \quad (4)$$

У формулі (4) $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, μ – відносна магнітна проникність, σ – питома електрична провідність матеріалу об'єкту контролю.

Так як збуджуються поперечні хвилі, то поле підмагнічування $B=B_x$. До вираження (3) вноситься експериментально знайдений множник у роботі [2] $e^{-2,4 \cdot h/D_{cp}}$, що враховує відстань h котушки випромінювача від поверхні об'єкту контролю ($D_{cp} = \frac{2R_4 + 2R_3}{2}$ – середній діаметр випромінюючої котушки, R_3 та R_4 – внутрішній та зовнішній радіуси котушки). Вважаючи, що $\beta_i^2 \ll 1$, отримаємо:

$$|T_{xy}| = H \cdot B \cdot e^{\frac{-2,4 \cdot h}{R_4 + R_3}}. \quad (5)$$

Для знаходження напруженості H та індукції B скористаємося положеннями теорії електромагнітного поля, а саме методом векторного магнітного потенціалу $A(x, y, t)$. При цьому зобразимо схему проведення контролю таким чином, як показано на рисунку 1: оберемо циліндричну систему координат $(\bar{r}_0, \bar{\alpha}_0, \bar{z}_0)$ та перенесемо початок відліку в центр провідника котушки зі струмом збудження I , що знаходиться поблизу об'єкту контролю.

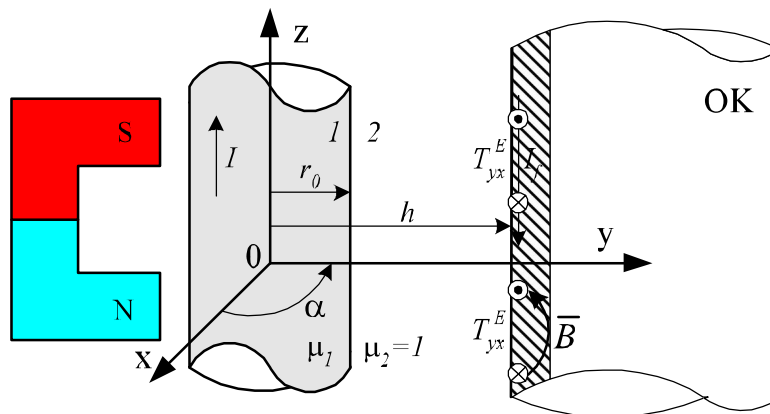


Рисунок 1 – Розрахунок електромагнітного поля випромінювача

На рисунку 1 позначено: 1 – перша область (провідник), 2 – друга область (шар повітря), T_{yx}^E – акустична напруга, що створюється випромінювачем, h – відстань між котушкою та об'єкту контролю, r_0 – радіус провідника, μ_1 та μ_2 – відносні магнітні проникності для провідника та повітря.

Скористаємося слідством із закону повного струму (рівнянням Максвелла) в диференціальній формі:

$$\bar{\delta} = \text{rot } \bar{H}, \quad (6)$$

де $\bar{\delta}$ – вектор щільності струму I в провіднику (перша область), має такий вигляд:

$$\bar{\delta} = \bar{z}_0 \delta_z. \quad (7)$$

Отже маємо:

$$\delta_z = \frac{I}{\pi \cdot r_0^2}, \delta_r = 0, \delta_\alpha = 0. \quad (8)$$

Вираз для векторного потенціалу для ізотропного магнітного середовища визначатиметься рівнянням Пуассону у векторній формі:

$$\nabla^2 \bar{A} = -\mu \cdot \mu_0 \cdot \bar{\delta}. \quad (9)$$

Рішення рівняння визначається інтегральним виразом за об'ємом:

$$\bar{dA} = \int_V \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot \bar{\delta}}{4 \cdot \pi \cdot r} dV. \quad (10)$$

Після заміни $dV = \bar{S} \bar{dl}$ рівняння (10) буде мати вигляд:

$$\bar{dA} = \int_l \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot \bar{\delta} \cdot \bar{S}}{4 \cdot \pi \cdot r} \bar{dl}, \quad (11)$$

де добуток щільності струму на площину $\bar{\delta} \cdot \bar{S} = I$.

Виходячи з виразу (8) при $A = A_z$ та $A_r = 0, A_\alpha = 0$, рівняння (9) буде мати вид для першої області ($0 < r < r_0$):

$$\nabla^2 A_z = -\mu \cdot \mu_0 \cdot \delta_z. \quad (12)$$

Перепишемо вираз (12) як (13) у диференціалах:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} = -\mu \cdot \mu_0 \cdot \delta_z, \quad (13)$$

де складові $\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \alpha^2} = 0$ та $\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} = 0$ для нерухомого еквіпотенціального магнітного поля, тобто маємо:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) = -\mu \cdot \mu_0 \cdot \delta_z. \quad (14)$$

При першому інтегруванні отримаємо вираз:

$$r \frac{\partial A_z}{\partial r} = \frac{-\mu \cdot \mu_0 \cdot \delta_z \cdot r^2}{2} + C_1. \quad (15)$$

Інтегруючи вдруге, формула векторного магнітного потенціалу (14) буде мати остаточний вигляд (16).

$$A_z = \frac{-\mu \cdot \mu_0 \cdot \delta_z \cdot r^2}{4} + C_1 \cdot \ln(r) + C_2, \quad (16)$$

де постійні інтегрування C_1 та C_2 знаходяться далі з граничних умов.

Розглянемо другу область під котушкою (шар повітря, $r_0 < r < h$), де щільність струму $\delta_z = 0, \delta_r = 0, \delta_\alpha = 0$. Тому $\nabla^2 A_z = 0$ та вираз (14) матиме вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) = 0. \quad (17)$$

При першому інтегруванні (17) отримаємо:

$$r \frac{\partial A_z}{\partial r} = C_3. \quad (18)$$

При інтегруванні вдруге вираз (17) набуде такого виду:

$$A_z = C_3 \cdot \ln(r) + C_4. \quad (19)$$

Виражаючи індукцію магнітного поля B через векторний магнітний потенціал, та приймаючи до уваги, що в першій області індукція магнітного поля матиме тільки α -ву складову B_α , отримаємо:

$$\bar{B} = -\bar{\alpha}_0 \frac{\partial A}{\partial r} = \bar{\alpha}_0 B_\alpha. \quad (20)$$

Диференціюючи (19) формула (20) буде мати вигляд:

$$B^I = B_\alpha = \frac{\mu_1 \cdot \mu_0 \cdot \delta_z \cdot r}{2} - \frac{C_1}{r}. \quad (21)$$

З рівняння (21) випливає, що напруженість магнітного поля першої області H дорівнює:

$$H^I = H_\alpha = \frac{\delta_z \cdot r}{2} - \frac{C_1}{r \cdot \mu_1 \cdot \mu_0}. \quad (22)$$

Для знаходження постійних інтегрування C_1, C_2 скористаймося умовою «на нуль»:

– при $r \rightarrow 0, C_1 = 0$;

– нехай векторний потенціал дорівнює нулю $A = 0$ при $r = 0$, тоді $C_2 = 0$.

Індукція, напруженість та векторний потенціал магнітного поля першої області будуть визначатися рівняннями (23) – (25) відповідно:

$$B^I = \frac{\mu_1 \cdot \mu_0 \cdot \delta_z \cdot r}{2}; \quad (23)$$

$$H^I = \frac{\delta_z \cdot r}{2}; \quad (24)$$

$$A^I = -\frac{\mu_1 \cdot \mu_0 \cdot \delta_z \cdot r^2}{4} = -\frac{\mu_1 \cdot \mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi}. \quad (25)$$

У другій області індукція магнітного поля матиме тільки складову радіус-вектора B_r й вираз (21) перетвориться таким чином:

$$B^{II} = \text{rot}_r A = \frac{1}{r} r_0 \frac{\partial A}{\partial \alpha}. \quad (26)$$

Диференціюючи (19) формула (27) матиме вид:

$$B^{II} = B_r = -\frac{C_3}{r}. \quad (27)$$

З рівняння (27) випливає, що напруженість магнітного поля H другої області дорівнює:

$$H^{II} = H_r = -\frac{C_3}{r \cdot \mu_0}. \quad (28)$$

Для знаходження постійних інтегрування C_3 та C_4 скористаймося граничними умовами, згідно яких α -ва складова тільки дотична до границь магнітного поля, вектор індукції \bar{B} має тільки нормальні складові, тобто $B_{1n} = B_{2n}$, а вектор напруженості \bar{H} – тільки тангенціальні, тобто $H_{1t} = H_{2t}$.

При $r = r_0, H^I = H^{II}$, тоді

$$\frac{\delta_z \cdot r_0}{2} = -\frac{C_3}{r_0 \cdot \mu_0}, \quad (29)$$

Виражаючи C_3 , отримаємо:

$$C_3 = -\frac{\delta_z \cdot r_0^2 \cdot \mu_0}{2} = -\frac{I \cdot \mu_0}{2 \cdot \pi}. \quad (30)$$

Також при $r = r_0, A^I = A^{II}$, тоді використовуючи вирази (19) та (25), отримаємо:

$$-\frac{\mu_1 \cdot \mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi} = -\frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot \pi} \ln(r_0) + C_4. \quad (31)$$

Виражаючи C_4 , отримаємо:

$$C_4 = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot \pi} \ln(r_0) - \frac{\mu_1 \cdot \mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi}. \quad (32)$$

Вираз для індукції, напруженості та векторного потенціалу магнітного поля випромінювача другої області для котушки з числом витків w_1 будуть визначатися рівняннями (33) – (35) відповідно:

$$B'' = \frac{I \cdot \mu_0}{2 \cdot \pi \cdot r} \cdot w_1; \quad (33)$$

$$H'' = \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r} \cdot w_1; \quad (34)$$

$$A'' = -\frac{I \cdot \mu_0 \cdot w_1}{2 \cdot \pi} \cdot \left[\ln\left(\frac{r}{r_0}\right) + \frac{\mu_1}{2} \right]. \quad (35)$$

Для того, щоб перейти від струму до електричної напруги у вираженнях (33) – (35), представимо близьку до реальної схему збудження ЕМА коливань (див. рис. 2) [3].

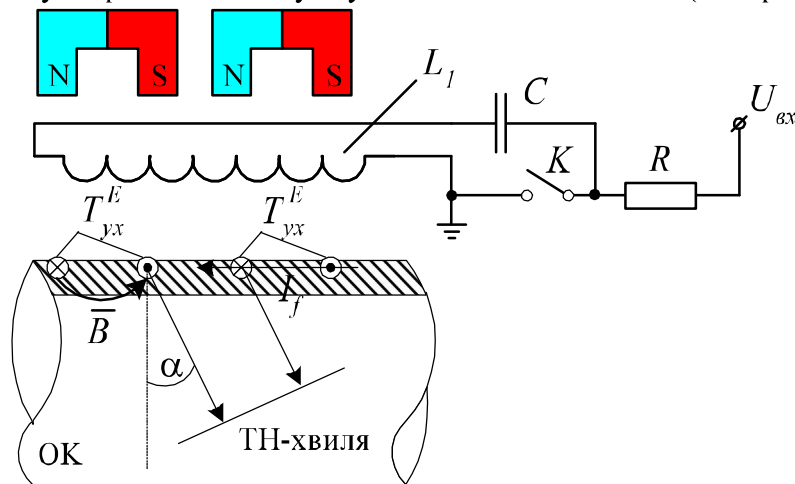


Рисунок 2 – Схема збудження ЕМА коливань перетворювачем

Конденсатор C заряджається до напруги U_{ex} , а далі при включенні ключа K , який проводить струм тільки в одному напрямку (наприклад, тиристор), розряджається на котушку з індуктивністю L_1 . У цьому випадку амплітуда струму дорівнює:

$$I = \frac{U_{ex}}{\sqrt{L_1 / C}} = U_{ex} \frac{\tau}{\pi \cdot L_1}, \quad (36)$$

де $\tau = \pi \sqrt{L_1 \cdot C}$ – постійна часу контуру, яка складає півперіоду коливань на частоті

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot f = \frac{1}{\sqrt{L_1 \cdot C}}.$$

Наприклад, використовуючи рівняння (5) та (34) отримаємо вираження для акустичної напруги, що генерує поперечні хвилі в приповерхньому шарі об'єкту контролю (37).

$$T_{xy} = \frac{U_{ex} \cdot \tau \cdot w_1 \cdot B}{2 \cdot \pi^2 \cdot L_1 \cdot h} e^{\frac{-2,4 \cdot h}{R_4 + R_3}}, \quad (37)$$

де h – відстань між котушкою та об'єкту контролю; B – результуюча індукція магнітного поля, чисельно дорівнює алгебраїчній сумі індукції зовнішнього поля постійних магнітів, що

підмагнічують $B_0 = \mu_0 \cdot H$, та індукції електромагнітного поля котушки поблизу поверхні об'єкту контролю $B'' = \mu_0 \cdot H''$, тобто $B = \mu_0(H + H'')$.

Розрахуємо індукцію та напруженість поля, що підмагнічує, постійних магнітів:

$$B_0 = \mu_0 \cdot H = B - B'' = B - \frac{I \cdot \mu_0}{2 \cdot \pi \cdot h} \cdot w_1 =$$

$$= 1,5 \text{ Тл} - \frac{(0,873 \text{ А}) \cdot (4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}) \cdot (30 \text{ вит})}{2 \cdot \pi \cdot 0,005 \text{ м}} = 1,498 \text{ Тл};$$

$$H = \frac{B_0}{\mu_0} = \frac{1,498 \text{ Тл}}{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}} = 1,194 \cdot 10^6 \text{ А/м}.$$

При оцінці ефективності зворотного ЕМА – перетворення достатньо обмежитися аналізом електрорушійної сили, що виникає під дією електродинамічної взаємодії у приймачі. В цьому випадку під дією акустичної хвилі виникнуть коливання зі швидкістю v'_1 в об'ємі поблизу поверхні твердого тіла, де діє постійне магнітне поле з індукцією \bar{B}' . Над поверхнею збудиться змінне електричне поле з напруженістю \bar{E}' , рівною векторному добутку v'_1 на \bar{B}' [1]. Якщо v'_1 та \bar{B}' перпендикулярні, то

$$E' = B' \cdot v'_1. \quad (38)$$

Колівальна швидкість v'_1 є векторною сумою падаючої, віддзеркаленої та трансформованої хвилі. При нормальному падінні на вільну поверхню

$$|v'_1| = 2v', \quad (39)$$

де v' – амплітуда колівальної швидкості падаючої хвилі.

Якщо над поверхнею твердого тіла розміщена котушка, то амплітуда електрорушійної сили, що збуджується визначається виразом [1]:

$$U_{\text{вих}} = \int_{L_1} E dl, \quad (40)$$

де інтегрування реалізовується за всією довжиною L_1 контуру приймаючої котушки.

Використовуючи вираження (38) та вважаючи котушку круглою, а поле E постійним у межах площі котушки, отримаємо:

$$U_{\text{вих}} = 2 \cdot v' \cdot B \cdot 2 \cdot \pi \cdot R_{cp} \cdot w_2, \quad (41)$$

де $R_{cp} = 0,5(R_1 + R_2)$ – середній радіус котушки приймача, що визначається внутрішнім (R_1) та зовнішнім (R_2) радіусом обмотки котушки.

Амплітуда колівальної швидкості падаючої хвилі знаходиться як:

$$v' = \frac{T'}{\rho \cdot c_t}, \quad (42)$$

де $\rho = 8200 \text{ кг/м}^3$ – щільність металу об'єкту контролю; $c_t = 3300 \text{ м/с}$ – швидкість розповсюдження поперечної хвилі в металі; T' – напруга в хвилі, що падає, знаходиться з виразу (43) [1].

$$T' = \frac{T \cdot R_t \cdot D_t}{K_{\text{заг}}}, \quad (43)$$

де T – акустична напруга, що створюється випромінювачем; R_t – коефіцієнт віддзеркалення хвилі від дефекту; D_t – коефіцієнт проходження хвилі крізь границю «метал-повітря»; $K_{\text{заг}}(r_x)$ – коефіцієнт загасання акустичної хвилі, що залежить від відстані проходження коливань (глибини залягання дефектів).

Підставляючи (42) до (41) отримаємо вираз для вихідної напруги:

$$U_{вих} = \frac{2 \cdot B \cdot \pi \cdot (R_1 + R_2) \cdot w_2 \cdot T \cdot R_t \cdot D_t}{\rho \cdot c_t \cdot K_{заг}(r_x)} \quad (44)$$

Надалі необхідно більш докладно дослідити характеристику ЕМА перетворення, встановити граничні значення напруг на виході приймача в залежності від глибини залягання дефектів для побудови математичної моделі каналу виміру параметрів деградації валків та синтезу електронної системи дефектоскопії. Ескізний розрахунок дає значення вихідної напруги у межах від 0,33 до 0,15 мВ при зміні глибини залягання дефектів від 20 до 56 мм.

Висновки.

1. На основі попередніх досліджень та вихідних даних, була теоретично обґрунтована та розроблена математична модель випромінювача ЕМА коливань з урахуванням конфігурації об'єкту контролю.

2. Для схеми збудження розраховано основні параметри електромагнітного поля.

3. Проведені попередні досліди дають підґрунтя та повноваження для подальшого вибору оптимальних конструктивних величин перетворювачів та постанови вимог до електричних параметрів генератора живлення випромінювачів ультразвукових коливань.

Література

1. Ермолов И.Н. Теория и практика ультразвукового контроля / И.Н. Ермолов. – М.: Машиностроение, 1981. – 240 с.

2. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике / Л. Бергман; под ред. В.С. Григорьева и Л.Д. Розенберга. – [2-е изд.]. – М.: Иностранная литература, 1957. – 726 с.

3. Сухоруков В.В. Неразрушающий контроль / В.В. Сухоруков. – М.: Высшая школа, 1991. – 283 с.

Надійшла до редакції:
31.01.2011

Рекомендовано до друку:
д-р техн. наук, проф. Чичикало Н.І.

Abstract

Zori A.A., Solomichiev R.I., Tarasuk V.P. Mathematical model of emitting and receiving electromagnetic acoustic converters. Based on previous output data has been developed and investigated mathematical model of electromagnetic acoustic transducers which fluctuations including the controlled object configuration, excitation scheme and the main parameters of electromagnetic fields.

Keywords: *electromagnetic acoustic transducer, the electrodynamic interaction, the acoustic power, magnetic induction, eddy currents, the transverse wave.*

Аннотация

Зори А.А., Соломичев Р.И., Тарасюк В.П. Математическая модель излучающего и приемного электромагнитно-акустических преобразователей. Разработана и исследована математическая модель электромагнитно-акустических преобразователей ультразвуковых колебаний с учетом конфигурации объекта контроля. Приведена схема возбуждения и основные параметры электромагнитного поля.

Ключевые слова: *электромагнитно-акустический преобразователь, электродинамическое взаимодействие, акустическое напряжение, магнитная индукция, вихревые токи, поперечная волна.*

© Зори А.А., Соломичев Р.И., Тарасюк В.П., 2011