

ВЕСТНИК
НАЦІОНАЛЬНОГО ТЕХNІЧЕСКОГО УНІВЕРСИТЕТА
«ХПІ»

Сборник научных трудов
«Электроэнергетика и
преобразовательная техника»

19'2011

Издание основано Национальным техническим университетом «Харьковский политехнический институт» в 1999 году

КООРДИНАЦИОННЫЙ СОВЕТ:

Председатель

Л.Л. Товажнянский, д-р техн. наук, проф.

Ответственный секретарь

К.А. Горбунов, к-т техн. наук, доц.

А.П. Марченко, д-р техн. наук, проф.;

Е.И. Сокол, д-р техн. наук, проф.;

Е.Е. Александров, д-р техн. наук, проф.;

Л.М. Бесов, д-р ист. наук, проф.;

А.В. Бойко, д-р техн. наук, проф.;

Ф.Ф. Гладкий, д-р техн. наук, проф.;

М.Д. Годлевский, д-р техн. наук, проф.;

А.И. Грабченко, д-р техн. наук, проф.;

В.Г. Данько, д-р техн. наук, проф.;

В.Д. Дмитриенко, д-р техн. наук, проф.;

И.Ф. Домнин, д-р техн. наук, проф.;

В.В. Епифанов, к-т техн. наук, проф.;

Ю.И. Зайцев, к-т техн. наук, проф.;

П.А. Качанов, д-р техн. наук, проф.;

В.Б. Клепиков, д-р техн. наук, проф.;

С.И. Кондрашов, д-р техн. наук, проф.;

В.М. Кошелевник, д-р техн. наук, проф.;

В.И. Кравченко, д-р техн. наук, проф.;

Г.В. Лисачук, д-р техн. наук, проф.;

В.С. Лупиков, д-р техн. наук, проф.;

О.К. Морачковский, д-р техн. наук, проф.;

В.И. Николаенко, к-т ист. наук, проф.;

П.Г. Перерва, д-р экон. наук, проф.;

В.А. Пуляев, д-р техн. наук, проф.;

М.И. Рыщенко, д-р техн. наук, проф.;

В.Б. Самородов, д-р техн. наук, проф.;

Г.М. Сучков, д-р техн. наук, проф.;

Ю.В. Тимофеев, д-р техн. наук, проф.;

Н.А. Ткачук, д-р техн. наук, проф.;

Государственное издание
Свидетельство Госкомитета по
информационной политике Украины
КВ № 5256 от 2 июля 2001 года

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Ответственный редактор:

Г.М. Сучков, д-р техн. наук, проф.

Ответственный секретарь:

Н.Н. Юданова;

Е.Л. Ноздрачева;

Е.И. Сокол, д-р техн. наук, проф.;
В.Б. Клепиков, д-р техн. наук, проф.;
Б.В. Клименко, д-р техн. наук, проф.;
В.В. Воинов, канд. техн. наук, доц.;
Б.М. Горкунов, канд. техн. наук, доц.;
В.С. Лупиков, д-р техн. наук, проф.;
А.Г. Гурин, д-р техн. наук, проф.;
И.В. Тюпа, канд. техн. наук, доц.

Адрес редколлегии: 61002, Харьков,
ул. Фрунзе, 21. НТУ «ХПІ».
Каф. ПМНК, тел. (0572) 7076380.

Харьков 2011

Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. "Електроенергетика и преобразовательная техника". - Харків: НТУ «ХПІ» - № 19. - 2011. - 214 с.

В збірнику представлено теоретичні та практичні результати наукових досліджень та розробок, що виконані викладачами вищої школи, аспірантами, науковими співробітниками різних організацій та установ.

Для викладачів, наукових співробітників, спеціалістів.

В сборнике представлены теоретические и практические результаты исследований и разработок, выполненных преподавателями высшей школы, аспирантами, научными сотрудниками различных организаций и предприятий. Для преподавателей, научных сотрудников, специалистов.

Рекомендовано до друку Вченого радио НТУ "ХПІ";

Протокол № 5 від 27.05. 2011 р.

© ISSN 2079-4525 Національний технічний університет «ХПІ», 2011

Й.І. СТЕНЦЕЛЬ, докт. техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля,
Сєвєродонецьк

А.В. РЯБІЧЕНКО, аспірант, СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк
К.А. ЛІТВІНОВ, студент, СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

ФІЗИЧНІ МОДЕЛІ ПЕРЕТВОРЕНЬ В УЛЬТРАЗВУКОВИХ ЗАСОБАХ КОНТРОЛЮ РІВНЯ РІДИННИХ СЕРЕДОВИЩ

У роботі наведено результати теоретичних досліджень фізичних моделей в ультразвукових засобах контролю рівня рідинних середовищ на основі теорії реологічних переходів. Показано, що ультразвукові перетворювачі можуть описуватися інтегральною функцією Дірака з ядром у вигляді нелінійного диференціального рівняння переденосу імпульса енергії та руху.

The results of theoretical researches of physical models in ultrasound control device of liquid mediums' level based on the theory of rheological conversions are given in the work. It is shown that the rheological convertors can be described by Dirac integral function with the kernel as a nonlinear differential equation of transfer of pulse energy and motion.

Вступ. Ультразвукові перетворювачі (УЗП), які використовуються для контролю рівня рідин, складаються з п'єзоелектричного елемента (ПЕЕ), металевої мембрани, обоями для кріплення та електродів для підведення електричного збуджуючого імпульсу (ЕЗІ) [1, 2]. Як правило, принцип роботи таких засобів контролю рівня (ЗКР) заснований на вимірюванні часу проходження ультразвукового сигналу (УЗС) подвійної відстані від УЗП до поверхні рідинного середовища (ПРС). Точність таких ЗКР невелика, як правило, не перевищує 0,25 (абсолютна похибка складає 7 – 10 мм). У багатьох випадках така точність є недостатньою, особливо при госпрозрахункових операціях. Ультразвукові ЗКР, які працюють за принципом вимірювання часу, мають низку недоліків, до яких відносяться: залежність часу розповсюдження ультразвукових коливань (УЗК) від параметрів газового та рідинного середовищ (тиску, температури, складу газу тощо) [3]. Тому підвищення точності та вірогідності вимірювального контролю ультразвукових ЗКР є актуальною проблемою, основною задачею якої є вивчення впливу реологічних переходів.

Постановка задачі. В ультразвукових ЗКР рідинних середовищ (РС) УЗП одночасно служить як випромінювачем, так і приймачем ультразвукової енергії. ЕЗІ амплітудою E_0 перетворюється в УЗК, які після відбиття від ПРС знову перетворюються в електричний сигнал e . Перетворення здійснюються послідовно і розділені в часі. Тому створення електрорушійної сили (ЕРС) відстae від початку дії ЕЗІ E_0 на час $t(L)$, де L – рівень РС в апараті. Згідно з теорією реологічних перетворень [4] в УЗП можуть мати місце наступні послідовні переходи:

- енергія ЕЗІ з амплітудою E_0 створює в УЗП електродинамічне зусилля E_θ (зусилля Ампера);
- електродинамічне зусилля приводить до механічного руху мембрани УЗП;
- вільний механічний рух мембрани УЗП x створює механічні УЗК з частотою f ;
- механічні УЗК індукують ЕРС E , яка створює напруженість H електромагнітного поля в УЗП;
- електромагнітне поле викликає вторинну механічну дію УЗП, яка направлена протилежно основним УЗК;
- механічні УЗК випромінюються в газове середовище, в якому терплять відповідне поглинання енергії, що призводить до часткової їх деформації;
- частина енергії УЗК поглинається рідиною, а основна після відбиття повертається в ГС, в якому деяка її частина знову поглинається;
- частина енергії УЗК, яка дійшла до УЗП, приводить її в механічний рух, що призводить до появи в ПЕЕ ЕРС e , яка вимірюється електричною вимірювальною схемою (ЕВС) та обробляється за відповідним алгоритмом.

Основна частина. В УЗП може бути до восьми реологічних переходів, які характеризуються відповідними перетвореннями електричної енергії в механічну та навпаки. У такому УЗП має місце явище переденосу імпульсу електричної енергії, електромагнітної енергії, ультразвукової енергії та кількості руху.

У процесі активізації ПЕЕ енергія ЕЗІ зменшується до нуля, а енергія, яка накопичена цим елементом зростає від нуля до деякого максимального значення. Взаємодія двох енергій згідно зі законом Ампера створює електродинамічне зусилля, яке приводить до переміщення металевої мембрани, по центру якої жорстко приkleєно ПЕЕ, на відстань x_0 . Графіки незворотних реологічних переходів для перетворення ЕЗІ в напруженість електричного поля ПЕЕ показані на рис. 1. Структурно-реологічна модель спаду напруженості ЕЗІ являє собою ступінчасту функцію, яка може бути описана рівнянням (див. рис. 1, б):

$$E_I(t) = \begin{cases} 1 & t \leq t_{11}; \quad t_{11} < t_{12} \\ 0 & t \geq t_{12}; \quad t_{11} < t_{10} < t_{12} \end{cases}.$$

Структурно-логічна модель зростання напруженості електричного поля ПЕЕ теж являє собою ступінчасту функцію, яка описується таким рівнянням (див. рис. 1, в)

$$H_{\Pi}(t) = \begin{cases} 1 & t \geq t_{12} \\ 0 & t < t_{11} \end{cases}.$$

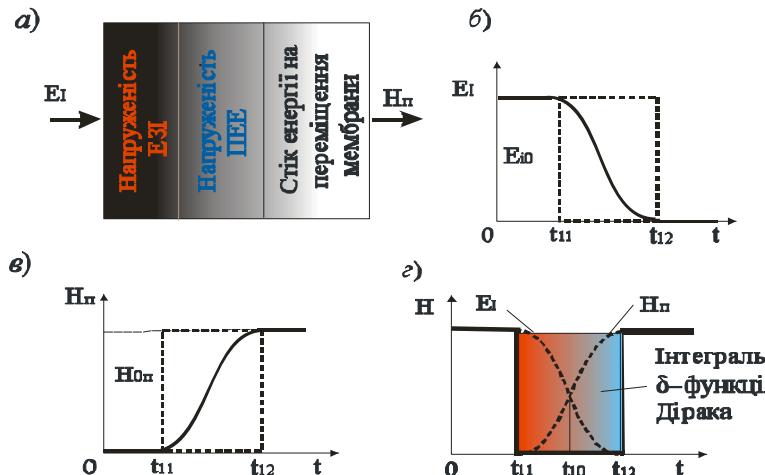


Рис. 1 Фізична модель (а) і графіки незворотних реологічних перетворень першого реологічного переходу: б) – графік незворотного реологічного перетворення ЕЗІ; в) – графік незворотного реологічного накопичення напруженості електричного поля ПЕЕ; г) – графік інтегральної імпульсної δ -функції Дірака для першого реологічного переходу.

Тривалість фазового переходу залежатиме від електричних параметрів ПЕЕ. Згідно з теорією узагальнених функцій, похідна ступінчастої функції приводить до символічної рівності

$$\delta_i(t) = \frac{d}{dt} f_i(t), \quad (1)$$

де $\delta_i(t)$ - дельта функція Дірака; $f_i(t)$ - деяка довільна функція.

Якщо функція $f_i(t)$ описує процес переносу напруженості електричного поля зі спадковістю, то функція Дірака є асиметричною і має вигляд (див. рис. 1, г)

$$\int_{t_{11}+0_1}^{t_{12}} f_i(\xi) \delta(\xi - t_{10}) d\xi = \begin{cases} 0 & t_{10} < t_{11}, \quad t_{10} \geq t_{12} \\ f_i(t_{10} + 0) & t_{11} < t_{10} < t_{12} \end{cases}, \quad (2)$$

де ξ - деяка змінна; $\delta(\xi - t_{10})$ - ядро лінійного інтегрального перетворення; t_{10} - середнє значення часу фазового переходу.

Такий фазовий реологічний перехід описується рівнянням

$$f_i(\xi) = \frac{\partial E_I}{\partial t} = \operatorname{div}(D_E \nabla E_I) + H_\Pi(\bar{r}_{H_\Pi}, t), \quad (3)$$

де D_E - коефіцієнт переносу електричної енергії в напруженість електромагнітного поля (ЕМП); \bar{r}_{H_Π} - вектор напрямку дії напруженості ЕМП.

Напруженість електричного поля ПЕЕ приводить до механічного переміщення цього елемента, а одночасно до переміщення жорстко закріпленої металової мембрани. На цьому етапі реологічного перетворення напруженість ЕМП спадає, а лінійне переміщення УЗП збільшується. Графіки незворотних реологічних перетворень для другого реологічного переходу показані на рис. 2.

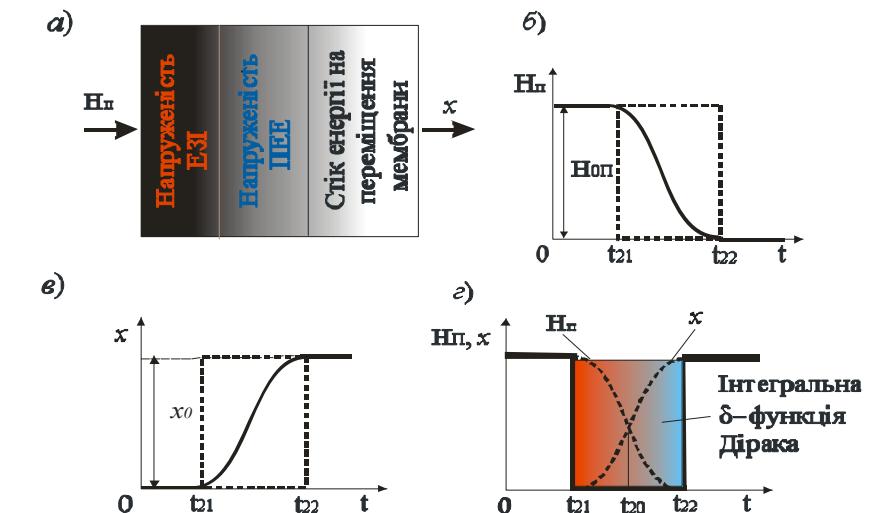


Рис. 2 Фізична модель (а) і графіки незворотних реологічних перетворень перетворень другого реологічного переходу: б) – графік незворотного реологічного перетворення напруженості електричного поля ПЕЕ;

в) – графік незворотного реологічного переміщення мембрани; г) – графік інтегральної імпульсної δ -функції Дірака для другого реологічного переходу

Структурно-реологічна модель спаду напруженості електричного поля ПЕЕ в переміщення мембрани являє собою ступінчасту функцію, яка може бути описана таким рівнянням (див. рис. 2, б)

$$H_\Pi(t) = \begin{cases} 1 & t \leq t_{21}; \quad t_{21} < t_{22} \\ 0 & t \geq t_{22}; \quad t_{21} < t_{20} < t_{22} \end{cases}.$$

Структурно-логічна модель переміщення мембрани УЗП теж є ступінчастою функцією, яку можна описати таким чином (див. рис. 2, в)

$$x(t) = \begin{cases} 1 & t \geq t_{22} \\ 0 & t < t_{21} \end{cases}.$$

Тривалість фазового переходу залежатиме від електричних параметрів ПЕЕ. Похідна цієї функції приводить до символічної рівності

$$\delta_2(t) = \frac{d}{dt} f_2(t). \quad (4)$$

Якщо функція $f_2(t)$ описує процес переносу напруженості електричного поля зі спадковістю, то функція Дірака є асиметричною й описується таким рівнянням (див. рис. 2, 2)

$$\int_{t_{21}+0_1}^{t_{22}} f_2(\xi) \delta(\xi - t_{20}) d\xi = \begin{cases} 0 & t_{20} < t_{21}, \quad t_{20} \geq t_{22} \\ f_2(t_{20} + 0) & t_{21} < t_{20} < t_{22} \end{cases}, \quad (5)$$

де ξ - деяка змінна; $\delta(\xi - t_{20})$ - ядро лінійного інтегрального перетворення; t_{20} - середнє значення часу фазового переходу.

Рівняння такого фазовий переходу має вигляд

$$f_2(\xi) = \frac{\partial H_\Pi}{\partial t} = \operatorname{div}(D_{H_\Pi} \nabla H_\Pi) + x(\bar{r}_x, t), \quad (6)$$

де D_{H_Π} - коефіцієнт переносу напруженості ЕМП у переміщення мембрани УЗП; \bar{r}_x - вектор напрямку руху мембрани.

Відхилення металевої мембрани на величину x_0 (вимушене відхилення) приводить до появи вільних коливань, частота яких відповідає ультразвуковим. Вони є механічними і розповсюджуються в ГС. На цьому реологічному переході проходить зменшення амплітуди вимушеного відхилення мембрани і появі вільних коливань цієї мембрани з ультразвуковою частотою та інтенсивністю I_0 . Графіки незворотних реологічних перетворень для третього реологічного переходу показані на рис. 3. Структурно-логічна модель відхилення мембрани УЗП $x(t)$ в УЗК $y(t)$ являє собою ступінчасту функцію, яка може бути описана таким рівнянням (див. рис. 3, б)

$$x(t) = \begin{cases} 1 & t \leq t_{31}; \quad t_{31} < t_{32} \\ 0 & t \geq t_{32}; \quad t_{31} < t_{30} < t_{32} \end{cases}.$$

Структурно-фізична модель вільних коливань мембрани УЗП теж є ступінчастою функцією, яку можна описати наступним рівнянням (див. рис. 3, в)

$$y(t) = \begin{cases} 1 & t \geq t_{32} \\ 0 & t < t_{31} \end{cases}.$$

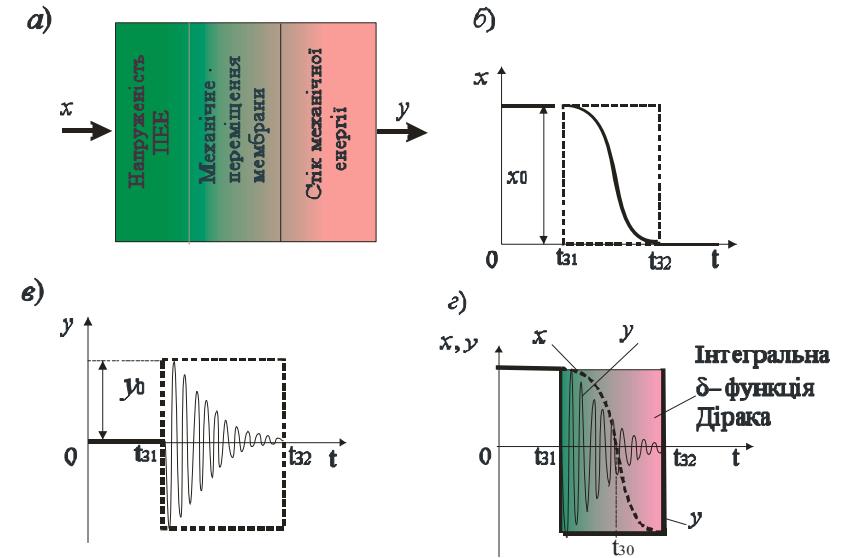


Рис. 3. Фізична модель (а) і графіки незворотних реологічних перетворень третього реологічного переходу: б) – графік незворотного реологічного перетворення вільного відхилення мембрани УЗВ при припиненні дії ЕЗІ;

в) – графік незворотного реологічного переміщення мембрани в УЗК; г) – графік інтегральної імпульсної δ -функції Дірака для третього реологічного переходу.

Тривалість фазового переходу залежатиме від механічних властивостей УЗП та електричних параметрів ПЕЕ. Згідно з теорією узагальнених функцій, похідна ступінчастої функції приводить до символічної рівності

$$\delta_3(t) = \frac{d}{dt} f_3(t). \quad (7)$$

Якщо функція $f_3(t)$ описує процес переносу руху мембрани зі спадковістю, то функція Дірака є асиметричною й описується рівнянням

$$\int_{t_{31}+0_1}^{t_{32}} f_3(\xi) \delta(\xi - t_{30}) d\xi = \begin{cases} 0 & t_{30} < t_{31}, \quad t_{30} \geq t_{32} \\ f_3(t_{30} + 0) & t_{31} < t_{30} < t_{32} \end{cases}, \quad (8)$$

де ξ - деяка змінна; $\delta(\xi - t_{30})$ - ядро лінійного інтегрального перетворення; t_{30} - середнє значення часу фазового переходу.

Такий фазовий реологічний перехід описується рівнянням у вигляді

$$f_3(\xi) = \frac{\partial x}{\partial t} = \operatorname{div}(D_x \nabla x) + y(\bar{r}_y, t), \quad (9)$$

де D_x - коефіцієнт переносу вимушеного руху мембрани в її вільні коливання; \bar{r}_y - вектор напрямку руху вільних коливань мембрани.

УЗС, який створений мембраною УЗП, направляється в ГС. На цьому реологічному переході огинаюча y_{10} УЗС загасає в залежності від відстані J до ПРС за законом Ламберта-Бера. Дійшовши до ПРС, огинаюча змінюється до величини y_{20} . Графіки незворотних реологічних перетворень для четвертого реологічного переходу показані на рис. 4.

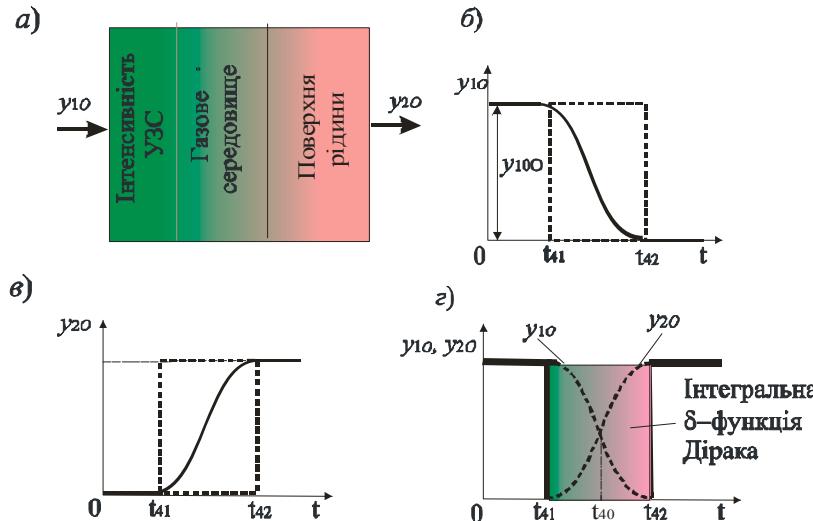


Рис. 4. Фізична модель (a) і графіки незворотних реологічних перетворень четвертого реологічного переходу: б) – графік незворотного реологічного перетворення випроміненого УЗС в газовому середовищі; в) – графік незворотної реологічної перетворення відбитого від поверхні УЗС; г) – графік інтегральної імпульсної δ -функції Дірака для четвертого реологічного переходу

Структурно-реологічна модель для зміни огинаючої УЗС y_{10} від відстані його розповсюдження J являє собою ступінчасту функцію, яка може бути описана таким рівнянням (див. рис. 4, б)

$$y_{10}(t) = \begin{cases} 1 & t \leq t_{41}; \quad t_{41} < t_{42} \\ 0 & t \geq t_{42}; \quad t_{41} < t_{40} < t_{42} \end{cases}$$

Структурно-логічна модель для зміни відстані (товщини) ГС є ступінчastою функцією, яку можна описати наступним рівнянням (див. рис. 4, в)

$$J_1(t) = \begin{cases} 1 & t \geq t_{42} \\ 0 & t < t_{41} \end{cases}$$

Тривалість фазового переходу залежатиме від фізико-хімічних параметрів ГС. Похідна ступінчастої функції приводить до символічної рівності

$$\delta_4(t) = \frac{d}{dt} f_4(t). \quad (10)$$

Якщо функція $f_4(t)$ описує огинаючу УЗС зі спадковістю, то функція Дірака є асиметричною й описується рівнянням

$$\int_{t_{41}+0_1}^{t_{42}} f_4(\xi) \delta(\xi - t_{40}) d\xi = \begin{cases} 0 & t_{40} < t_{41}, \quad t_{40} \geq t_{42} \\ f_4(t_{40} + 0) & t_{41} < t_{40} < t_{42} \end{cases}, \quad (11)$$

де ξ - деяка змінна; $\delta(\xi - t_{40})$ - ядро лінійного інтегрального перетворення; t_{40} - середнє значення часу фазового переходу.

Такий фазовий реологічний перехід описується рівнянням у вигляді

$$f_4(\xi) = \frac{\partial y_{10}}{\partial t} = \operatorname{div}(D_{y_{10}} \nabla y_{10}) + y_{20}(\bar{r}_{y_{20}}, t), \quad (12)$$

де $D_{y_{10}}$ - коефіцієнт переносу ультразвукової енергії в ГС; $\bar{r}_{y_{20}}$ - вектор напрямку руху УЗК в ГС.

Якщо припустити, що УЗС, який досяг ПРС, повністю відбився і знову пройшов відстань J , то фізична модель п'ятого реологічного переходу буде аналогічно четвертому. УЗС, який відбитий від ПРС, направляється знову в ГС і повертається до приймача УЗС. На цьому реологічному переході огинаюча y_{20} УЗС загасає в залежності від відстані J від ПРС до приймача за законом Ламберта-Бера. Графіки незворотних реологічних перетвореню для п'ятого реологічного переходу показані на рис. 5. Структурно-реологічна модель для огинаючої УЗС y_{20} являє собою ступінчасту функцію, яка може бути описана таким рівнянням (див. рис. 5, б)

$$y_{20}(t) = \begin{cases} 1 & t \leq t_{51}; \quad t_{51} < t_{52} \\ 0 & t \geq t_{52}; \quad t_{51} < t_{50} < t_{52} \end{cases}$$

Структурно-логічна модель для зміни відстані (товщини) ГС є ступінчastою функцією, яку можна описати наступним рівнянням (див. рис. 5, в)

$$y_C(t) = \begin{cases} 1 & t \geq t_{52} \\ 0 & t < t_{51} \end{cases}$$

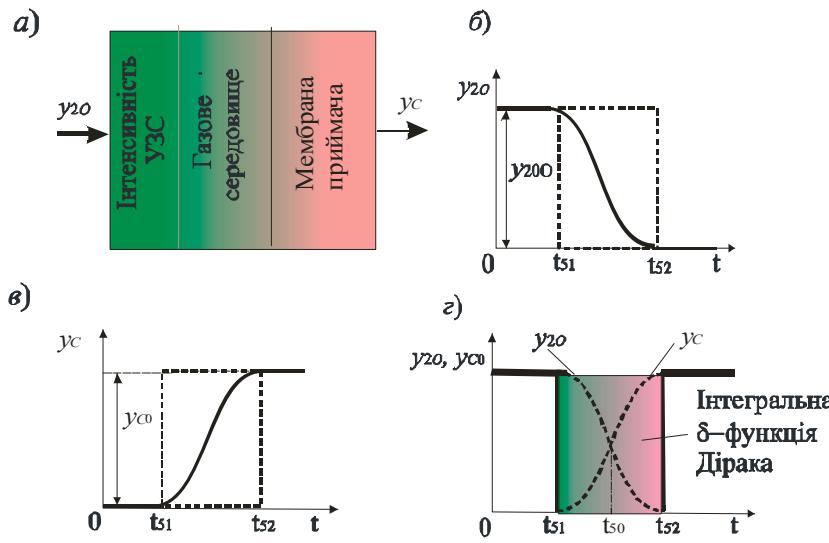


Рис. 5. Фізична модель (а) і графіки незворотних реологічних перетворень п'ятого реологічного переходу: б) – графік незворотного реологічного перетворення огинаючої випроміненого УЗС в газовому середовищі; в) – графік незворотної реологічного перетворення згинаючої сприймаючого УЗС; г) – графік інтегральної імпульсної δ -функції Дірака для п'ятого реологічного переходу.

Тривалість фазового переходу залежатиме від фізико-хімічних параметрів ГС. Похідна ступінчастої функції приводить до символічної рівності

$$\delta_5(t) = \frac{d}{dt} f_5(t). \quad (13)$$

Якщо функція $f(t)$ описує огинаючу УЗС зі спадковістю, то функція Дірака є асиметричною й описується рівнянням

$$\int_{t_{51}+0_1}^{t_{52}} f_5(\xi) \delta(\xi - t_{50}) d\xi = \begin{cases} 0 & t_{50} < t_{51}, \quad t_{50} \geq t_{52} \\ f_5(t_{50} + 0) & t_{51} < t_{50} < t_{52} \end{cases}, \quad (14)$$

де ξ - деяка змінна; $\delta(\xi - t_{50})$ - ядро лінійного інтегрального перетворення; t_{50} - середнє значення часу фазового переходу.

Такий фазовий реологічний перехід описується рівнянням у вигляді

$$f_5(\xi) = \frac{\partial y_{20}}{\partial t} = \operatorname{div}(D_{y_{20}} \nabla y_{20}) + y_C(\bar{r}_C, t), \quad (15)$$

де $D_{y_{20}}$ - коефіцієнт переносу відбитої від поверхні рідини ультразвукової енергії в ГС; \bar{r}_C - вектор напрямку руху відбитих від поверхні УЗК.

Механічні УЗК, які створюються мембраною УЗП, викликають появу в ПЕЕ ЕРС $e(t)$. Так як ПЕЕ характеризується активним опором, ємністю та індуктивністю, то в ньому під дією ЕРС створюється струм $i(t)$ з частотою УЗК. У результаті цього виникає ЕМП напруженістю $H_3(t)$. Напрямок дії цього поля протилежний до електричного поля елемента, яке створює ЕЗІ. У результаті цього створюється гальмуючий ефект, який призводить до деякої зміни форми УЗК. Графіки незворотних реологічних перетворень для шостого реологічного переходу показані на рис. 6.

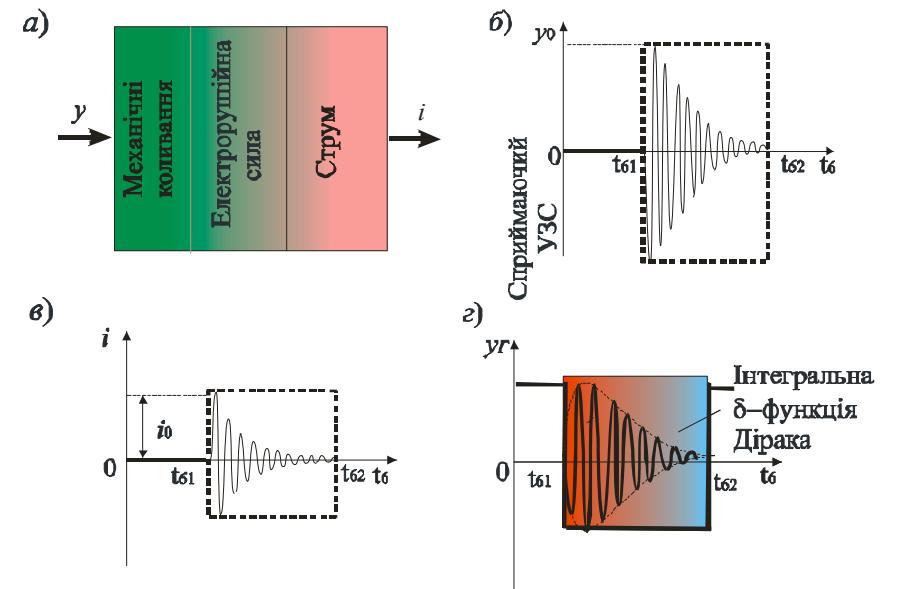


Рис. 6. Фізична модель (а) і графіки незворотних реологічних перетворень шостого реологічного переходу: б) – графік незворотного реологічного перетворення УЗК при дії на мембрани ПЕВ; в) – графік незворотної реологічної зміни ЕРС ПЕЕ; г) – графік інтегральної імпульсної δ -функції Дірака для шостого реологічного переходу

Структурно-реологічна модель для механічних УЗС є ступінчастою функцією, яка може бути описана таким рівнянням (див. рис. 6, б)

$$y(t) = \begin{cases} 0 & t \leq t_{61}; \quad t_{61} < t_{62} \\ 0 & t \geq t_{62}; \quad t_{61} < t_{60} < t_{62} \end{cases}.$$

Структурно-логічна модель для сили струму, яка викликана ЕРС, є ступінчастою функцією, яку можна описати рівнянням (див. рис. 6, б):

$$i(t) = \begin{cases} 0 & t \geq t_{62} \\ 0 & t < t_{61} \end{cases}$$

Тривалість фазового переходу залежатиме від фізико-хімічних параметрів газового середовища. Похідна ступінчастої функції приводить до символічної рівності

$$\delta_6(t) = \frac{d}{dt} f_6(t). \quad (16)$$

Якщо функція $f(t)$ описує огибаючу УЗС зі спадковістю, то функція Дірака є асиметричною й описується рівнянням

$$\int_{t_{61}+0_1}^{t_{62}} f_6(\xi) \delta(\xi - t_{60}) d\xi = \begin{cases} 0 & t_{60} < t_{61}, \quad t_{60} \geq t_{62} \\ f_6(t_{60} + 0) & t_{61} < t_{60} < t_{62} \end{cases}, \quad (17)$$

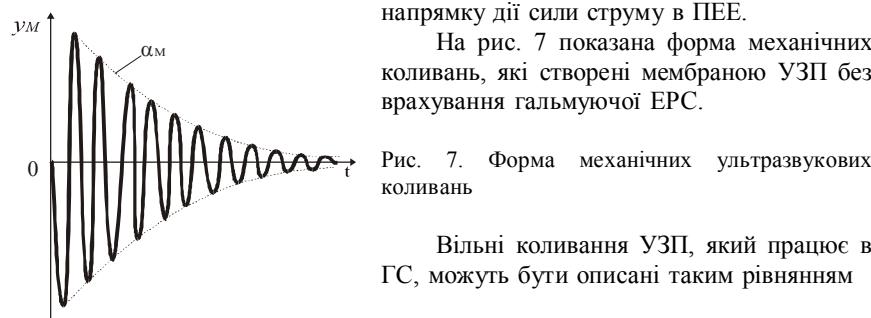
де ξ - деяка змінна; $\delta(\xi - t_{60})$ - ядро лінійного інтегрального перетворення; t_{60} - середнє значення часу фазового переходу.

Такий фазовий реологічний перехід описується рівнянням у вигляді

$$f_6(\xi) = \frac{\partial y_M}{\partial t} \operatorname{div}(D_{y_M} \nabla y_M) + i(\bar{r}_i, t), \quad (18)$$

де D_{y_M} - коефіцієнт переносу кількості руху мембрани в ЕРС; \bar{r}_i - вектор напрямку дії сили струму в ПЕЕ.

На рис. 7 показана форма механічних коливань, які створені мембраною УЗП без врахування гальмуючої ЕРС.



Вільні коливання УЗП, який працює в ГС, можуть бути описані таким рівнянням

$$\frac{m}{c_1} \frac{d^2 y_M(t)}{dt^2} + \frac{k_1}{c_1} \frac{dy_M(t)}{dt} + y_M(t) = 0, \quad (19)$$

де m - маса мембрани з ПЕЕ; k_1 - коефіцієнт демпферування; c_1 - жорсткість мембрани; $y(t)$ - поточне значення прогину мембрани; t - час руху мембрани.

Позначивши $\tau_{1M} = k_1 / c_1$, $\tau_{2M} = \sqrt{m/c_1}$, де τ_{1M}, τ_{2M} - сталі часу коливального процесу мембрани, отримуємо

$$\tau_{2M}^2 \frac{d^2 y_M(t)}{dt^2} + \tau_{1M} \frac{dy_M(t)}{dt} + y_M(t) = 0. \quad (20)$$

Ступінь загасання вільних коливань мембрани
 $\alpha_M = -\tau_{1M} / 2\tau_{2M}^2$, (21)

а частота її власних коливань

$$\omega_M = \sqrt{1/\tau_{2M}^2 - (\tau_{1M}/2\tau_{2M}^2)^2}. \quad (22)$$

Як вказувалося раніше, механічні коливання мембрани викликають у ПЕЕ ЕРС $e(t)$. У першому наближенні електрофізична модель ПЕЕ може бути подана паралельним з'єднанням ємності C_E , індуктивності L_E й активного опору R_E (див. рис. 8).

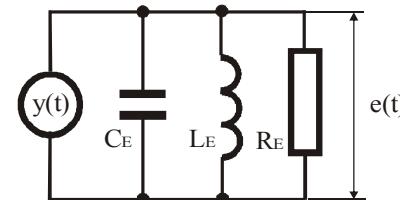


Рис. 8. Електрофізична модель п'єзоелектричного елемента

Згідно з теорією електричних колів в електричному колі з ємністю, індуктивністю та активним опором виникає струм (див. рис. 9), який

описується наступним рівнянням

$$C_E L_E \frac{d^2 i(t)}{dt^2} + R_E C_E \frac{di(t)}{dt} + i = K_E y(t). \quad (23)$$

Позначивши $\tau_{1E} = R_E C_E$, а $\tau_{2E} = \sqrt{C_E L_E}$, де τ_{1E}, τ_{2E} - сталі часу електромагнітних коливань (ЕМК) ПЕЕ, маємо

$$\tau_{2E}^2 \frac{d^2 i(t)}{dt^2} + \tau_{1E} \frac{di(t)}{dt} + i = K_E y(t). \quad (24)$$

По аналогії з мембраною маємо:

- ступінь загасання електромагнітних коливань

$$\alpha_E = \tau_{1E} / 2\tau_{2E}^2; \quad (25)$$

- частота власних електромагнітних коливань

$$\omega_E = \sqrt{1/\tau_{2E}^2 - (\tau_{1E}/2\tau_{2E}^2)^2}. \quad (26)$$

Враховуючи, що частота ЕМК співпадає з частотою власних механічних коливань мембрани, тобто $\omega_M = \omega_E$, то загасання ЕМК залежатиме від електричних параметрів ПЕЕ. За рахунок втрати електромагнітної енергії ступінь загасання ЕМК α_E буде більшою від загасання механічних коливань α_M . З рівності рівнянь (22) і (26) отримуємо вираз для ступені загасання ЕМК у такій формі

$$\alpha_E = \sqrt{\alpha_M^2 + \frac{\tau_{2E}^2 - \tau_{2M}^2}{\tau_{2M}^2 \tau_{2E}^2}} = \sqrt{\alpha_M^2 + \Delta\alpha^2}, \quad (27)$$

де $\Delta\alpha_E = (1/\tau_{2M}) \sqrt{1 - (\tau_{2M}/\tau_{2E})^2}$.

Враховуючи, що $\tau_{2M} = \sqrt{m/c_1}$ і $\tau_{2E} = \sqrt{C_E L_E}$, для приросту загасання ЕМК маємо

$$\Delta\alpha_E = \frac{c_1}{m} \sqrt{1 - \left(\frac{m}{c_1 C_E L_E}\right)^2}. \quad (28)$$

Рис. 9. Форма сигналу для сили струму

З рівняння (2.38) видно, що $\Delta\alpha_E = 0$ коли $m = c_1 C_E L_E$. Зі збільшенням ємності C_E ПЕЕ збільшується ступінь загасання ЕМК.

Аналогічно впливає й збільшення індуктивності. Так як електромагнітна сила направлена назустріч механічному зусиллю, то результатуюча форма УЗК, які випромінюються в газове середовище матиме вигляд, показаний на рис. 10. Якщо припустити, що УЗС, який має форму показану на рис. 10, зменшує в ГС тільки свою амплітуду за законом Ламберта-Бера. При відбитті від ПРС енергія цього сигналу не втрачається, то сприймаючий УЗП

УЗС перетворюється в електричний сигнал, форма якого додатково змінюється за рахунок дії електричних параметрів ПЕЕ.

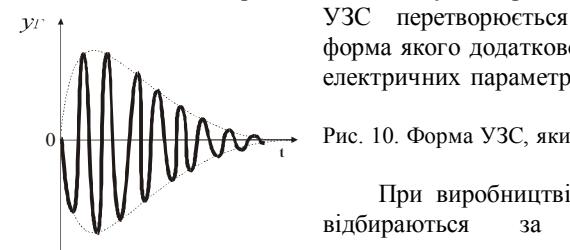
Рис. 10. Форма УЗС, який випромінюється в ГС

При виробництві ультразвукових ЗКР ПЕЕ відбираються за такими електричними параметрами як активний електричний опір R та ємність C з метою отримання максимального вихідного електричного сигналу і мінімуму шумів. Підставивши рівняння (25) у (27), після відповідних перетворень отримуємо

$$RC = 2\tau_{2E} \sqrt{\left(\frac{\tau_{2E}}{\tau_{2M}}\right)^2 (\alpha_M^2 \tau_{2M}^2 + 1)} - 1. \quad (29)$$

Якщо з деяким припущенням прийняти, що $\tau_{2E} \approx \tau_{2M}$, то отримуємо наступне рівняння

$$RC = 2\alpha_M \tau_{2E} \tau_{2M} = k_1 \sqrt{\frac{LC}{mc_1}}. \quad (30)$$



З рівняння (30) можна визначити, яким повинен бути активний опір п'зоелемента:

$$R = k_1 \sqrt{\frac{X_L X_C}{mc_1}}, \quad (31)$$

де $X_L = \omega L$ - індуктивний опір елемента; ω - частота УЗК; $X_C = 1/\omega C$ - ємнісний опір елемента.

Якщо відомий активний опір п'зоелемента, то його ємність повинна дорівнювати

$$C = \frac{X_L}{\omega R^2} \left(\frac{k_1^2}{mc_1} \right). \quad (32)$$

Таким чином, виходячи з моделей реологічних перетворень, установлено, що існує відповідний зв'язок між електричними та механічними параметрами п'зоелемента. З метою забезпечення максимальної ефективності роботи ПЕЕ активний його опір та ємність повинні відповідати рівнянням (31) і (32).

УЗС, який пройшов подвійну відстань у ГС, викликає механічні коливання мембрани УЗП. Графіки незворотних реологічних перетворень для сьомого реологічного переходу показані на рис. 11. Структурно-реологічна модель спаду УЗС y_T у механічні коливання z являє собою ступінчасту функцію, яка може бути описана таким рівнянням (див. рис. 11, б)

$$y_T(t) = \begin{cases} 0 & t \leq t_{71}; \quad t_{71} < t_{72} \\ 0 & t \geq t_{72}; \quad t_{71} < t_{70} < t_{72} \end{cases}.$$

Структурно-фізична модель вимушених коливань мембрани УЗП теж є ступінчстою функцією, яку можна описати наступним рівнянням (див. рис. 11, в)

$$z(t) = \begin{cases} 0 & t \geq t_{72} \\ 0 & t < t_{71} \end{cases}.$$

Тривалість фазового переходу залежатиме від механічних властивостей УЗП та електричних параметрів ПЕЕ. Похідна ступінчості функції приводить до символічної рівності

$$\delta_7(t) = \frac{d}{dt} f_7(t), \quad (33)$$

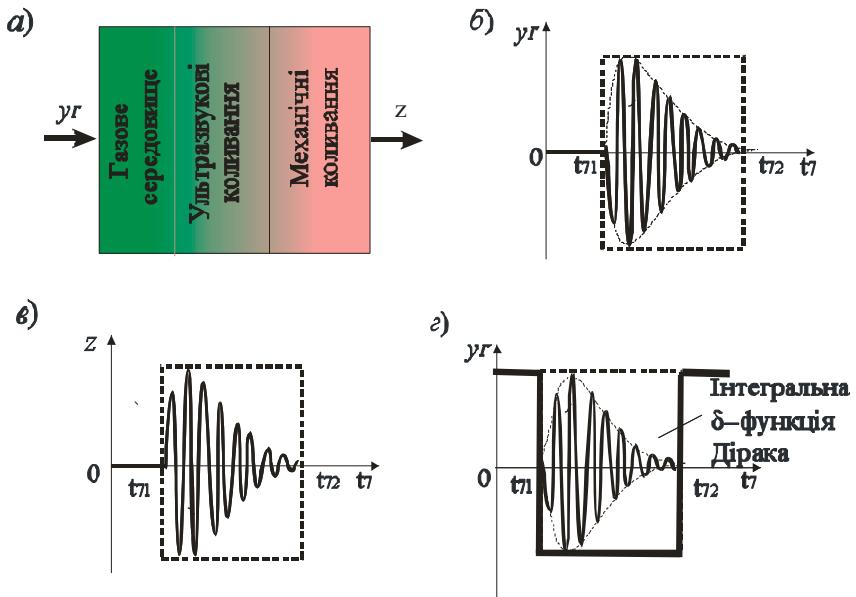


Рис. 11. Фізична модель (а) і графіки незворотних реологічних перетворень сьомого реологічного переходу: б) – графік незворотного реологічного перетворення УЗС у механічні коливання; в) – графік незворотного реологічного переміщення мембрани; г) – графік інтегральної імпульсної δ -функції Дірака для сьомого реологічного переходу.

Якщо функція $f_7(t)$ описує процес переносу руху мембрани зі спадковістю, то функція Дірака є асиметричною й описується рівнянням

$$\int_{t_{71}+0_1}^{t_{72}} f_7(\xi) \delta(\xi - t_{70}) d\xi = \begin{cases} 0 & t_{70} < t_{71}, \quad t_{70} \geq t_{72} \\ f_7(t_{70} + 0) & t_{71} < t_{70} < t_{72} \end{cases}, \quad (34)$$

де ξ - деяка змінна; $\delta(\xi - t_{70})$ - ядро лінійного інтегрального перетворення; t_{70} - середнє значення часу фазового переходу.

Такий фазовий реологічний перехід описується рівнянням у вигляді

$$f_7(\xi) = \frac{\partial y_\Gamma}{\partial t} = \operatorname{div}(D_{y_\Gamma} \nabla y_\Gamma) + z(\bar{r}_z, t). \quad (35)$$

де D_{y_Γ} - коефіцієнт переносу відбитої від ПРС ультразвукової енергії до мембрани ПЕП; \bar{r}_z - вектор напрямку руху мембрани. Фазовий реологічний

перехід вимушених механічних коливань УЗП в електричний сигнал, який сприймається ЕВС, описується наступним рівнянням

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \operatorname{div}(D_z \nabla z) + e_C(\bar{r}_{e_C}, t), \quad (36)$$

де D_z - коефіцієнт переносу кількості руху мембрани в ЕВС; \bar{r}_{e_C} - вектор напрямку дії ЕВС.

Форма сигналу ЕВС, яка є функцією рівня, приведена на рис. 12. Аналіз фазових реологічних перетворень УЗП показує, що на вимірювальний контроль рівня РС чинять вплив не тільки фізико-хімічні параметри ГС, але й механічні та електричні параметри ПЕП, який одночасно є випромінювачем УЗС та їх приймачем після відбиття від ПРС.

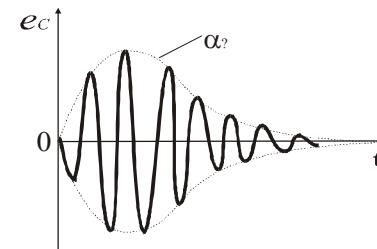


Рис. 12. Форма електричного сигналу, який сприймається ЕВС

Як видно з фізичних моделей, реологічні перетворення описуються нелінійними диференціальними рівняннями, що свідчить про наявність нелінійних складових похибок вимірювального контролю. Як показують теоретичні та експериментальні дослідження УЗП, форма електричного сигналу, який поступає в ЕВС відрізняється від форми УЗС, яка випромінюється в ГС.

Висновок. У результаті досліджень ультразвукових перетворювачів, які використовуються для вимірювального контролю рівня рідинних середовищ установлено, що перетворення електричного збурюючого імпульсу в електричний сигнал вимірювальної інформації здійснюється послідовними реологічними перетвореннями, які описуються інтегральними імпульсними δ -функціями Дірака. Наявність таких перетворень підтверджується експериментальними дослідженнями вхідних та вихідних ультразвукових сигналів. Причому між електричними та механічними параметрами п'єзоелектричного елемента існує відповідний функціональний зв'язок.

Список літератури: 1. Бабиков О.И. Контроль уровня с помощью ультразвука. – Л.: Энергия, 1971. – 98 с. 2. Дж. Фрайден. Современные датчики. Справочник / Перевод с английского Ю.А. Заболотной под ред. Е.Л. Свинцова. – Москва: Техносфера, 2006. – 592 с. 3. Шарапов В.М., Мусиенко М.П., Шарапова Е.В. Пьезоэлектрические датчики / Под ред. В.М. Шарапова. – Москва: Техносфера, 2006. – 632 с. 4. Стенцель Й.І. Математичне моделювання хімічних процесів на основі теорії реологічних переходів. Вісник СНУ ім. Володимира Даля. №5(11). Ч.2, - 2007. – с.91-97.

Поступила в редакцію 25.04.11

Й.І. СТЕНЦЕЛЬ, докт. техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля,
Сєвєродонецьк

В.В. ЄВСЮКОВ, аспірант, СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк
О.І. ШАПОВАЛОВ, аспірант, СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ЗАСОБУ КОНТРОЛЮ РІВНЯ РІДИННИХ СЕРЕДОВИЩ ЗА РЕПЕРНИМ КАНАЛОМ

У роботі наведено результати теоретичних досліджень ультразвукового засобу контролю рівня, який для зменшення похибок вимірювального контролю мають реперний пристрій. Показано, реперний канал має похибки, які впливають на наявність адитивних та мультиплікативних складових похибок робочого каналу.

The results of theoretical researches of ultrasound level control device that has the reference for decreasing errors of measuring control are given in the work. It is shown that the reference channel has the errors that occur at availability of additive and multiplicative component errors of working channel.

Вступ. Проблема підвищення точності вимірювального контролю завжди є актуальну, у тому числі й для ультразвукових засобів контролю рівня (ЗКР) рідинних середовищ. У багатьох ультразвукових ЗКР для зменшення впливу внутрішніх і зовнішніх факторів на точність вимірювального контролю використовують різні допоміжні пристрої у т.ч. й реперні [1, 2]. Реперний пристрій, як правило, має вигляд пластини або кільця, які встановлюються на деякій відстані J_p від ультразвукового перетворювача (УЗП). Частина енергії випроміненого УЗП ультразвукового сигналу (УЗС) відбувається від РП (наземо реперним сигналом) і повертається до того ж УРП, який у даному випадку служить як приймач УЗС, а друга її частина направляється до поверхні рідинного середовища (ПРС) (наземо робочим сигналом), відбувається від неї і сприймається тим же приймачем. Робочий сигнал завжди сприймається з деяким запізненням, яке залежить від відстані ПРС від УЗП. Після кожного сприйняття реперного та робочого сигналу їх різниця приводиться до нуля, тобто адитивна складова робочого сигналу зменшується до мінімального рівня [3]. При цьому рахувалося, що реперний сигнал є сталим і формував поправку для систематичної похиби робочого каналу.

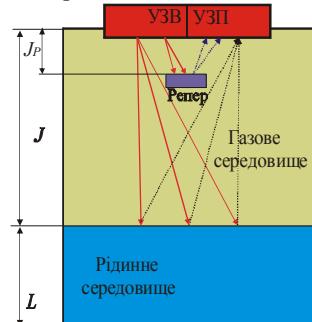


Рис. 1. Принцип вимірювального контролю рівня
рідини з репером

Постановка задачі. Задача дослідження полягає в тому, щоби визначити фактори, які впливають на реперний сигнал, і як змінюється адитивна складова робочого сигналу при зміні реперного сигналу. Поправка, яка формується реперним каналом, фактично є математичною моделлю реперного сигналу. Вхідним сигналом для реперного каналу є електричний збуджуючий імпульс, який в УЗП перетворюється в ультразвукові коливання (УЗК), які випромінюються в газове середовище, відбуваються від репера, повертаються знову в це середовище, сприймаються мембрanoю випромінювача і перетворюються в електрорушійну силу (ЕРС) e_p , яка далі обробляється і перетворюється електричною вимірювальною схемою.

Основна частина. Електричний збуджуючий імпульс (ЕЗІ), який формується блоком живлення ультразвукового ЗКР, прикладений до УЗП. Так як останній має активний опір, ємність та індуктивність, то під дією ЕЗІ в ньому виникає сила струму, котра викликає електромагнітне поле (ЕМП) напруженістю H_Π , яка описується наступним рівнянням [4]

$$\frac{\partial U_1}{\partial \theta} = -\operatorname{div}(D_U \nabla H_\Pi(\bar{r}_{H_\Pi}, \theta)) + \gamma(\bar{r}_{H_\Pi}, t), \quad (1)$$

де U_1 - амплітуда ЕЗІ; $H_\Pi(\bar{r}_{H_\Pi}, \theta)$ - зміна напруженості ЕМП за час перенесення електромагнітної енергії θ ; \bar{r}_{H_Π} - вектор напрямку дії ЕМП; D_U - ефективний коефіцієнт перенесення електричної енергії ЕЗІ в напрямку \bar{r}_{H_Π} , m^2/c ; $\gamma(\bar{r}_{H_\Pi}, t)$ - стік електромагнітної енергії.

Приймемо, що перенесення енергії електричного поля та напруженості електромагнітного поля проходить одночасно. Тому враховуватимемо, що $\theta \approx t$. Стоком $\gamma(\bar{r}_{H_\Pi}, t)$ цього реологічного перетворення є напруженість ЕМП $H_\Pi(\bar{r}_{H_\Pi}, t)$. Враховуючи, що УЗП має активний опір та ємність, то стік ЕМП проходить за аперіодичним законом:

$$\gamma(\bar{r}_{H_\Pi}, t) = \tau_{H_\Pi} \frac{dH_\Pi(\bar{r}_{H_\Pi}, t)}{dt} + H_\Pi(\bar{r}_{H_\Pi}, t) = k_U U_1, \quad (2)$$

де $\tau_{H_\Pi} = RC$ - стала часу п'єзоелемента; k_U - коефіцієнт передачі

Згідно з фізичною моделлю цього реологічного перетворення, а також з методом нульового градієнта (метод проф. Стенцеля Й.І.) рівняння (1) з врахуванням (2) та одностороннього напрямку перенесення електричної енергії ЕЗІ приймає форму системи двох рівнянь:

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} + D_U \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} = 0; \quad (3)$$

$$\tau_{H_\Pi} \frac{dH_\Pi(x, t)}{dt} + H_\Pi(x, t) = k_U U_1(x, t). \quad (4)$$

де x - напрямок дії напруженості електричного поля ЕЗІ.

Рішенням рівняння (3) буде

$$U_I(x, t) = U_{10} \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_U t}}\right), \quad (5)$$

де U_{10} - максимальне значення ЕЗІ.

Розкладши $\operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_U t}}\right)$ у ряд і виключивши члени високих порядків, при товщині ПЕЕ $x = x_0$, приймаючи, що час тривалості ЕЗІ $t = t_1$, маємо

$$U_I(x, t_1) = U_{10} \left(x(t)/2\sqrt{D_U t_1} \right). \quad (6)$$

Позначивши $k_{U0} = U_{10}/2\sqrt{D_U t_1}$, отримуємо

$$U_I(x, t_1) = k_{U0} x(t). \quad (7)$$

Підставивши (7) у друге рівняння системи (4), маємо

$$\tau_{H\Pi} \frac{dH_\Pi(x, t)}{dt} + H_\Pi(x, t) = k_{U0} U_I(x, t). \quad (8)$$

Рішенням рівняння (8) при умовах: $x = 0$ при $t = 0$ і $x = x_0$ при $t = \infty$ буде наступним

$$H_\Pi(x, t) = k_{U0} U_I \left[1 - \exp\left(-t/\tau_{H\Pi}\right) \right]. \quad (9)$$

Внаслідок такого реологічного переходу в ПЕЕ має місце електромагнітне перетворення, яке можна описати таким рівнянням

$$\frac{\partial H_\Pi(\bar{r}, t)}{\partial t} + \operatorname{div}(H_\Pi(\bar{r}, t), \bar{v}) = \operatorname{div}\left(k^2 \nabla H_\Pi(\bar{r}, t)\right) + \gamma(\bar{r}, t), \quad (10)$$

де $H_\Pi(\bar{r}, t)$ - напруженість ЕМП; \bar{r} - вектор напрямку дії ЕМП; t - час дії ЕМП; $v_i(\bar{r}, t)$ - швидкість зміни ЕМП; $k^2 = j\omega_e \mu_a \sigma$ - комплексний коефіцієнт, який залежить від електромагнітних властивостей п'єзоелемента; ω_e - кутова частота коливань ЕМП; μ_a - абсолютна магнітна сприйнятливість, яка характеризує індуктивні властивості ПЕЕ; σ - питома електрична провідність ПЕЕ; $\gamma(\bar{r}, t)$ - інтенсивність стоку енергії ЕМП за одиницю часу t .

Нехай швидкість руху мембрани УЗП в ЕМП незначна у порівнянні зі швидкістю зміни самого поля, тобто можна припустити, що $\bar{v}(\bar{r}, t) \rightarrow 0$. Тоді рівняння перенесення напруженості ЕМП приймає наступну форму

$$\frac{\partial H_\Pi(\bar{r}, t)}{\partial t} = \operatorname{div}\left(k^2 \nabla^2 H_\Pi(\bar{r}, t)\right) + \gamma(\bar{r}, t). \quad (11)$$

Якщо параметр k^2 мало залежить від процесу перенесення, а перенесення ЕМП проходить в одному напрямку x , то рівняння (11) спрощується й приймає форму:

$$\frac{\partial H_\Pi(x, t)}{\partial t} = k^2 \frac{\partial^2 H_\Pi(x, \theta)}{\partial x^2} + \gamma(x, t), \quad (12)$$

Стоком цього реологічного перетворення є переміщення мембрани УЗП під дією зусилля ЕМП, яке створюється ЕЗІ. Приймаючи до уваги, що переміщення мембрани проходить в одному напрямку, то позначивши $\gamma(x, t) = f(x(t))$, для вільної складової маємо

$$\gamma(x, t) = \tau_M \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = k_{H\Pi} H(x, t), \quad (13)$$

де τ_M - стала часу переміщення мембрани.

Підставивши (13) у рівняння (12), отримуємо

$$\frac{dH_\Pi(x, t)}{dt} + k^2 \frac{d^2 H_\Pi(x, t)}{dx^2} = \tau_M \frac{dx(t)}{dt} + x(t). \quad (14)$$

Згідно з фізичною моделлю реологічного перетворення на граници розділу інтегральної імпульсної дельта-функції Дірака похідна $\frac{dH_\Pi(x, t)}{dt} = 0$ і $\frac{dx(t)}{dt} = 0$. Тоді нелінійне диференціальне рівняння (14) розділяється на наступну систему двох рівнянь:

$$\frac{\partial H_\Pi(x, t)}{\partial t} + k^2 \frac{\partial^2 H_\Pi(x, t)}{\partial x^2} = 0; \quad (15)$$

$$\tau_x \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = k_x H_\Pi(x, t). \quad (16)$$

Рішення рівняння (15) при умові: $t = 0$ $H_\Pi(x, 0) = H_{\Pi0}$ і $x = \infty$ $H_\Pi(\infty, t) = 0$ має вигляд

$$H_\Pi(x, t) = H_{\Pi0} \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{k^2 t}}\right). \quad (17)$$

де $H_{\Pi0}$ - напруженість електричного поля, яка прикладена до ПЕЕ.

Розкладши $\operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{k^2 t}}\right)$ в ряд і обмеживши тільки першим його членом, при $x = x_0$ і тривалості дії імпульсу $t = t_{H0}$ маємо

$$H_\Pi(x, t) = H_{\Pi0} x(t) / 2\sqrt{k^2 t_{H0}}. \quad (18)$$

Позначивши $k_{H0} = H_{\Pi0} / 2\sqrt{k^2 t_{H0}}$, маємо

$$H_\Pi(x, t) = k_{H0} x(t). \quad (19)$$

Підставивши (19) у (16), маємо

$$\tau_x \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = k_{H0} H_\Pi(x, t). \quad (20)$$

Рішенням рівняння (20) при умовах: при $t = 0$ $x = 0$ і $t = \infty$ $x = x_0$ буде наступним

$$x(t) = k_{H_0} H_\Pi(x, t) \exp(-t/\tau_x), \quad (21)$$

де $\tau_x = \sqrt{mk_1/c_2^2}$ - стала часу мембрани УЗП.

Після припинення дії ЕЗІ, а відповідно дії напруженості ЕМП вільне падіння мембрани призведе до її коливального процесу. Процес є загасаючим з частотою, яка відповідає ультразвуковій. Рух мембрани здійснюється в газовому середовищі, яке чинить відповідну протидію цьому руху за рахунок тиску газу на мемрану. Реологічне перетворення такого процесу описується рівнянням

$$\frac{\partial x(y_M, t)}{\partial t} = \operatorname{div}(D_{y_M} \nabla^2 x(y_M, t)) + \gamma(y_M, t), \quad (22)$$

де y_M - напрямок коливального руху мембрани УЗП; D_{y_M} - ефективний коефіцієнт переносу кількості руху мембрани.

Якщо коефіцієнт перенесення імпульсу руху мембрани D_{y_M} мало залежить від напрямку перенесення, а переміщення мембрани здійснюється в одному напрямку, то рівняння (22) приводиться до наступного

$$\frac{\partial x(y_M, t)}{\partial t} = -D_{y_M} \frac{d^2 x(y_M, t)}{dy^2} + \gamma(y_M, t). \quad (23)$$

Стоком реологічного перетворення є загасання УЗК мембрани, тобто

$$\gamma(y_M, t) = f(x(t)) = \tau_{22}^2 \frac{d^2 y_M}{dt^2} + \tau_{21} \frac{dy_M}{dt} + y_M, \quad (24)$$

де $\tau_{21} = k_1/c_1$; $\tau_{22}^2 = m/c_1$ - сталі часу; k_{y_M} - коефіцієнт передачі.

Підставивши (24) у рівняння (23), отримуємо

$$\frac{\partial x(y_M, t)}{\partial t} + D_{y_M} \frac{d^2 x(y_M, t)}{dy^2} = k_{y_M} \left[\tau_{22}^2 \frac{d^2 y_M}{dt^2} + \tau_{12} \frac{dy_M}{dt} + y_M(t) \right]. \quad (25)$$

Згідно з фізичною моделлю реологічного перетворення на границі розділу інтегральної імпульсної дельта-функції Дірака похідна $\frac{dx(y_M, t)}{dt} = 0$

і $\frac{dy_M(t)}{dt} = 0$. Тоді рівняння (25) розділяється на наступну систему рівнянь:

$$\frac{\partial x(y_M, t)}{\partial t} + D_{y_M} \frac{\partial^2 x(y_M, t)}{\partial y^2} = 0; \quad (26)$$

$$\tau_{22}^2 \frac{d^2 y_M}{dt^2} + \tau_{12} \frac{dy_M}{dt} + y_M(t) = k_{y_M} x(y_M, t). \quad (27)$$

При граничних умовах: $t = 0$ $x = x_0$ і $t = \infty$ $\frac{dx(y_M, \infty)}{dt} = 0$ рішенням

рівняння (26) буде

$$x(t) = k_{y_M} x_0 \operatorname{erf}\left(\frac{y_M(t)}{2\sqrt{D_{y_M} t}}\right). \quad (28)$$

Розкладши функцію $\operatorname{erf}\left(\frac{y_M(t)}{2\sqrt{D_{y_M} t}}\right)$ у ряд, у першому наближенні при нульових початкових умовах маємо

$$x(y_M, t_x) = k_{y_M} x_0 \left(\frac{y_M(t)}{2\sqrt{D_{y_M} t_x}} \right). \quad (29)$$

де y_{M0} - максимальне відхилення мембрани за час t_{x0} .

Позначивши $k_{x0} = k_{y_M} x_0 / 2\sqrt{D_{y_M} t_{x0}}$, маємо

$$x(y_M, t) = k_{x0} y_M(t). \quad (30)$$

Підставивши (30) у рівняння (27), отримуємо

$$\tau_{22}^2 \frac{d^2 y_M}{dt^2} + \tau_{12} \frac{dy_M}{dt} + y_M(t) = k_{x0} x(t). \quad (31)$$

При граничних умовах: $t = 0$ $y_M(0) = 0$, $t = \infty$ $y_M(\infty) = 0$ рішенням рівняння (31) буде:

$$y_M(t) = k_{x0} x(t) \{1 - \exp(-\alpha_1 t) [\cos(\omega_0 t)]\}, \quad (32)$$

де $\alpha_1 = \tau_{21} \sqrt{2\tau_{22}^2}$ - ступінь загасання УЗК; ω_0 - власна частота коливань УЗС.

Вище вказувалося, що УЗС від УЗВ направляється в газове середовище, в якому терпить відповідне перетворення за рахунок тертя, а також фізико-хімічних параметрів газу. Для заданих конструктивних параметрів УЗВ змінним параметром є коефіцієнт тертя β , який залежить від параметрів газу. Коефіцієнт тертя дорівнює $\beta = \eta l$, де η - динамічна в'язкість газу, в якому розташований УЗВ; l - умовний лінійний розмір.

Динамічна в'язкість газового середовища визначається наступним рівнянням [2]:

$$\eta = 26,69 \sqrt{MT_C} / r^2, \quad (33)$$

де M - молярна маса газового середовища; T_C - температура; r - радіус мембрани.

З врахуванням рівняння (33) вираз для коефіцієнта тертя прийме вигляд:

$$\beta = 26,69 l \sqrt{MT_C} / r^2, \quad (34)$$

або, враховуючи, що $l = 2\pi r$ - периметр мембрани УЗП, а r - його радіус, одержуємо

$$\beta = 53,38 \sqrt{MT_C} / r. \quad (35)$$

З врахуванням коефіцієнта тертя сталі часу в рівнянні (31) $\tau_{22} = m/\beta$, а $\tau_{12} = \beta x_0/mg$, де $g = 9,81 \text{ м/с}^2$.

Власна частота УЗК

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{\tau_{22}^2} - \left(\frac{\tau_{12}}{2\tau_{22}^2}\right)^2} = \frac{\beta}{m} \sqrt{1 - \frac{x_0^2 \beta^4}{4g^2 m^4}} \approx \frac{\beta}{m}. \quad (36)$$

Виходячи зі сказаного, ступінь загасання УЗК дорівнюватиме

$$\alpha_{y_M} = -\frac{\tau_{12}}{2\tau_{22}^2} = \frac{\beta x_0 \beta^2}{mg 2m^2} = \omega_0^3 x_0 / g. \quad (37)$$

З врахуванням рівнянь (36) і (37) отримуємо

$$y_M(t) = k_{x_0} x(t) \left[1 - \exp(-\beta^3 x_0 t / m^3 g) \cos(\beta t / m) \right]. \quad (38)$$

Механічний рух мембрани УЗВ призводить до появи в п'єзоелементі ЕРС, дія якої направлена протилежно до дії механічного руху мембрани. Реологічне перетворення вільних механічних коливань y_M в ЕРС $e(\bar{r}, t)$ можна описати наступним рівнянням

$$\frac{\partial y_M}{\partial t} = \operatorname{div}(D_{y_M} \nabla y_M) + e_T(\bar{r}, t). \quad (39)$$

Стоком цього реологічного перетворення є ЕРС $e_T(\bar{r}, t)$. Якщо створювана ЕРС викликає в п'єзоелементі струм, а останній напруженість ЕМП, ($y_M(\bar{r}, t) \equiv e(\bar{r}, t) \equiv H_E(\bar{r}, t)$), то рівняння (39) можна записати таким чином:

$$\frac{\partial H_E(y_T, t)}{\partial t} = k^2 \nabla^2 H_E(y_T, t) + \gamma(y_T, t), \quad (40)$$

де $H_E(y_T, t)$ - напруженість ЕМП, яке створюється ЕРС.

Стоком цього реологічного перетворення є гальмуюча дія руху мембрани УЗП. Для створюваної ЕРС можна записати таке рівняння

$$\frac{\partial H_E(y_T, t)}{\partial t} + k^2 \frac{d^2 H_E(y_T, t)}{dy_E^2} = k_E \left[\tau_{2E}^2 \frac{d^2 y_T(t)}{dt^2} + \tau_{1E} \frac{dy_T(t)}{dt} + y_T(t) \right], \quad (41)$$

де $y_T(t)$ - напрямок руху гальмуючих коливань.

Після відповідного розв'язку рівняння (41), враховуючи, що частота вимушених коливань ЕРС співпадає з частотою власних коливань мембрани, маємо

$$y_E(t) = -k_{E0} y_M(t) \left[1 - \exp(-\alpha_E t) \cos(\omega_0 t) \right], \quad (42)$$

де $\alpha_E = \omega_0^3 / k^4$.

УЗС, який випромінюються в газове середовище, дорівнює $y_\Gamma(t) = y_M(t) - y_E(t)$. Позначимо $Y_M(t) = k_{x_0} x(t)$, $Y_E(t) = k_{E0} y_M(t)$,

$$K_Y = Y_E(t)/Y_M(t), \text{ а } \Delta\alpha = \alpha_E - \alpha_M = \frac{\omega_0^3}{k^4} \left(1 - \frac{k^4}{g} x_0 \right) \approx \frac{\omega_0^3}{k^4}.$$

Тоді

$$y_\Gamma(t) = k_{\Gamma 0} y_M(t) \begin{cases} 1 - \frac{k_{\Gamma 0} y_M(t)}{1 - K_Y} \exp\left(-\left(\omega_0^3 t\right) \frac{x_0}{g}\right) \cos(\omega_0 t)^* \\ * \left[1 + K_Y \exp\left(-\left(\omega_0^3 t\right) \frac{1}{k^4}\right) \right] \end{cases}. \quad (43)$$

Якщо прийняти, що $\exp[-(\omega_0^3 t)/k^4] \approx 1$, то рівняння (43) спрощується і приймає вигляд

$$y_\Gamma(t) = k_{\Gamma 0} y_M(t) \left\{ 1 - k_{\Gamma 0} y_M(t) \left(\frac{1 + K_Y}{1 - K_Y} \right) \exp\left(-\left(\omega_0^3 t\right) \frac{x_0}{g}\right) \cos(\omega_0 t) \right\}. \quad (44)$$

Випромінений УЗС проходить подвійну відстань у газовому середовищі, за рахунок чого його інтенсивність зменшується за законом Ламберта-Бера. Ультразвуковий сигнал, який приходить до УЗП, дорівнюватиме

$$y_C(t) = k_{\Gamma 0} y_M(t) \begin{cases} 1 - k_{\Gamma 0} y_M(t) \left(\frac{1 + K_Y}{1 - K_Y} \right)^* \\ * \exp\left(-\left[\left(\omega_0^3 t\right) \frac{x_0}{g} + 2\varepsilon J_p\right]\right) \cos(\omega_0 t) \end{cases}, \quad (45)$$

де ε - коефіцієнт поглинання УЗС газовим середовищем; J_p - відстань від УЗП до репера.

УЗС, який досяг УЗП, перетворюється в механічні коливання мембрани. Реологічне перетворення УЗС у вимушенні механічні коливання мембрани можна описати наступним рівнянням:

$$\frac{\partial y_C(z, t)}{\partial t} = -\operatorname{div}(D_C \nabla y_C(z, t)) + z(\bar{r}, t). \quad (46)$$

де D_C - ефективний коефіцієнт перенесення механічної енергії у напрямку z за час t .

Стоком цього реологічного перетворення є вимушенні механічні коливання мембрани $z(\bar{r}, t)$. Так як напрямок дії сигналу $y_C(t)$ такий самий як і сигналу $z(\bar{r}, t)$, то рівняння (46) набуде наступного вигляду:

$$\frac{dy_C(z, t)}{dt} + D_C \frac{d^2 y_C(z, t)}{dz^2} = z(y_C, t). \quad (47)$$

Вимушенні механічні коливання мембрани описуються таким рівнянням

$$m \frac{d^2 z(t)}{dt^2} + k_1 \frac{dz(t)}{dt} + c_1 z(t) = k_C y_C(z, t). \quad (48)$$

Підставивши (48) у рівняння (47), маємо

$$\frac{dy_C(z, t)}{dt} + D_C \frac{d^2 y_C(z, t)}{dz^2} = k_C \left(\tau_{2C}^2 \frac{d^2 z(t)}{dt^2} + \tau_{1C} \frac{dz(t)}{dt} + z(t) \right), \quad (49)$$

де $\tau_{1C} = k_1 / c_1$, $\tau_{2C} = \sqrt{m / c_1}$ - сталі часу.

Згідно з фізичною моделлю реологічного перетворення на границі розділу інтегральної імпульсної дельта-функції Дірака похідна $\frac{dy_C(z, t)}{dt} = 0$ і $\frac{dz(t)}{dt} = 0$. Тоді рівняння (49) розділяється на наступну систему рівнянь:

$$\frac{\partial y_C(z, t)}{\partial t} + D_C \frac{d^2 y_C(z, t)}{dz^2} = 0; \quad (50)$$

$$\tau_{2C}^2 \frac{d^2 z(t)}{dt^2} + \tau_{1C} \frac{dz(t)}{dt} + z(t) = k_C y_C(z, t). \quad (51)$$

При граничних умовах: $t = 0$ $x = x_0$ і $t = \infty$ $\frac{dy_C(z, \infty)}{dt} = 0$ рішенням рівняння (50) буде

$$y_C(z, t) = k_C y_{C0} \operatorname{erf}\left(z / 2\sqrt{D_C t}\right). \quad (52)$$

Розкладавши функцію $\operatorname{erf}(z / 2\sqrt{D_C t})$ у ряд, при початкових умовах наблизено маємо

$$y_C(z, t) = k_C y_{C0} \left(z(t) / 2\sqrt{D_C t_{C0}} \right), \quad (53)$$

де z_0 - максимальне відхилення мембрани при дії на неї сприймаючого УЗС.

Позначивши $k_{C0} = k_C (y_C(t) / 2\sqrt{D_C t_{C0}})$, маємо

$$y_C(z, t) = k_{C0} z(t). \quad (54)$$

Підставивши (54) у рівняння (53), отримуємо

$$\tau_{2C}^2 \frac{d^2 z(t)}{dt^2} + \tau_{1C} \frac{dz(t)}{dt} + z(t) = k_{C0} y_{C0}. \quad (55)$$

При граничних умовах: $t = 0$ $z(0) = 0$, $t = \infty$ $z(\infty) = 0$ маємо

$$z(t) = k_{C0} y_{C0} (t) [1 - \exp(-\alpha_C t)] \cos(\omega_0 t), \quad (56)$$

де $\alpha_C = -\tau_{1C} / 2\tau_{2C}^2$ - ступінь загасання коливань.

Реологічне перетворення вимушених механічних коливань мембрани викликає ЕРС $e_\Pi(t)$. Таке перетворення описується наступним рівнянням

$$\frac{\partial z}{\partial t} = -\operatorname{div}(D_\Pi \nabla z) + e_\Pi(z, t), \quad (57)$$

де D_Π - ефективний коефіцієнт переносу механічної енергії УЗП.

Так як ЕРС $e_\Pi(z, t)$ змінюється за коливальним законом з частотою механічних коливань, то для неї можна записати наступне рівняння

$$L_E C_E \frac{d^2 e_\Pi(z, t)}{dt^2} + R_E C_E \frac{de_\Pi(z, t)}{dt} + e_\Pi(z, t) = R_E k_C z(t), \quad (58)$$

де R_E , L_E , C_E - еквівалентні: активний опір, індуктивність і емність УЗП.

З врахуванням (58) рівняння (57) набуває вигляду

$$\frac{\partial z(e_\Pi, t)}{\partial t} + \operatorname{div}(D_\Pi \nabla z(e_\Pi, t)) = k_E \left(\tau_{2E} \frac{d^2 e_\Pi(z, t)}{dt^2} + \tau_{1E} \frac{de_\Pi(z, t)}{dt} + e_\Pi(z, t) \right). \quad (59)$$

Відповідно до фізичної моделі реологічного перетворення на граници розділу інтегральної імпульсної дельта-функції Дірака похідна $\frac{de_\Pi(z, t)}{dt} = 0$ і $\frac{dz(e_\Pi, t)}{dt} = 0$. Тоді рівняння (59) розділяється на наступну систему рівнянь:

$$\frac{\partial z(e_\Pi, t)}{\partial t} + D_E \frac{d^2 z(e_\Pi, t)}{de_\Pi^2} = 0; \quad (60)$$

$$\tau_{2E} \frac{d^2 e_\Pi(z, t)}{dt^2} + \tau_{1E} \frac{de_\Pi(z, t)}{dt} + e_\Pi(z, t) = k_E z(e_\Pi t). \quad (61)$$

При граничних умовах: $t = 0$ $z = z_0$ і $t = \infty$ $\frac{de_\Pi(z, \infty)}{dt} = 0$ рішенням рівняння (60) буде

$$e_{\Pi}(z, t) = k_E e_{\Pi 0} \operatorname{erf}\left(z / 2\sqrt{D_E t}\right). \quad (62)$$

де D_E - ефективний коефіцієнт перенесення електромагнітної енергії в напрямку z за час t .

Розкладши функцію $\operatorname{erf}\left(z / 2\sqrt{D_E t}\right)$ у ряд, наближено маємо

$$e_{\Pi}(z, t_0) = k_E e_{\Pi 0} z(t_0) / 2\sqrt{D_E t_0}, \quad (63)$$

де $e_{\Pi 0}$ - максимальне відхилення ЕРС.

Позначимо $k_{E 0} = k_E e_{\Pi 0} / 2\sqrt{D_E t_0}$, де t_0 - тривалість дії руху мембрани.

Підставивши (62) у рівняння (61), маємо

$$\tau_{2E}^2 \frac{d^2 e_{\Pi}(t)}{dt^2} + \tau_{1E} \frac{de_{\Pi}(t)}{dt} + e_{\Pi}(t) = k_{E 0} z(t) / 2\sqrt{D_E t_0}. \quad (64)$$

При граничних умовах: $t = 0 \quad e_{\Pi}(0) = 0, \quad t = \infty \quad e_{\Pi}(\infty) = 0$ маємо

$$e_{\Pi}(t) = k_{E 0} z(t) [1 - \exp(-\alpha_E t)] \cos(\omega_0 t), \quad (65)$$

де $\alpha_E = -\tau_{1E} / 2\tau_{2E}^2$ - ступінь загасання електромагнітних коливань.

Рівняння (65) з врахуванням (9), (21), (32), (38), (42), (44), (45) і (56), а також приймаючи до уваги, що $\alpha_C \approx \alpha_E = \alpha_1$, $\tau_x \approx \tau_{H\Pi}$, а $k_{\Gamma 0} \left(\frac{1+K_Y}{1-K_Y} \right) \approx 1$ отримуємо математичну модель ультразвукового ЗКР за реперним каналом у такій формі:

$$\begin{aligned} e_P(t) = & K_P U_1 [1 - \exp(-\alpha_1 t)] \cos(\omega_0 t)^2 * [\exp(-t/\tau_x)]^2 * \\ & * \left\{ 1 - \exp\left(-\left[\left(\omega_0^3 t\right) \frac{x_0}{g} + 2\varepsilon J_P\right]\right) \cos(\omega_0 t) \right\} * \\ & * [1 - \exp(-\beta^3 x_0 t / m^3 g)] \cos(\beta t / m) \end{aligned} \quad (66)$$

де $K_P = k_{E 0} k_{C 0} k_{\Gamma 0} k_{x 0} k_{H 0} k_{U 0}$ - загальний коефіцієнт передачі.

Реперний сигнал, який описується рівнянням (66), детектується і у формі випрямленого сигналу і сприймається електричною вимірювальною схемою. Враховуючи, що коефіцієнт тертя $\beta = 53,38\pi\sqrt{MT_c} / r$, частота власних коливань мембрани $\omega_0 = 53,38\pi \frac{T_c}{rm} \sqrt{\frac{z\gamma_c}{P}}$, ступінь загасання УЗК з врахуванням частоти власних коливань

$\alpha_1 = -\omega_0^3 x_0 / g = \left[(53,38\pi)^3 \frac{T_c^3}{r^3 m^3} \frac{z\gamma_c}{P} \sqrt{\frac{z\gamma_c}{P}} \right] x_0 / g$, максимальне відхилення мембрани $x_0 = k_1 U_0 \exp(-t_1 / R_1 C_1)$ математична модель для реперного сигналу приймає вигляд

$$\begin{aligned} e_P = & K_P U_0 \exp(-t_1 / R_1 C_1) \left\{ 1 - \exp\left(* \left[(53,38\pi)^3 \frac{T_c^3}{gr^3 m^3} \frac{z\gamma_c}{P} \sqrt{\frac{z\gamma_c}{P}} \right] t\right)\right\}^2 * \\ & * [\exp(-t/\tau_x)]^2 \left\{ 1 - \exp\left(-\left[\left(53,38\pi \frac{T_c}{rm} \sqrt{\frac{z\gamma_c}{P}}\right)^3 t\right]^*\right.\right. \\ & \left.\left. * \frac{k_1 U_0 \exp(-t_1 / R_1 C_1)}{g} + 2\varepsilon J_P\right]\right\} * \\ & * \left\{ 1 - \exp\left(-\left[53,38\pi \frac{\sqrt{MT_c}}{r}\right]^3 k_1 U_0 \exp(-t_1 / R_1 C_1) t / m^3 g\right)\right\}. \end{aligned}$$

Висновок. У результаті теоретичних досліджень встановлено, що реперний сигнал залежить не тільки від амплітуди електричного збуджуючого сигналу, але й від електричних параметрів ПЕЕ як активний опір, ємність та індуктивність; механічних параметрів мембрани УЗП як жорсткість, пружність, маса тощо; лінійного відхилення мембрани, яка залежить від її матеріалу, діаметра, товщини та інших, а також від параметрів газового середовища як ступінь поглинання, тертя газового середовища, яке залежить від тиску та температури газового середовища, густини й складу.

Список літератури: 1. Стенцель Й.І., Томсон А.В., Рябіченко А.В. Математичні моделі ультразвукових рівнемірів рідин. МНТЖ „Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. –Хмельницький, 2006. №2 (28). – с.55-58. 2. Бабиков О.И. Контроль уровня с помощью ультразвука. – Л.: Энергия, 1971. – 98 с. 3. Жданкин В.К. Ультразвуковые датчики для систем управления: [статьи] // Современные технологии автоматизации. – М.: СТА-ПРЕСС, 2003. - №1. – С. 68 – 79; №4. – С. 48 – 62. 4. Рябіченко А.В., Стенцель Й.І. Математичні моделі ультразвукового рівнеміра рідини з компенсатором вихідних сигналів //Вісник національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Прилади та методи неруйнівного контролю. – Харків: НТУ «ХПІ» - № 48. – 2008. – с. 61-65.

Поступила в редколегію 25.04.11

Й.І. СТЕНЦЕЛЬ, докт. техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля,
Сєвєродонецьк

О.В. ПОРКУЯН, докт. техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк
О.І. ПРОКАЗА, аспірант, СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

ДОСЛІДЖЕННЯ ВИМІРЮВАЛЬНОГО КОНТРОЛЮ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ПРИ РЕОЛОГІЧНИХ ПЕРЕТВОРЕННЯХ ХІМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ

У роботі наведено результати теоретичних досліджень вимірювального контролю технологічних параметрів, обумовлених реологічними перетвореннями, які мають місце в хімічних процесах. Показано, що реологічні перетворення можуть викликати додаткові явища, які впливають на роботу системи контролю та управління технологічним процесом.

The results of theoretical researches of measuring control of technological parameters determined rheological conversions that occur at chemical processes are given in the work. It is shown that the rheological conversion can lead to additional phenomena that affect to work of systems control of technological process.

Вступ. Технологічні процеси в хімічній технології супроводжуються реологічними перетвореннями, в основі яких є перенесення кількості маси, енергії та руху [2, 3]. Як показано в [1, 4] наявність того чи іншого реологічного переходу призводить до зміни сталих часу переходних процесів, а відповідно до появи як динамічних так і статичних похибок вимірювального контролю. Особливо це стосується процесів оптимального управління технологічним процесом, при якому від точності вимірювального контролю залежить значення критерія оптимальності (положення екстремальної точки на оптимізаційній кривій) [5]. Тому визначення точності вимірювального контролю при управлінні хіміко-технологічним процесом є важливою науковою задачею.

Постановка задачі. Процеси перенесення кількості маси при хімічних перетвореннях описуються інтегральною імпульсною δ -функцією Дірака з ядром у вигляді диференціального рівняння перенесення маси зі стоком перетвореної кількості маси [1]. Перетворення кількості маси може виконуватися за рахунок хімічної реакції, абсорбції, десорбції, процесів упарювання або розділення речовин. При цьому на вході технологічного апарату поступає матеріальний потік з концентрацією Q , який в цьому апараті терпить відповідне перетворення і зменшується в ідеальному випадку до нуля як показано на рис. 1, a). У результаті реологічного перетворення в апараті створюється новий матеріальний потік концентрацією Q_p , який є стоком технологічного процесу (див. рис. 1, б)). У першому наближенні можна прийняти, що вхідна та вихідна координати

(концентрація Q притоку і Q_p стоку технологічного процесу) є стаціонарними або квазістаціонарними. Ці координати підлягають вимірювальному контролю тільки для того, щоб забезпечити їх стабільне положення. Основними технологічними параметрами є такі, котрі забезпечують процес реологічного перетворення концентрації (див. рис. 1, в)). До таких параметрів, як правило, відноситься витрата продукту притоку та стоку, температура, тиск, іноді рівень, котрі забезпечують оптимальний режим роботи технологічного апарату.

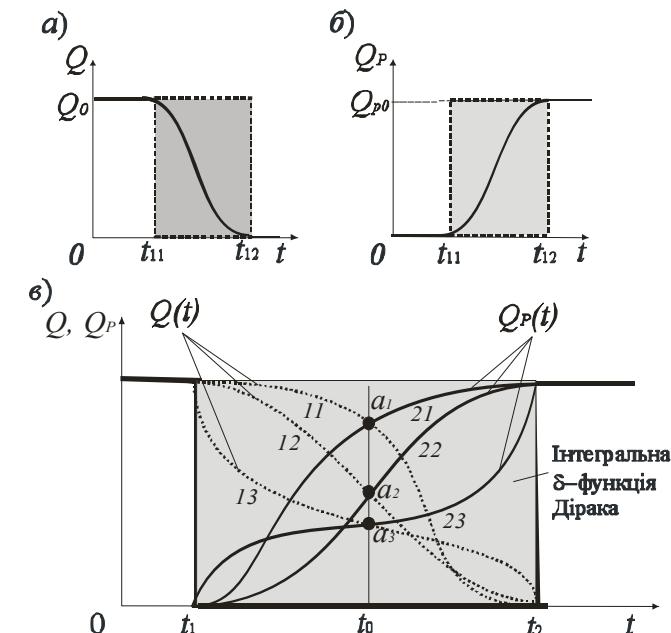


Рис. 1. Графіки незворотних реологічних перетворень в хімічному технологічному процесі: а) графік незворотного реологічного перетворення концентрації реагуючого розчину в реакторі; б) графік незворотного реологічного перетворення концентрації в реакційному розчині; в) графік інтегральної імпульсної δ -функції Дірака

З рисунка видно, що концентрація Q реагуючого розчину може по різному змінюватися в результаті реакції (криві 11, 12 і 13). Те ж саме може мати місце й для цільової концентрації в реакційній масі хімічного апарату. Точки перетину кривих 11 і 21, 12 і 22, 13 і 23, відповідно a_1, a_2, a_3 , знаходяться на одній лінії, що говорить про симетричність хімічного процесу. Так як характер кривих і положення точок a_1, a_2, a_3 залежить від контролюючих технологічних параметрів, то задача полягає в тому, щоби

вивчити і визначити вплив зміни кожного параметра на критерій оптимальності цього хімічного процесу.

Основна частина. Для незворотного хімічного перетворення ядром інтегральної δ -функції Дірака є наступне рівняння [1]

$$\frac{\partial Q_1}{\partial \theta} + \operatorname{div}(Q_1 v) - \operatorname{div}(D_p \nabla Q_p) = \gamma_C(t), \quad (1)$$

де $Q_1(\theta)$ - функція зміни концентрації цільового компонента за час масоперенесення θ ; v - швидкість перенесення компонентів у реакційні маси; D_p - ефективний коефіцієнт дифузії реакційних компонентів; ∇ - лінійний оператор; $\gamma_C(t)$ - функція стоку.

Припустимо, що швидкість v є незначною, коефіцієнт дифузії D_p мало залежить від процесу масоперенесення реагуючих речовин, а процес хімічного перетворення проходить за всіма напрямками лінійно. Тоді рівняння (1) приймає наступну форму

$$\frac{\partial Q_1}{\partial \theta} + v \nabla Q_1 - D_p \nabla^2 Q_1 = \gamma_C(t). \quad (2)$$

Хімічне перетворення (хімічна реакція) є основним технологічним процесом хімічних технологій. Процес перетворення реагуючої речовини з концентрацією Q_1 у деяку нову речовину з концентрацією Q_p може бути описаний наступним рівнянням [6]

$$V \frac{dQ_p}{dt} + \left[F_K + VK_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \right] Q_p = F_1 Q_1 + VK_0 Q_{\max} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (3)$$

де V - об'єм реакційної маси; F_K - об'ємна витрата стоку; K_0 - стала швидкості реакції; E - енергія активації; R - універсальна газова стала; T - температура реакції; F_1 - масова витрата вхідного потоку; Q_{\max} - максимально можлива концентрація нового продукту.

Нехай $Q_1 = k_p Q_p$, де k_p - коефіцієнт перетворення. Позначивши $B_1 = VK_0 \exp(-E/RT)$, з (3) маємо

$$\gamma_C(t) = \tau_2 \frac{dQ_p}{dt} + Q_p - k_1 Q_{\max}, \quad (4)$$

де $\tau_2 = \frac{V}{F_K - F_1 + B_1}$ - стала часу стоку; $k_1 = \frac{B_1}{F_K - F_1 + B_1}$ - коефіцієнт передачі.

Враховуючи, що процес хімічного перетворення проходить в напрямку x , а також рівняння (4) маємо

$$\frac{\partial Q_1}{\partial \theta} + v \frac{\partial Q_1}{\partial x} - D_p \frac{\partial^2 Q_1}{\partial x^2} = \tau \frac{dQ_p}{dt} + Q_p - k_1 Q_{\max}. \quad (5)$$

Згідно з методом нульового градієнта нелінієне диференціальне рівняння, яке є ядром інтегральної імпульсної δ -функції Дірака, може бути записано у формі системи двох лінійних диференціальних рівнянь [4]:

$$\frac{\partial Q_1(x, \theta)}{\partial \theta} + v \frac{\partial Q_1}{\partial x} = D_p \frac{\partial^2 Q_1(x, \theta)}{\partial x^2}; \quad (6)$$

$$\tau_2 \frac{dQ_p}{dt} + Q_p = k_1 Q_{\max}. \quad (7)$$

Так як процес хімічного перетворення проходить в апараті заданих розмірів, а реагуючі речовини ідеально перемішуються, то часткові похідні можна замінити приrostами, тобто записати, що $\frac{\partial Q_1}{\partial \theta} = S_p \frac{\partial Q_1}{\partial V} \approx S_p \frac{Q_1}{V}$, де $x = V/S_p = \text{const}$, S_p - поперечний перетин апарату. У такому випадку прискорення зміни концентрації $\frac{\partial^2 Q_1(x, \theta)}{\partial x^2} = 0$. Тоді рівняння (6) приймає наступну форму

$$\frac{\partial Q_1(\theta)}{\partial \theta} + \frac{vS_p}{V} Q_1(\theta) = 0 \text{ або } \tau_1 \frac{\partial Q_1(\theta)}{\partial \theta} + Q_1(\theta) = 0, \quad (8)$$

де $\tau_1 = V/vS_p$.

При таких умовах процес переносу концентрації цільового компонента за рахунок масоперенесення речовин описується диференціальним рівнянням першого порядку. Рішенням рівняння (8) при граничних умовах: $\theta = 0$ $Q_1(0) = Q_{10}$, $\theta = \infty$ $Q_1(\infty) = 0$, де Q_{10} - концентрація цільового компонента згідно з регламентом, має вигляд

$$Q_1(\theta) = Q_{10} \exp(-\theta/\tau_1). \quad (9)$$

Рішенням рівняння (7) буде

$$Q_p(t) = Q_{p\max} [1 - \exp(-t/\tau_2)]. \quad (10)$$

Якщо прийняти, що хімічне перетворення та процес масоперенесення реагуючих речовин проходять паралельно, то можна припустити, що $\theta \approx t$, а

$Q_{p\max} = kQ_1(\theta)$, і концентрація цільового компонента в реакційній масі буде розподілятися за таким законом

$$Q_p(t) = Q_{10} \exp(-t/\tau_1) [1 - \exp(-t/\tau_2)]. \quad (11)$$

Фактично, крива $Q_p(t) = f(t)$ являє собою оптимізаційну криву. Знайдемо екстремум цієї функції. На рис. 2 показані оптимізаційні криві для різних значень сталої часу τ_1 .

Продиференціюємо рівняння (11) за змінною t . У результаті отримуємо оптимальне значення часу хімічного перетворення

$$t_{opt} = \tau_2 \ln(\tau_2 / (\tau_1 + \tau_2)). \quad (12)$$

Для одностадійного процесу стоку максимальний вихід готового продукту матиме місце тоді, коли сталі часу $\tau_1 \approx \tau_2$. Тоді оптимальний час хімічного перетворення $t_{opt} = 0,693\tau_2$. Підставивши рівняння для сталої часу τ_2 , отримуємо

$$t_{opt} = 0,693 \frac{S_p L}{\Delta F + S_p L K_0 \exp(-E/RT)}, \quad (13)$$

де $\Delta F = F_k - F_1$.

З рівняння (13) випливає, що для забезпечення оптимального часу t_{opt} необхідно вести вимірювальний контроль за наступними технологічними параметрами: рівнем L реакційної маси в реакторі, витратою F_k стоку реакційної маси, витратою вхідного матеріального потоку F_1 і температурою T реакції. Якщо різниця витрат $\Delta F = F_k - F_1 = 0$, то

$$t_{opt} = (0,693/K_0) \exp(E/RT). \quad (14)$$

З рівняння (14) випливає, що в ідеальному випадку вимірювальний контроль достатньо вести тільки за температурою T реакції. На практиці такий технологічний процес може мати місце в рідинних періодичної дії або газових реакторах. Так як контролюючі параметри як зміна витрат ΔF , рівень L і температура T є рівноваговими, то вплив їх зміни на оптимальний час реологічного перетворення показано на рис. 3, на якому зображена зміна оптимального часу при відносному відхиленні таких параметрів: 1 – різниці витрат ΔF ; 2 – рівня реакційної маси; 3 – її температури. Експериментальні дослідження, виконані на установці нейтралізації аміачної селітри Северодонецького підприємства «Азот», показали, що вплив різниці витрат між вхідними потоками (азотної кислоти та аміаку) й вихідним потоком аміачної селітри на технологічний процес нейтралізації є сильнішим від зміни температури реакції. Збільшення різниці потоків призводить до зниження ефективності роботи установки, тобто до

переміщення оптимального часу перебування вправо, що викликає значне підвищення або азотної кислоти, або аміаку (у залежності від того, який матеріальний потік збільшився). Такий самий ефект спостерігається, якщо зменшується температура реакції в нейтралізаторі.

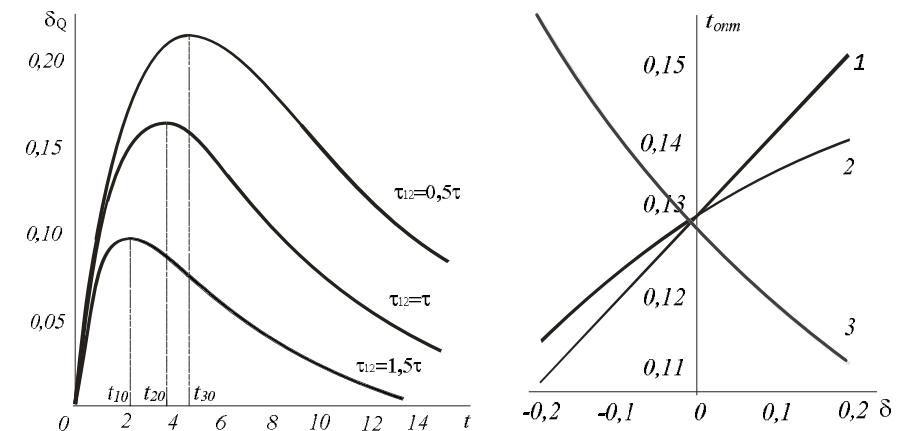


Рис. 2. Залежності оптимізаційних кривих від часу для різних співвідношень сталіх часу

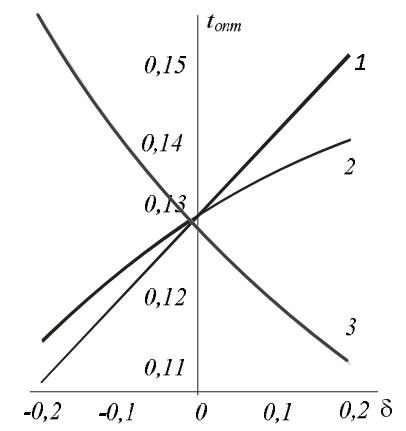


Рис. 3. Залежності оптимального часу реологічного перетворення при зміні контролюваних технологічних параметрів

Висновок. На основі теорії реологічних перетворень вперше показано, що масоперенесення реагуючих речовин суттєво впливає на реакційний процес. Між притоком і стоком матеріальних потоків існує екстремум, який залежить від сталіх часу процесу масоперенесення та хімічної реакції. Результати досліджень можуть бути використані для розробки оптимізаційного контролю та управління реакторними процесами хімічних технологій.

Список літератури: 1. Стенцель Й.І. Фотоколориметричні газоаналізатори: Монографія. – К.: НМК ВО, 1992. – 120 с. 2. Таганов И.Н. Моделирование процессов массо- и энергопереноса. – Л.: Химия, 1979. – 203 с. 3. Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. – М.: Химия, 1974. – 688 с. 4. Стенцель Й.І. Математичне моделювання хімічних процесів на основі теорії реологічних переходів. //Вісник Східноукраїнського національного університету імені Володимира Даля: Науковий журнал. – Луганськ, 2007. - №5 (111), Ч.2. – С. 91 – 96. 5. Поркуян О.В., Стенцель Й.І., Проказа О.І. Реологічні моделі технологічного контролю параметрів з внутрішніми зв'язками у виробництві аміачної селітри. Вісник національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. «Електроенергетика і преобразовательная техника». – Харків: НТУ «ХПІ» - № 12. – 2010. – с. 21 – 28. 6. Стенцель Й.І. Математичне моделювання технологічних об'єктів керування. – К.: ІСДО, 1993. – 328 с.

Поступила в редколегію 25.04.11

Й.І. СТЕНЦЕЛЬ, докт. техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля,
Северодонецьк

О.В. ПОРКУЯН, докт. техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля, Северодонецьк

О.В. КУЗНЕЦОВА, здобувач, СНУ ім. В.Даля, Северодонецьк

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОХИБОК ОПТИМАЛЬНОГО КОНТРОЛЮ ТЕХНОЛОГІЧНОГО ПРОЦЕСУ ВИПАРЮВАННЯ АМІАЧНОЇ СЕЛІТРИ МЕТОДОМ ІНТЕГРАЛЬНОГО ФУНКЦІОНАЛУ

У роботі наведено результати теоретичних досліджень похибок вимірювального контролю технологічного процесу упарювання методом інтегрального функціоналу. Показано, що різниця між номінальною функцією управління та відмінною від номінальної являє собою функціонал, який описується інтегральним рівнянням з відповідним критерієм оптимальності.

The results of theoretical researches of errors of measuring control of technological evaporation process by means of the method of integral functional are represented in this work. It is shown that the functional is the difference between the nominal control function and the function different from nominal. This functional is described by the integral equation with the appropriate criterion of optimality.

Вступ. Показником ефективності випарної установки є концентрація або густина упареного розчину. Математична модель за концентрацією упареного розчину описується наступним рівнянням [1]:

$$\delta V_K \frac{dQ}{dt} + \alpha_P S_P \sqrt{2gL} Q = \left(\alpha_P S_P \sqrt{2gL} + \frac{rF_T - F_P c_p T_P}{\rho_P (c_p T_P + c_y T)} \right) Q_P, \quad (1)$$

де δ - відносна зміна рівня у випарному апараті; V_K - об'єм рідини в кубовій частині апарату; Q - поточна концентрація упареного розчину за час t ; α_P - коефіцієнт витрати стоку упареного розчину; S_P - поперечний перетин прохідного отвору стоку; $g = 9,81 \text{ m/c}^2$ - прискорення земного тяжіння; L - рівень упареного розчину в кубовій частині апарату; r - теплота фазового переходу гріючої пари; F_T - масова витрата гріючої пари, яка витрачається на упарювання; F_P - витрата свіжого розчину, яка надходить в апарат для упарювання; c_p - питома теплоємність свіжого розчину; T_P - температура свіжого розчину; ρ_P - густина свіжого розчину; c_y - питома теплоємність упареного розчину; T - поточна температура упарювання; Q_P - концентрація цільового компоненту в свіжому розчині.

З рівняння (1) видно, що процес упарювання є багатопараметричним, а вимірювальному контролю підлягають такі основні технологічні параметри як: витрата F_P , температура T_P , концентрація Q_P цільового компонента в

свіжому розчині; витрата стоку упареного розчину $F_K = \alpha_P S_P \sqrt{2gL}$; рівень L у кубовій частині апарату; поточна температура упарювання T і тиск вторинної пари. Звідси випливає, що оптимальний режим роботи випарної установки повністю залежатиме від точності та ймовірності вимірювального контролю цих параметрів. При оптимальному управлінні процесом упарювання одні технологічні параметри впливають на критерій оптимальності сильніше, а інші – не так суттєво. Таким чином, задача полягає в тому, щоб визначити критерій оптимальності для випарної установки та вплив на нього різних технологічних параметрів.

Постановка задачі. Процес упарювання є складним процесом, який залежить від багатьох технологічних параметрів та описується нелінійним рівнянням (1). На вхід об'єкта управління поступають чотири вхідні координати: витрати свіжого розчину F_P , гріючої пари F_T , стоку F_K і вторинної пари F_{Π} . Вихідними координатами є: концентрація Q упареного розчину, температура T кипіння упареного розчину, рівень L - упареного розчину в кубовій частині випарного апарату і тиск P вторинної пари, якщо процес упарювання проходить під тиском або розрідженнем. Виходячи з теорії реологічних перетворень, можна стверджувати, що концентрація цільового компонента з деякого початкового значення Q_P за рахунок реологічного переходу збільшується до концентрації Q , яка є стоком процесу упарювання. Приймаємо, що концентрація Q_P свіжого розчину і концентрація Q витрати стоку є деякими сталими параметрами, між якими повинно зберігатися відповідне оптимальне співвідношення, яке забезпечується у випарному апараті за рахунок відповідного контролю технологічних параметрів.

Основна частина. Процеси упарювання в хімічній технології, як правило, є двох або трьох стадійними (наприклад, упарювання аміачної селітри, карбаміду, адипінової кислоти тощо). На першій стадії упарювання основним управлюючим технологічним параметром є температура T кипіння розчину. Кількість теплоти, яка необхідна для упарювання свіжого розчину з температурою T_P , $\Delta q = q_K - q_C$, де q_K - кількість теплоти, яка поступає в апарат з гріючою парою; $q_C = q_{\Pi} + q_Y$ - кількість теплоти стоку; q_{Π}, q_Y - кількість теплоти, яка виводиться з вторинною парою та упареним розчином відповідно. Ця кількість теплоти поступає у випарний апарат за рахунок гріючої пари, котра подається з витратою F_T і температурою T_T . Оптимальний процес упарювання відповідає співвідношенню $K_{opt} = Q_P / Q$. Підставимо це рівняння в (1) і в результаті для стоку концентрації отримуємо

$$\delta V_K \frac{dQ}{dt} + \left[(1 - K_{OPT}) \alpha_P S_P \sqrt{2gL} - K_{OPT} \frac{rF_T - F_P c_P T_P}{\rho_P (c_P T_P + c_Y T)} \right] Q = 0. \quad (2)$$

Позначимо

$$\tau_C = \frac{\delta V_K}{(1 - K_{OPT}) \alpha_P S_P \sqrt{2gL} - K_{OPT} \frac{rF_T - F_P c_P T_P}{\rho_P (c_P T_P + c_Y T)}}. \quad (3)$$

Тоді рівняння (2) набуває наступного вигляду

$$\tau_C \frac{dQ}{dt} + Q = 0, \quad (4)$$

де τ_C - стала часу стоку концентрації упареного розчину.

Як правило, на першій стадії упарювання рівень розчину в кубовій частині випарного апарату стабілізується з достатньо високою точністю (використовується каскадний принцип стабілізації рівня). Тому у першому наближенні можна прийняти, що $L = L_0$. Позначимо в рівнянні (3) $B_1 = \alpha_P S_P \sqrt{2gL_0}$, $B_2 = (rF_T - F_P c_P T_P)/\rho_P c_Y$ і $B_3 = c_P T_P / c_Y$. У результаті отримуємо рівняння для сталої часу в такому вигляді

$$\tau_C = \frac{\delta V_P (B_3 + T)}{(1 - K_{OPT})(B_3 + T)B_1 - K_{OPT}B_2}, \quad (5)$$

де B_1, B_2, B_3 - впливові узагальнюючі параметри, які залежать від збурюючих контролюючих параметрів технологічного процесу.

Коефіцієнт оптимальності процесу упарювання задається технологічним регламентом. Тому в рівнянні (5) позначимо: $B_{10} = (1 - K_{OPT})B_1$ і $B_{20} = K_{OPT}B_2$. У результаті рівняння (5) для нормованих впливових параметрів (B_{10}, B_{20} і B_{30}) приймає наступну форму

$$\tau_C = \frac{\delta V_P (B_{30} + T)}{(B_{30} + T)B_{10} - B_{20}}. \quad (6)$$

Залежність $\tau_C = f(T)$ при нормованих значеннях впливових параметрів приведена на рис. 1. Відхилення параметрів B_1, B_2, B_3 від їх номінальних значень приводить до відхилення залежності $\tau_C = f(T)$ від номінальної. Рівняння (6) запишемо наступним чином

$$\tau_C = \frac{\delta V_P (B_{30}(1 - \delta_{B3}) + T_0)}{(B_{30}(1 - \delta_{B3}) + T)B_{10}(1 - \delta_{B1}) - B_{20}(1 - \delta_{B2})}, \quad (7)$$

де $\delta_{B1}, \delta_{B2}, \delta_{B3}$ - відносні відхилення впливових параметрів.

На рис. 2 приведені криві відхилення залежності $\Delta\tau_C = f(\delta_B)$ від номінальної при температурі кипіння $T = 393$ К та зміні на 20 % впливаючого параметра.

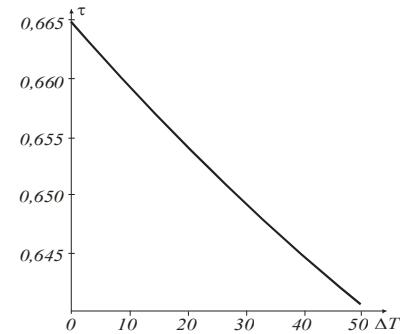


Рис. 1. Залежність сталої часу випарної установки від температури кипіння

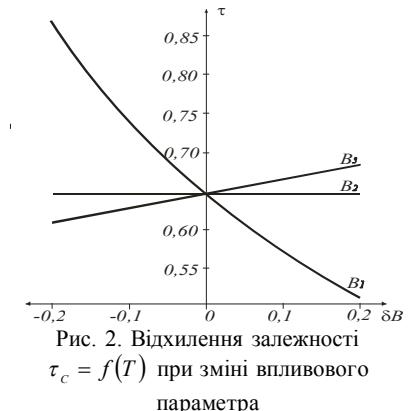


Рис. 2. Відхилення залежності $\tau_C = f(T)$ при зміні впливового параметра

Різниця між номінальною та поточною характеристиками являє собою похибку управління, яка згідно з теорією оптимального управління є нічим іншим як функціоналом деякої оптимізуючої кривої. Нехай функціональна залежність $\tau(T) = f(T, B_1, B_2, B_3)$, де $\tau(\Delta T)$ - управлюючий сигнал процесу випарювання; ΔT - допустима за регламентом зміна температури випарювання. Впливові фактори приводять до відхилення управлюючого параметра від номінального значення, а відповідно, до появи похибки вимірювального контролю. При цьому виникають дві задачі [2]: перша задача стосується визначення зв'язку між впливаючим фактором і приростом параметра δ_B , а друга - визначення положення характеристики й зв'язане з цим розподілення похибки вздовж дозволеної зміни температурного діапазону $\Delta T = T_{max} - T_{min}$, де T_{max} T_{min} - максимальна та мінімальна температури відповідно. Перша задача зводиться до варіаційної задачі з одним закріпленим та одним рухомим кінцями [3]. Приймаємо, що ці кінці є нульовою та верхньою точками температурного діапазону. Якщо прийняти, що адитивна складова похибки незначна й нею можна знехтувати, то задача зводиться до оптимізаційної задачі з одним закріпленим кінцем. Функціонал функції, яка описує характеристику (6), являє собою площину під її кривою і його можна записати в наступній формі

$$I = \int_0^{T_{\Pi}} f(\tau_C, \Delta T) dT. \quad (8)$$

де T_{Π} - вимірювальна температура, яка відповідає верхньому значенню температурного діапазону.

Нехай при номінальних значеннях впливаючих факторів верхня точка статичної характеристики належить прямій, яка з'єднує обидва кінці температурного діапазону. Тоді площа під цією кривою визначається наступним функціоналом

$$I_0 = 0,5\tau_{C0}T_{\Pi}, \quad (9)$$

де τ_{C0} - максимальне значення управлюючого сигналу.

Різниця між площами, обумовленими функціоналами I та I_0 , дас приріст ΔI , котрий повинен намагатися до нуля при їх рівності або до деякого значення ε . Тобто

$$\Delta I = \int_0^{T_{\Pi}} f(\tau_C, T) - 0,5\tau_{C0}T_{\Pi} dT = \varepsilon \rightarrow 0. \quad (10)$$

Управлюючий сигнал τ_C запишемо наступним чином: $\tau_C = \tau_{C0} \pm \delta\tau_C$, де $\delta\tau_C$ - варіація. Тоді, розкладавши підінтегральну функцію рівняння (10) в ряд Тейлора та обмежившись його лінійною частиною, з врахуванням того, що $\tau_C(T) = f(T, B_1, B_2, B_3)$, отримаємо

$$\int_0^{T_{\Pi}} \tau_C(T, B_{1-3}) dT \pm \int_0^{T_{\Pi}} \frac{\partial \tau_C(T, B_{1-3})}{\partial B_{1-3}} (\delta B_{1-3}) dT - 0,5\tau_{C0}T_{\Pi} = \varepsilon \rightarrow 0. \quad (11)$$

У рівнянні (11) невідомими параметрами є тільки варійовні параметри B_{1-3} . Після інтегрування рівняння (11) отримуємо критеріальне рівняння, дійсний корінь якого й буде тим оптимальним значенням варійового параметра, при котрому залежність $\tau_C(T) = f(T, B_1, B_2, B_3)$ максимально близька до прямої лінії. Приймаючи до уваги, що параметр B_{1-3} функціонально пов'язаний зі всіма основними технологічними параметрами випарної установки, то з отриманої рівності можна визначити їх оптимальне співвідношення. Під впливом різних факторів змінює своє положення функція $\tau_C(T) = f(T, B_1, B_2, B_3)$ (її верхній кінець переміщається вверх або вниз при сталому значенні вимірювальної величини T_{Π}). Тоді пряма лінія, яка з'єднує дві крайні точки статичної характеристики, також буде переміщатися. Функціонал для такої характеристики приймає вигляд

$$I'_0 = (0,5 \pm \delta_{\Pi})\tau_{C0}T_{\Pi}. \quad (12)$$

де δ_{Π} - відносне відхилення верхнього кінця функції $\tau_C(T) = f(T, B_1, B_2, B_3)$, яке залежить від величини впливаючого фактора.

З врахуванням (12) критеріальне рівняння (11) приймає наступну форму

$$\int_0^{T_{\Pi}} \tau(T, B_{1-3}) dT \pm \int_0^{T_{\Pi}} \frac{\partial \tau_C(T, B_{1-3})}{\partial B_{1-3}} (\delta B_{1-3}) dT - (0,5 \pm \delta_{\Pi})\tau_{C0}T_{\Pi} = 0. \quad (13)$$

Рівняння (13) містить дві змінні: варійовний параметр B_{1-3} і відносне відхилення δ_{Π} . Кожному значенню δ_{Π} відповідає така величина B_{1-3} , при котрій виконується рівність (13). Залежність $\Delta B_{1-3} = f(\delta_{\Pi})$ показує зміщення верхньої точки функції $\tau_C(T) = f(T, B_{1-3})$, а відповідно, відхилення

останньої від її нормованого положення. Відхилення δ_{Π} може бути знайдено як відношення той чи іншої складової абсолютної похибки або її повного значення до функції $f_0(T, B_{1-3})$ при $T = T_{\Pi}$. Критеріальне рівняння (13) запишемо таким чином

$$\int_0^{T_{\Pi}} \tau_C(T, B_{10}) dT \pm \int_0^{T_{\Pi}} \frac{\partial \tau_C(T, B_{10})}{\partial B_1} (\delta B_1) dT - (0,5 \pm k\delta_B)\tau_{C0}T_{\Pi} = 0. \quad (14)$$

де B_1, B_{10} - поточне та номінальне значення впливаючого параметра; k - коефіцієнт впливу параметра B_1 ; δ_B - відносна похибка контролю.

Залежність $\tau_C(T) = f(T, B_1)$ може мати мультиплікативну, нелінійну квадратичну та нелінійну кубічну складові з наступними коефіцієнтами впливу:

$$K_{\mu}^0 = K_{\mu}(B_{10}) \frac{B_{10}}{\tau_C(T_{\Pi})} = K_{\mu}(B_{10})\delta_{\mu}; \quad K_{H2}^0 = K_{H2}(B_{10}) \frac{B_{10}^2}{\tau_C(T_{\Pi})} = K_{H2}(B_{10})\delta_{H2}^2; \\ K_{H3}^0 = K_{H3}(B_{10}) \frac{B_{10}^3}{\tau_C(T_{\Pi})} = K_{H2}(B_{10})\delta_{H3}^3.$$

Для першої стадії упарювання аміачної селітри, яка працює при температурі від 380 до 430 K, інтеграли в рівнянні (14) дорівнюють:

$$\int_{380}^{430} \tau_C(T, B_1) dT = \int_{380}^{430} \frac{4,875(110+T)}{0,25(110+T)B_1 - 337,5} dT; \quad (15)$$

$$\int_{380}^{430} \frac{\partial \tau_C(T, B_1)}{\partial B_1} (\delta B_1) dT = \int_{380}^{430} -\frac{0,24375(110+T)^2 B_1}{(0,25(110+T)B_1 - 337,5)^2} (\delta B_1) dT. \quad (16)$$

Інтеграли функції для різних температур мають вигляд:

- для температури $T_4 = 430 K$:

$$S_{B14} = \int_{380}^{430} \tau_C(T, B_1) dT = 592,6546894; \quad (17)$$

$$\Delta S_{B14} = \int_{380}^{430} \frac{\partial \tau_C(T, B_1)}{\partial B_1} (\delta B_1) dT = 70,38776694; \quad (18)$$

- для температури $T_4 = 415 K$:

$$S_{B13} = \int_{380}^{415} \tau_C(T, B_1) dT = 405,1674902; \quad (19)$$

$$\Delta S_{B13} = \int_{380}^{415} \frac{\partial \tau_C(T, B_1)}{\partial B_1} (\delta B_1) dT = 46,94937563; \quad (20)$$

- для температури $T_2 = 400 K$:

$$S_{B12} = \int_{380}^{400} \tau_C(T, B_1) dT = 226,1136274; \quad (21)$$

$$\Delta S_{B12} = \int_{380}^{400} \frac{\partial \tau_C(T, B_1)}{\partial B_1} (\delta B_1) dT = 25,57203632; \quad (22)$$

- для температури $T_1 = 385 K$:

$$S_{B11} = \int_{380}^{385_1} \tau_C(T, B_1) dT = 55,2062696; \quad (23)$$

$$\Delta S_{B11} = \int_{380}^{385} \frac{\partial \tau_C(T, B_1)}{\partial B_1} (\delta B_1) dT = 6,09559053. \quad (24)$$

Залежність $S_{B1} = f(T)$ приведена на рис. 3.

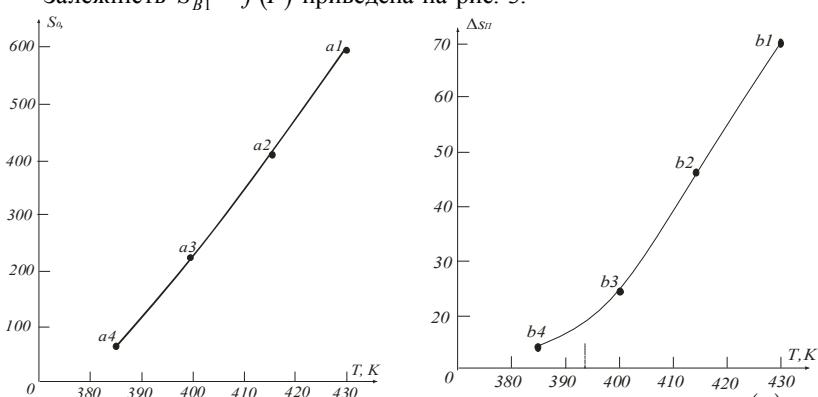


Рис. 3. Залежність $S_{B1} = f(T)$

З рисунка видно, що критеріальні точки (a_1, a_2, a_3, a_4) для пропорційних температур відповідно: $T_1 = 385 K$, $T_2 = 400 K$, $T_3 = 415 K$, $T_4 = 430 K$ розподілені практично рівномірно. Це свідчить про те, що при зміні впливаючого параметра B_1 у заданому діапазоні вимірювального контролю похибка визначення сталої часу упарювання є практично мультиплікативною; нелінійні складові є незначними, якими можна знехтувати. Залежність $\Delta S_{B1} = f(T)$ для цього впливаючого параметра (див. рис. 4) має значну нелінійність при температурі нижчій від номінальної, яка дорівнює $400 K$. Це свідчить про те, що стала часу процесу упарювання при $T < T_0 = 400 K$ починає суттєво зростати, що підтверджується експериментальними дослідженнями.

З рівняння (14) визначимо критерій оптимальності:

$$K_{OPT} = \frac{\rho_P c_y (c_p T_p + c_y T) [\tau_C F_C - \delta V]}{\tau_C F_C \rho_P c_y (c_p T_p + c_y T) + (rF_T - F_p c_p T_p)}. \quad (25)$$

З рівняння (25) видно, для забезпечення необхідного коефіцієнта оптимальності K_{OPT} потрібно вести постійний контроль за рядом технологічних параметрів: густину ρ_P і температуру T_p свіжого розчину, температуру T і витратою F_C стоку упареного розчину, а також витратою F_T гріючої пари. Якщо $rF_T \approx F_p c_p T_p$, то можна знайти критичний коефіцієнт оптимальності

$$K_{OPT} = 1 - \frac{\delta V}{\tau_C F_C}. \quad (26)$$

Найбільш оптимальним є процес упарювання, якщо кількість теплоти, яка поступає з гріючою парою, дорівнює кількості теплоти, яка надходить у випарну установку зі свіжим розчином. Таким чином, для забезпечення оптимального режиму роботи випарної установки необхідно вести контроль за кількістю теплоти гріючої пари та свіжого розчину, а також за витратою стоку упареного розчину.

Висновок. Теоретичні та експериментальні результати досліджень показують, що процес упарювання проходить за умови контролю таких технологічних параметрів як витрата стоку упареного розчину та кількість теплоти, яка поступає з гріючою парою та свіжим розчином. Так як ступінь впливу того чи іншого технологічного параметра на процес випарювання є різним, то відповідним чином висуваються вимоги до вибору діапазону вимірювального контролю та його ймовірності. Показано, що процес упарювання може бути наближенням до оптимального, якщо його вести за мінімальною різницею кількості теплоти між гріючою парою та свіжим розчином. При цьому необхідно вести також контроль за витратою стоку упареного розчину.

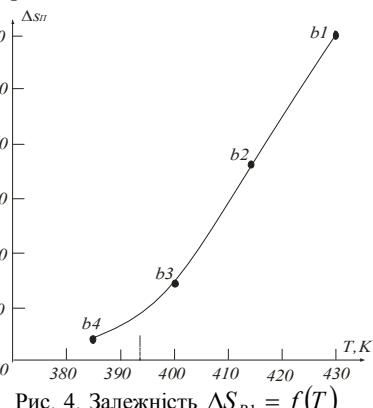


Рис. 4. Залежність $\Delta S_{B1} = f(T)$

Список літератури: 1. Стенцель Й.І. Математичне моделювання технологічних об'єктів керування. – К.: ІСДО, 1993. – 328 с. 2. Зайцев Г.Ф., Костюк В.І., Чинаев П.І. Основы автоматического управления и регулирования. – Киев, «Техніка», 1977. – 472 с. 3. Исследование погрешностей приборов методом интегрального функционала / Стенцель Й.И. – Метрология, 1984, №10, с. 12-21.

Поступила в редколегію 25.04.11

Й.І. СТЕНЦЕЛЬ, докт. техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля,
Сєвєродонецьк

О.І. ШАПОВАЛОВ, аспірант, СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

А.В. ТОМСОН, канд.техн.наук, ст. викл. СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

А.С. ЯНІШИНА, студентка, СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

ОСНОВИ ТЕОРІЇ МАГНІТОСТРИКЦІЙНОГО ЗАСОБУ КОНТРОЛЮ РІВНЯ РІДИННИХ СЕРЕДОВИЩ

У роботі наведено результати теоретичних досліджень магнітострікційного засобу контролю рівня рідинних середовищ методом реологічних перетворень. Показано, що процес перетворення ультразвукового сигналу збуджуючої катушки в електрорушійну силу струни хвилеводу описується інтегральною імпульсною дельта-функцією Дірака, що дозволяє описати цей процес аналітичними рівняннями.

The results of theoretical researches of magnetostrictive control device of liquid mediums' level by the method of rheological conversions are given in the work. It is shown that the transformation process of excitation coil's ultrasound signal in string electromotive force of waveguide that was described by Dirac integral impulse function can be described by the analytic equations.

Вступ. Одним з напрямків ультразвукового методу контролю рівня рідинних середовищ є магнітострікційний. Відомі магнітострікційні засоби контролю (МСЗК) рівня рідинних середовищ [1], які працюють за принципом вимірювання часу проходження ультразвуковим сигналом (УЗС) подвійної відстані від поверхні рідинного середовища (ПРС) до приймача УЗС та визначення рівня за часом проходження ультразвуку. Теоретичних та експериментальних досліджень магнітострікційного методу контролю у зарубіжній і вітчизняній науковій літературі надзвичайно мало і в основному вони стосуються дослідженню деяких магнітострікційних параметрів як коефіцієнт магнітомеханічного зв'язку k , динамічної магнітострікційної сталої α , відносної магнітної проникності μ , магнітострікційного насычення λ_s і деяким іншим. Магнітострікційні перетворювачі (МСП) широко використовуються на підприємствах різних галузей народного господарства для неруйнівного контролю виробів, у дефектоскопії, а також для контролю рівня рідинних середовищ [2].

Постановка задачі. Оптимальні і близькі до оптимальних фізичні та геометричні параметри МСЗК, можуть бути отримані лише в результаті побудови та дослідження математичних моделей. Це системи рівнянь, які дозволяють простежити за процесом проходження сигналів по магнітострікційному хвилеводу. При математичному описанні електромагнітних процесів МСЗК у більшості випадках використовуються фундаментальні рівняння Максвелла у векторній формі, що характеризують

поле в кожній точці простору, як наприклад: $\text{rot} \bar{H} = \gamma \bar{E} + \varepsilon \dot{\bar{D}}$, $\text{rot} \bar{E} = -\bar{B}$, $\text{div} \bar{D} = \rho$, $\text{div} \bar{B} = 0$, де \bar{B} – магнітна індукція $\text{вб}/\text{м}^2$; \bar{H} – напруженість магнітного поля $\text{А}/\text{м}$; \bar{E} – напруженість електричного поля; \bar{D} – електрична індукція $\text{Кл}/\text{м}$; ρ – об'ємна щільність електричного заряду $\text{Кл}/\text{м}^3$; σ – питома електропровідність матеріалу $\text{Сім}/\text{м}$; ε – діелектрична проникливість середовища та деякі інші. Так як пружна хвilia феромагнітного матеріалу супроводжується електромагнітним полем (ефект Віллари), то ці рівняння повинні виконуватися й при проходженні магнітострікційного імпульсу по струні хвилеводу. Перше рівняння Максвелла є узагальненням емпіричного закону Біо – Савара про збудження магнітного поля електричним струмом. При проходженні ультразвукової хвилі по струні хвилеводу, в ньому відбувається реологічні перетворення як: стискування, натягування, зміна форми та розмірів кожного елементарного об'єму матеріалу хвилеводу.

Математичні моделі МСП, які приводяться в науковій літературі, є недосконалими, так як вони не придатні до практичного використання. Як правило, рішення системи рівнянь Максвелла даються у загальному вигляді, що не дозволяє виконати розрахунки статичних характеристик і дослідження похибок вимірювального контролю. Враховуючи все більш широке використання МСЗК у промисловості, важливою задачею є розробка математичних моделей МСП, за допомогою яких можна оцінити статичні характеристики й точність вимірювального контролю рівня рідинних середовищ.

Основна частина. Магнітострікційні методи контролю засновані на взаємодії зовнішнього електромагнітного поля (ЕМП) з ЕМП струму, який наводиться в магнітострікційному матеріалі хвилеводу. Щільність струму залежить від геометричних та електромагнітних параметрів хвилеводу, а також від взаємного розташування хвилеводу і постійного магніту, який плаває на поверхні рідинного середовища [3]. Для наближеної оцінки глибини δ проникнення електромагнітного поля в хвилевод можна використати наступну узагальнену формулу:

$$\delta = \sqrt{2/\omega \mu_a \sigma}, \quad (1)$$

де ω - кругова частота струму; μ_a - абсолютна магнітна проникність, $\text{Гн}/\text{м}$; σ - питома електрична провідність матеріалу хвилеводу, $\text{Сім}/\text{м}$. З [4] відомо, що абсолютна магнітна проникність $\mu_a = dB/dH$, де dB - зміна магнітної індукції; dH - зміна напруженості магнітного поля. Електрорушійна сила (ЕРС) у струні хвилеводу, яка обумовлена змінною магнітною індукцією

$$e = -w_n S \frac{dB}{dH} \cdot \frac{\partial H}{\partial t} = -w_n S \mu_a \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (2)$$

де w_n - кількість витків катушки збудження ультразвукових коливань (УЗК); S - поперечний перетин хвилеводу; $\partial H / \partial t$ - зміна напруженості H збуджуючого поля в часі t .

З рівняння Фур'є для напруженості магнітного поля випливає, що зміна напруженості

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{rot \vec{J}_{CT} - \nabla^2 \vec{H}}{\mu_a \sigma}, \quad (3)$$

де \vec{J}_{CT} - вектор щільності струму в струні хвилеводу; \vec{H} - вектор напруженості магнітного поля; ∇^2 - Лапласіан, який характеризує розподіл напруженості магнітного поля в хвилеводі за осями x, y, z .

Якщо прийняти, що щільність струму в хвилеводі незначна і нею можна знехтувати, то рівняння (2) приймає вигляд

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_a \sigma} \cdot \nabla^2 \vec{H}. \quad (4)$$

Для хвилеводу основним лінійним параметром є його еквівалентний поточний радіус r . У цьому разі рівняння (4) приймає наступну форму

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_a \sigma} \frac{\partial^2 H}{\partial r^2}. \quad (5)$$

Приймемо, що при $r = r_c$, де r_c - еквівалентний радіус струни хвилеводу, напруженість H_{0K} , яка створюється збуджуючою катушкою, дорівнює напруженості на поверхні струни хвилеводу, тобто $H(r_c, t) = H_0$. Тоді рівняння (5) має розв'язок у наступній формі

$$H(r, t) = H_{0K} \operatorname{erf} \left[0,5r(\mu_a \sigma / t)^{1/2} \right]. \quad (6)$$

Якщо прийняти, що час t дорівнює періоду T коливань синусоїdalного струму УЗК, то $t = T = 2\pi f = 2\pi / \omega$. Тоді рівняння (5) приймає вигляд

$$H(r, t) = H_{0K} \operatorname{erf} \left[0,5r(\omega \mu_a \sigma / 2\pi)^{1/2} \right]. \quad (7)$$

Підставивши рівняння (1) в (7), одержуємо

$$H(r, t) = H_{0K} \operatorname{erf} \left[0,5r \left(\frac{1}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{\delta} \right] = H_0 \operatorname{erf} \left(0,282 \frac{r}{\delta} \right). \quad (8)$$

Диференціюючи рівняння (8), знайдемо другу похідну по напруженості магнітного поля. У результаті маємо

$$\frac{\partial^2 H(r, \delta)}{\partial r^2} = 0,08H_{0K} \frac{r^2}{\delta^2} \operatorname{erf} \left(0,282 \frac{r}{\delta} \right). \quad (9)$$

Підставивши рівняння (6) в (4), одержуємо

$$e = \frac{w_n S}{\sigma} \frac{\partial^2 H}{\partial r^2}, \quad (10)$$

а з врахуванням (10) маємо

$$e = 0,08H_{0K} \frac{r^2}{\delta^2} \frac{w_n S}{\sigma} \operatorname{erf} \left(0,282 \frac{r}{\delta} \right). \quad (11)$$

Підставимо рівняння (1) в (11) і приймемо, що $r = r_0$. У результаті маємо

$$e = 0,04H_{0K} R^2 \omega \mu_a w_n S \operatorname{erf} \left(0,2r_0 \sqrt{\omega \mu_a \sigma} \right). \quad (12)$$

З рівняння (12) видно, що ЕРС e , яка обумовлена змінною магнітною індукцією, пропорційна початковій напруженості магнітного поля H_0 , яку створює збуджуюча катушка. Відомо, що індуктивність циліндричної катушки $L = \mu_a w_n^2 S / l$, де μ_a - магнітна стала катушки, w_n - кількість вітків збуджуючої катушки; S - поперечний перетин катушки; l - довжина. Тоді рівняння (12) перетворимо маким чином

$$e = 0,04H_{0K} (\pi R^2 l) \frac{\omega}{\pi w_n} \left(\frac{\mu_a w_n^2 S}{l} \right) \operatorname{erf} \left(0,2r_0 \sqrt{\omega \mu_a \sigma} \right). \quad (13)$$

Якщо прийняти, що $V_\partial = \pi r_0^2 l$ є об'ємом частини струни хвилеводу, яка знаходиться в магнітному полі катушки, то рівняння (13) можна записати в наступній формі

$$e = 0,04H_{0K} V_\partial L \frac{\omega}{\pi w_n} \operatorname{erf} \left(0,2r_0 \sqrt{\omega \mu_a \sigma} \right). \quad (14)$$

Таким чином, ЕРС, яка обумовлена змінною магнітною індукцією в катушці з хвилеводом, прямопропорційна їх індуктивності L , об'єму V_∂ , а також суттєво залежить від частоти ω змінного струму і значно менше залежить від питомої електричної провідності σ .

В [5] вказується, що величина δ відповідає загасанню напруженості магнітного поля за експоненціальним законом. Формула (1) дає завищені значення глибини проникнення, які тим більші до реального, чим більший узагальнюючий параметр $\beta = r_0 \sqrt{\omega \mu_a \sigma}$. Ураховуючи зазначене, рівняння (14) приймає такий вигляд

$$e = 0,04H_{0K} V_\partial L \frac{\omega}{\pi w_n} \operatorname{erf} (0,2\beta). \quad (15)$$

Якщо напруженість \vec{H} ЕМП змінюється в часі за синусоїdalним законом з круговою частотою ω , то приходимо до рівняння Гельмгольца

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = -rot \vec{J}_{CT}, \quad (16)$$

де $k^2 = j\omega\mu_a\sigma$ - є комплексним узагальнюючим параметром, який характеризує електромагнітні властивості струни хвилеводу.

З врахуванням (16) рівняння (14) набуває такої форми

$$e = 0,04H_{0K}V_dL \frac{\omega}{\pi w_n} \operatorname{erf}(0,2r_0k\sqrt{-j}). \quad (17)$$

З рівняння (16) видно, що узагальнюючий параметр k^2 є зворотним до деякого геометричного параметра. Таким чином, рівняння (14), (15) і (17) показують, як може змінюватися ЕРС в струні хвилеводу, якщо змінюються його електромагнітні параметри.

У МСП протікають електромагнітні процеси, які супроводжуються перетвореннями напруженості магнітного поля. Нехай у деякій розглядуваній області ЕМП збуджуючою котушкою існує неоднорідне фізичне тіло (струна хвилеводу). Неоднорідність розподілення потенціалу передносу $\varphi(\bar{r}, \theta)$ електромагнітної енергії приводить до відхилення від стану рівноваги магнітного поля і є причиною виникнення потоків перенесення. У цій області має місце рух електромагнітної енергії, який характеризується полем швидкостей $v(\bar{r}, \theta)$, де \bar{r} - вектор направленості руху; θ - час перенесення енергії. Джерела або стоки потенціалу перенесення γ характеризуються об'ємною напруженістю ЕМП $H(\bar{r}, \theta)$. Перенесення потенціала φ через поверхню розглядуваного об'єму (частини струни хвилеводу, яка знаходитьться в магнітному полі збуджуючої котушки) складається з перенесення за рахунок руху та потоку електромагнітної енергії, який позначимо через q . Таким чином, вираз для сумарного електромагнітного потоку Q можна подати у вигляді

$$\bar{Q} = \bar{\varphi} \cdot \bar{v} + \bar{q}. \quad (18)$$

В інтегральній формі умова зберігання електромагнітного потенціалу для даного об'єму V струни хвилеводу має наступну форму

$$\int_V \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} dV = \oint_S Q d\bar{f} + \int_V \gamma dV, \quad (19)$$

де S - поверхня; $d\bar{f} = \bar{n} d\zeta$ - елемент поверхні; \bar{n} - одиничний вектор елемента $d\zeta$.

Для довільного об'єму струни хвилеводу рівняння (19) буде наступним

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \operatorname{div} Q - \gamma = 0. \quad (20)$$

де γ - джерело потенціалу передносу ЕМП.

З врахуванням співвідношення (18) рівняння (20) приймає вигляд

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \operatorname{div}(\varphi, \bar{v}) = -\operatorname{div} \bar{q} + \gamma. \quad (21)$$

Якщо в розглядуваному об'ємі має місце електромагнітне перетворення, то, позначивши $H(\bar{r}, \theta)$ - напруженість ЕМП, $v_i(\bar{r}, \theta)$ - швидкість зміни ЕМП і $\gamma(\bar{r}, t)$ - інтенсивність притоку енергії ЕМП в одиницю об'єму струни хвилеводу за одиницю часу t , рівняння перенесення приймає наступну форму

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} + \operatorname{div}(H, \bar{v}) = \operatorname{div}(k^2 \nabla H) + \gamma. \quad (22)$$

Рівняння (22) практично доповнює основне рівняння зміни ЕМП (5). Таким чином можна вважати, що вони є адекватними. Їх відмінність полягає в тому, що рівняння (22) враховує такі важливі фактори, як втрати (стік) електромагнітної енергії, що є надзвичайно важливим при дослідження МСП. Нехай рух струни хвилеводу в ЕМП незначний у порівнянні зі зміною електромагнітного поля, тобто швидкість $\bar{v}(\bar{r}, \theta) \rightarrow 0$. Тоді рівняння перенесення напруженості ЕМП у струну хвилеводу приймає наступну форму

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} = \operatorname{div}(k^2 \nabla H) + \gamma. \quad (23)$$

Якщо параметр k^2 мало залежить від процесу перенесення, то рівняння (23) спрощується і приймає вигляд:

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} = k^2 \nabla^2 H + \gamma. \quad (24)$$

Припустимо, що в деякому елементарному об'ємі знаходиться збуджуюча котушка та струна хвилеводу, котрі в деякий момент часу $t > 0$ пов'язуються ЕМП напруженістю H . При $t \rightarrow \infty$ перехідний процес перенесення електромагнітної енергії збуджуючої котушки закінчується. Якщо рахувати, що напруженість ЕМП в середині збуджуючої котушки повністю передається струні хвилеводу, то повинна виконуватися умова

$$H_{0K} = \Psi \frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad (25)$$

де Ψ - стала часу перенесення електромагнітної енергії.

Продиференціюємо ліву і праву частини рівняння (25) по часу t . У результаті маємо

$$\frac{\partial H_{0K}}{\partial t} = \Psi \frac{\partial^2 H}{\partial t \partial \theta}. \quad (26)$$

З (25) знайдемо H_{0K} і підставимо в рівняння (22) з врахуванням (26). Тоді маємо

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} + \Psi \frac{\partial^2 H}{\partial t \partial \theta} = k^2 \nabla^2 H. \quad (27)$$

Якщо стала часу $\Psi \rightarrow \infty$, а $\theta \approx t$, то $\partial^2 H / \partial t^2 \rightarrow 0$. У цьому випадку перенесення електромагнітної енергії в струну хвилеводу відсутнє. При $\Psi = \tau$ і $\theta = t$ рівняння (27) приймає наступну форму

$$\tau_K \frac{\partial^2 H_{0K}}{\partial t^2} + \frac{\partial H_{0K}}{\partial t} = k^2 \nabla^2 H. \quad (28)$$

Ліва частина рівняння (28) характеризує зміну напруженості ЕМП збуджуючої котушки, а права – зміну напруженості цього поля в струні хвилеводу. Так як у струні хвилеводу мають місце втрати напруженості ЕМП, то, приймаючи до уваги, що $\gamma = \partial H / \partial \theta$, рівняння (28) набуває вигляду

$$\tau_K \frac{\partial^2 H_{0K}}{\partial t^2} + \frac{\partial H_{0K}}{\partial t} = -k^2 \nabla^2 H - \frac{\partial H}{\partial \theta}. \quad (29)$$

Таким чином, електромагнітний процес, який протікає в МСП, описується нелінійним диференціальним рівнянням. Структурно - фізичну модель електромагнітних перетворень можна подати у формі реологічних переходів. При появі в котушці струму $i(t)$ почне змінюватися напруженість ЕМП вздовж радіуса збуджуючої котушки за деяким законом, так як процес є інерційним. Якщо електромагнітне поле досягне поверхні струни хвилеводу, то напруженість поля почне розповсюджуватися в ньому теж вздовж радіуса до деякого максимального значення. Так як струна хвилеводу володіє індуктивністю, то перенесення електромагнітного поля буде інерційним. На границі розділу індуктивності збуджуючої котушки передаватиметься струні хвилеводу. При цьому можна умовно виділити границю, в якій проходить зміна напруженості ЕМП, яка може бути описана інтегральною імпульсною δ -функцією Дірака. У цьому випадку приймається, що похідні функції зліва та справа дорівнюють нулю згідно з методом нульового градієнта проф. Стенцеля.. Згідно з цим методом нелінійне рівняння (29) розпадається на наступну систему рівнянь:

$$\tau_K \frac{\partial H_{0K}}{\partial t} + H_{0K} = 0; \quad (30)$$

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} = k^2 \nabla^2 H. \quad (31)$$

Розв'язок системи рівнянь (30), (31) дає математичну модель перетворень у магнітострікційному перетворювачі при дії ЕМП збуджуючої котушки на струну хвилеводу.

Розглянемо математичні моделі МСП, котрій складається з циліндричної збуджуючої котушки, в середині якої знаходиться електропровідна струна хвилеводу. При подачі змінного електричного струму в збуджуючій котушці створюється ЕМП напруженістю H_{0K} . По мірі зростання ЕМП його силові лінії охоплюють струну хвилеводу і

створюють в ній струм з частотою ЕМП. Цей струм створює своє електромагнітне поле, яке взаємодіє з магнітним полем постійного магніту, який знаходиться на поверхні рідинного середовища. ЕРС, яка створюється збуджуючою котушкою, на підставі рівняння (4) дорівнює

$$E_K = -w_n S_K \mu_{aK} \frac{\partial H_{0K}}{\partial t}, \quad (32)$$

де S_K - поперечний перетин котушки; μ_{aK} - абсолютна магнітна проникність котушки.

ЕРС, яка створюється в струні хвилеводу

$$e_C = S_C \mu_{ac} \frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad (33)$$

де S_C - поперечний перетин струни хвилевода; μ_{ac} - абсолютна магнітна проникність матеріалу хвилеводу.

Визначивши з (32) і (33) похідні від напруженостей магнітних потоків і підставивши їх в рівняння (29), одержуємо

$$\tau_K \frac{\partial E_K}{\partial t} + E_K = \frac{w_n S_K \mu_{aK}}{S_C \mu_{ac}} (k^2 \nabla e - e). \quad (34)$$

Нелінійне рівняння (34) являє собою математичну модель розглядуваного МСП. Використовуючи метод нульового градієнта, для границі розділу „котушка-хвилевод” одержуємо наступну систему диференціальних рівнянь:

$$\tau_C \frac{\partial e_C}{\partial \theta} + e_C = 0; \quad (35)$$

$$k \frac{\partial e_C}{\partial r_C} + e_C = \frac{E_K}{w_n} \frac{\mu_{ac}}{\mu_{aK}}. \quad (36)$$

Рішення рівняння (36) при граничних умовах $E_K(0) = 0$ і $E_K(\infty) = U$ має вигляд

$$E_K(t) = U [1 - \exp(-t/\tau_K)]. \quad (37)$$

Граничними умовами для рівняння (36) будуть: $e(0, r_C) = 0$, $e(\infty, r_C) = H_{0K}$, $\partial e(\theta, \infty) / \partial r_C = 0$. З врахуванням цього рішенням рівняння (36) буде

$$e_C(r_C) = E_K(t) \frac{\mu_{ac}}{w_n \mu_{aK}} [1 - \exp(-r_C k)]. \quad (38)$$

Підставимо рівняння (34) в (35). У результаті маємо

$$e_C(r_C) = E_{0K}(t) \frac{\mu_{ac}}{w_n \mu_{aK}} [1 - \exp(-t/\tau_K)] [1 - \exp(-r_C k)]. \quad (39)$$

Рівняння (39) описує зміну ЕРС, яка формується в збуджуючій котушці при дії на нього відбитого сигналу струни хвилеводу. Приймаючи до уваги

те, що в струні хвилеводу створюється змінний струм і має місце власне ЕМП, рівняння (29) приймає наступний вигляд

$$T \frac{\partial^2 H}{\partial \theta^2} + \frac{\partial H}{\partial \theta} = k \nabla^2 H + \frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad (40)$$

де $T = L_C / R_C$ - стала часу струни хвилеводу.

Використовуючи метод нульового градієнта, рівняння (40) розділяється на систему наступних рівнянь:

$$\tau_C \frac{\partial^2 H}{\partial \theta^2} + \frac{\partial H}{\partial \theta} = 0; \quad (41)$$

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} = k \nabla^2 H. \quad (42)$$

Систему рівнянь (41) і (42) можна подати таким чином:

$$\tau_C \frac{\partial e_C}{\partial \theta} + e_C = 0; \quad (43)$$

$$k \frac{\partial e}{\partial r_C} + e = \frac{E_K \mu_{aC}}{w_n \mu_{aK}}. \quad (44)$$

Аналізуючи рівняння (35), (36), (43) і (44) бачимо, що рівності (36) і (44) є однаковими, які зв'язують напруженості магнітного поля збуджуючої котушки і струни хвилеводу. Тоді диференціальне рівняння, яке описує переходний процес у МСП, матиме таку форму

$$\frac{L_K L_C}{R_K R_C} \frac{d^2 e_C}{dt^2} + \frac{L_K}{R_K} (1 + \delta_L \delta_R) \frac{de_C}{dt} + e_C = U K_N. \quad (45)$$

Індуктивність котушки збудження $L_K = \mu_{aK} (w_n S_K / l_K) = k_K \mu_{aK}$, а активний опір $R_K = \rho_K l_n / S_n = \frac{1}{\sigma_K} \frac{l_n}{S_n} = \frac{k_{RK}}{\sigma_K}$, де l_K - еквівалентна довжина збуджуючої котушки; ρ_K - питомий опір котушки; l_n - довжина котушки, S_n - поперечний перетин котушки; σ_K - питома електропровідність котушки.

Аналогічно можна записати для струни хвилевода: $L_C = \mu_{aC} (S_C / l_C) = k_C \mu_{aC}$; $R_C = \rho_C l_C / S_C = k_{RC} / \sigma_C$, де l_C - довжина струни хвилеводу, яка знаходиться в котушці; S_C - поперечний перетин струни хвилеводу; ρ_C - питомий опір струни хвилеводу на довжині l_C ; σ_C - питома електропровідність матеріалу струни. З врахуванням сказаного рівняння (45) буде наступним

$$K_{LR} (\mu_{aK} \mu_{aC}) (\sigma_K \sigma_C) \frac{d^2 e_C}{dt^2} + k_K \mu_{aK} \sigma_K (1 + \delta_L \delta_R) \frac{de_C}{dt} + e_C = U K_N. \quad (46)$$

Статична характеристика МСП являє собою залежність ЕРС e_C від зміни електромагнітних параметрів μ_{aC} і σ_C струни хвилеводу. З рівняння (46) маємо

$$e_C = U \frac{\mu_{aC}^H}{\mu_{aK}^H} \left[1 - \exp \left(-r_C \sqrt{\omega \mu_{aC} \sigma_C} \right) \right]. \quad (47)$$

Рівняння (47) може бути покладене в основу розробки магнітострікційного перетворювача для контролю рівня рідинних середовищ. Так як напруга є імпульсом УЗК, яка створюється збуджуючою котушкою, та описується рівнянням $U(t) = U_0 \{1 - \exp(-\alpha_1 t) \cos(\omega_0 t)\}$, то математична модель для ЕРС струни хвилеводу матиме вигляд

$$e_C = U_0 \frac{\mu_{aC}^H}{\mu_{aK}^H} [1 - \exp(-\alpha t) \cos(\omega t)] \left[1 - \exp \left(-r_C \sqrt{\omega \mu_{aC} \sigma_C} \right) \right], \quad (48)$$

де α - ступінь загасання УЗК; t - час.

Висновок. Теоретичні дослідження роботи магнітострікційного перетворювача для контролю рівня рідинних середовищ показали, що в струні хвилевода створюється ЕРС e_C з частотою УЗК. ЕРС хвилевода розповсюджується по її довжині, створює навколо струни власне електромагнітне поле, котре при досягненні магнітного поля постійного магніта, який плаває на поверхні рідини, взаємодіє з ним. При цьому струна хвилевода починає коливатися, створюючи в магнітному полі постійного магніту свою ЕРС e_M . У даному випадку система «струна-магніт» являють собою генератор. Тому створена ним ЕРС e_M розповсюджується вздовж струни, досягає котушки збудження (вона ж є і котушкою приймачем УЗК), в якій наводить ЕРС $E(L)$, де L - рівень рідинного середовища.

Список літератури: 1. Ультразвуковые преобразователи /Под ред.. Е. Кикучи, пер. с англ.. – М.: Наука, 1972. – 386 с. 2. Агейкин Д.И., Костина Е.Н., Кузнецова Н.Н Датчики контроля и регулирования. Справочные материалы. – М.: «Машиностроение», 1965. 928 с. 3. Пат. 2194953 Россия, МПК G01F23/28. Способ измерения уровня и массы жидких сред в резервуарах / Артемьев Эдуард Аркадьевич, Камнев Василий Иванович. - № 2000118919/28; заявл. 17.07.2000; опубл. 20.12.2002; Бюл. №35. 4. Кухлінг Справочник по физике: Пер. с нем..-М.: Мир, 1982.-520 с. 5. Титова Н.В., Сучков Г.М. Математичні моделі вихрострумових перетворювачів. Вісник Національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Прилади та методи неруйнівного контролю. – Харків:НТУ «ХПІ» - №48.-2008., с.43-49.

Поступила в редакцію 25.04.11

Й.І. СТЕНЦЕЛЬ, докт. техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля,
Сєвєродонецьк

А.В. ТОМСОН, канд.техн.наук, ст. викл. СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

В.В. ЄВСЮКОВ, аспірант, СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

К.А. ЛІТВІНОВ, студент, СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОХИБОК РЕПЕРНОГО КАНАЛУ УЛЬТРАЗВУКОВИХ ЗАСОБІВ КОНТРОЛЮ РІВНЯ РІДИННИХ СЕРЕДОВИЩ

У роботі наведено результати теоретичних досліджень похибок реперного каналу. Показано, що похибки реперного каналу впливають на точність вимірювання ультразвукового засобу контролю рівня рідинних середовищ. Основними факторами, які викликають похибки реперного каналу, є ультразвуковий перетворювач і фізико-хімічні параметри газового середовища.

The results of theoretical researches of reference canal errors are given in the work. It is shown that the reference canal errors have an influence on measurement accuracy of ultrasound control device of liquid medium's level. The main factors that lead to the reference canal errors are the ultrasound transducer and physicochemical parameters of the gaseous environment.

Вступ. Реперний пристрій у вигляді металевої пластини або шайби широко використовується в ультразвукових засобах контролю рівня (ЗКР) рідинних середовищ, як правило, для зменшення адитивної складової вимірювального (робочого) каналу, а фактично для приведення результату вимірювального контролю після подачі імпульсу ультразвукового сигналу (УЗС) до деякого нормованого значення [1, 2]. Так як реперний пристрій (далі репер) розташовується на невеликій відстані від мембрани ультразвукового випромінювача (УЗВ), то УЗС спочатку відбувається від репера і сприймається ультразвуковим приймачем (УЗП), а тільки через деякий час цей же сигнал доходить до поверхні рідинного середовища, відбувається від нього і сприймається тим же УЗП. Так як реперний і робочий сигнали випромінюються одним і тим же УЗВ і проходять через одне й теж газове середовище, то зміна електромеханічних параметрів УЗВ і фізико-хімічних параметрів газового середовища дещо компенсується. Але, враховуючи, що відстань від репера до поверхні рідинного середовища є змінною, а робочий УЗС може поглинатися рідиною, то повної компенсації впливу збурюючих параметрів не відбувається.

Постановка задачі. За відповідним алгоритмом відбувається часткова компенсація похибки вимірювального контролю робочого сигналу. Компенсація виконується за лінійним законом, тобто реперний сигнал у електричній вимірювальній схемі змінюється за принципом: $k_p e_p = E(L)$, де k_p - коефіцієнт зміни реперного сигналу; e_p - створений УЗП електричний

реперний сигнал; $E(L)$ - створений УЗП електричний робочий сигнал. Так як відстань J_p від мембрани УЗВ до репера завжди менша ніж відстань J до поверхні рідинного середовища, то зміна реперного сигналу від різних впливаючих факторів буде приводити до погіршення точності вимірювального контролю. У наукових джерелах не виявлено досліджень впливу зміни реперного сигналу на точність контролю ультразвукового ЗКР. Тому важливою є задача теоретичного та експериментального дослідження похибок реперного сигналу.

Основна частина. Дослідження похибок ультразвукового ЗКР реперного каналу, обумовлених зміною напруги збуджуючого імпульсу.

Рівняння для реперного сигналу запишемо в такій формі [3]

$$e_p = K_p B1 B3 U_0 [1 - \exp(-k_1 B1 B2 U_0)]^2 [1 - \exp(-B1 B4 U_0)] \quad (1)$$

де: K_p - коефіцієнт передачі за реперним каналом; U_0 - амплітуда ЕЗІ;

$$B1 = \exp(-t_1 / R_1 C_1); \quad B2 = \left[(53,38\pi)^3 \frac{T^3}{gr^3 m^3} \frac{z\gamma_c}{P} \sqrt{\frac{z\gamma_c}{P}} \right] t; \\ B3 = [\exp(-t_1 / \tau_x)]^2 \left\{ 1 - \exp \left(- \left[\left(\left[53,38\pi \frac{T}{rm} \sqrt{\frac{z\gamma_c}{P}} \right]^3 t \right)^* \right] \right) \right\}; \\ B4 = \left[53,38\pi \frac{\sqrt{MT}}{r} \right]^3 k_1 t_1 / m^3 g; \quad k_1 \text{ - коефіцієнт передачі п'єзоелектричного} \\ \text{елемента(ПЕЕ); } R_1, C_1 \text{ - активний опір і ємність ПЕЕ; } T, P, \gamma_c, M \text{ -} \\ \text{температура, тиск, густина і молярна маса газового середовища; } r, m \text{ -} \\ \text{радіус і маса мембрани УЗВ; } t_1, \tau_x \text{ - час переміщення і стала часу мембрани} \\ \text{відповідно; } g = 9,81 \text{ m/c}^2; \quad \varepsilon \text{ - коефіцієнт поглинання УЗС газовим} \\ \text{середовищем; } z \text{ - стала.}$$

Залежність реперного сигналу від зміни напруги ЕЗІ приведена на рис.

1. На практиці напругу ЕЗІ рекомендується змінювати від 40 В і вище.

Параметри B_1 , B_2 , B_3 впливають на точність реперного сигналу, а їх зміна приводить до відхилення характеристики реперного сигналу від номінальної. У рівнянні (1) уведемо позначення: $K_{aU} = K_p B_1 B_2$, $N_{lU} = k_1 B_1 B_2$;

$N_{2U} = B_1 B_2$. У результаті рівняння (1) приймає вигляд

$$e_p = K_{aU} U_0 [1 - \exp(-N_{lU} U_0)]^2 [1 - \exp(-N_{2U} U_0)]; \quad (2)$$

На рис. 2 показані залежності $e_p = f(U_0)$ при одночасній зміні впливаючих параметрів N_{1U} і N_{2U} : 1 – 0,015; 2 – 0,025; 3 – 0,035.

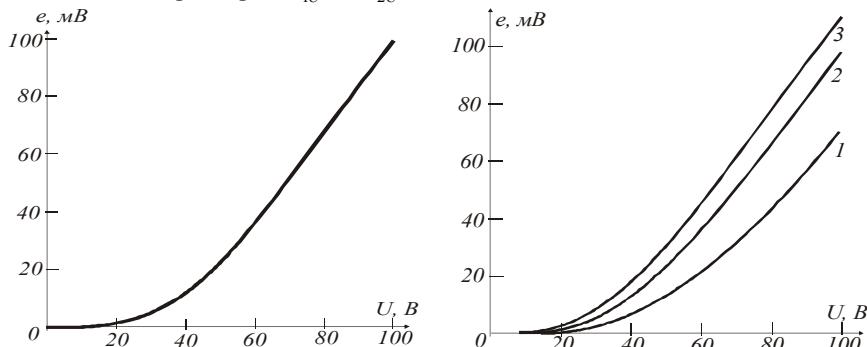


Рис. 1. Залежність реперного сигналу від зміни величини ЕЗІ

Рис. 2. Залежність реперного сигналу від сумарної зміни величин впливаючих параметрів

Зміна цих параметрів може приводити до значної похибки вимірювального контролю. Коефіцієнти впливу позначимо таким чином: мультиплікативна складова - $N_{\mu U}$; нелінійна квадратична складова - N_{H2U} ; нелінійна кубічна складова - N_{H3U} . Тоді рівняння для абсолютної похибки вимірювального контролю, обумовленої зміною напруги ЕЗІ, набуде наступного вигляду

$$\Delta_U = N_{\mu U} \Delta U_0 \left(1 + \frac{N_{H2U}}{N_{\mu U}} \Delta U_0 + \frac{N_{H3U}}{N_{\mu U}} \Delta U_0^2 \right). \quad (3)$$

Для реперного сигналу коефіцієнти впливу нелінійних складових незначні. Тому можна обмежитися тільки мультиплікативною складовою. У результаті отримуємо вираз для абсолютної похибки, обумовленої зміною напруги ЕЗІ в такій формі

$$\Delta_U = N_{\mu U} \Delta U_0. \quad (4)$$

Дослідження похибок ультразвукового ЗКР по реперному каналу, обумовлених зміною температури газового середовища. Знайдемо похибки вимірювального контролю при зміні температури газового середовища. Для цього рівняння статичної характеристики запишемо таким чином [2]

$$e_p(T) = K_p B_{1T} B_{3T}^2 \left\{ 1 - \exp \left(-k_1 B_{1T} [B_{2T} T_C^3] \right)^2 \left\{ 1 - \exp \left(-B_{2T} T_C^3 k_1 t / m^3 g B_{1T} \right) \right\} * \right. \\ \left. * \left\{ 1 - \exp \left(- \left[(B_{2T}) T_C^3 \frac{k_1 B_{1T}}{g} + 2\varepsilon J_P \right] \right) \right\} \right\}, \quad (5)$$

де $B_{1T} = U_0 \exp(-t_1 / R_1 C_1)$; $B_{2T} = \frac{(53,38\pi)^3 z \gamma_C}{gr^3 m^3 P} \sqrt{\frac{z \gamma_C}{P}} t$; $B_{3T} = \exp(-t / \tau_x)$.

Введемо наступні позначення

$$N_{1T} = k_1 B_{1T} B_{2T}; \quad N_{2T} = \frac{k_1 B_1 B_2}{g}; \quad N_{3T} = \frac{k_1 B_1 B_2 t}{gm^3}; \quad K_{aT} = K_p B_1 B_3^2.$$

У результаті маємо:

$$e_p(T) = K_T \left\{ 1 - \exp \left(-N_{1T} T^3 \right) \right\}^2 \left\{ 1 - \exp \left(-[N_{2T} T^3 + 2\varepsilon J_P] \right) * \right. \\ \left. * \left\{ 1 - \exp \left(-N_{3T} T^3 \right) \right\} \right\} \quad (6)$$

На рис. 3 приведена залежність реперного сигналу від зміни температури газу.

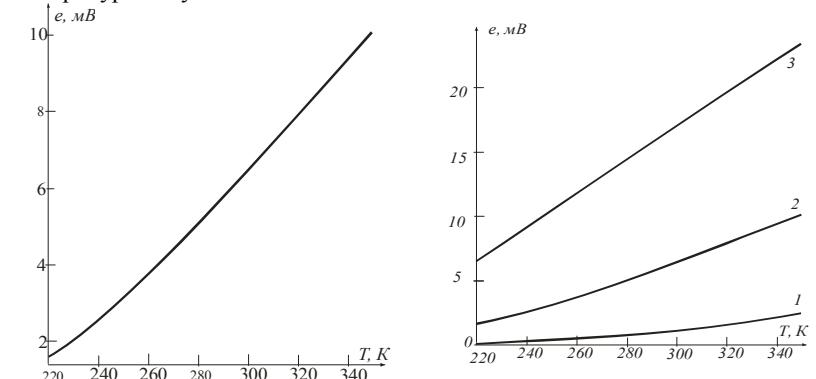


Рис. 3. Залежність реперного сигналу від зміни ТГС

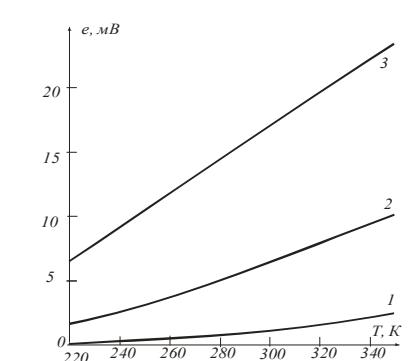


Рис. 4. Температурна залежність ЗКР при сукупній зміні параметрів B_1 , B_2 і B_3

Розкладавши рівняння (6) у ряд Тейлора, отримуємо наступне рівняння для температурної похибки Δ_T в такому вигляді

$$\Delta_T = N_{\mu T} \Delta T \left(1 + \frac{N_{H2T}}{N_{\mu T}} \Delta T \right), \quad (7)$$

де $N_{\mu T}$, N_{H2T} - коефіцієнти впливу для мультиплікативної та нелінійної квадратичної складових температурної похибки; ΔT - приріст температури.

На рис. 4 приведена температурна залежність ЗКР при сукупній зміні параметрів B_1 , B_2 і B_3 : 1 – зменшення параметрів; 2 – номінальні значення параметрів; 3 – збільшення параметрів.

Дослідження похибок ультразвукового ЗКР по реперному каналу, обумовлених зміною тиску газового середовища. Знайдемо похибки вимірювального контролю при зміні тиску газу. Для цього рівняння статичної характеристики запишемо таким чином

$$e_p(P) = K_p B_{1T} B_{3T}^2 \left\{ 1 - \exp \left(-k_1 B_{1T} \left[B_{2T} / P \sqrt{P} \right] \right)^2 \left\{ 1 - \exp \left(-B_{2T} k_1 t / P \sqrt{P} m^3 g B_{1T} \right) \right\} * \right. \\ \left. * \left\{ 1 - \exp \left(- \left[\left(B_{2T} / P \sqrt{P} \right) \frac{k_1 B_{1T}}{g} + 2 \varepsilon J_p \right] \right) \right\} \right\}, \quad (8)$$

де $B_{1T} = U_0 \exp(-t_1 / R_1 C_1)$; $B_{2T} = \frac{(53,38\pi)^3 z \gamma_C T_C^3}{gr^3 m^3} \sqrt{z \gamma_C t}$; $B_{3T} = \exp(-t / \tau_x)$.

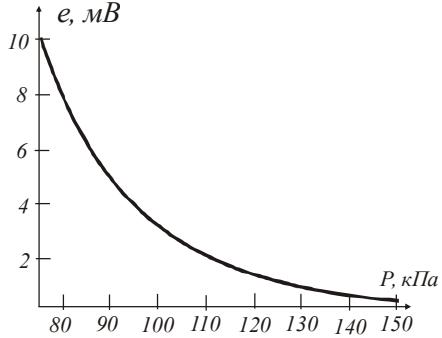


Рис. 5. Залежність реперного сигналу від зміни тиску газу

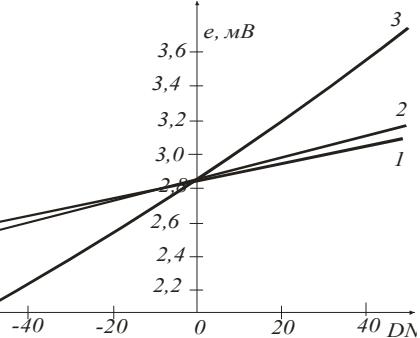


Рис. 6. Залежність похибок реперного сигналу від зміни впливаючих параметрів

Позначимо: $K_{P0} = K_p B_{1T} B_{3T}^2$; $N_{1P} = k_1 B_{1T} B_{2T}$; $N_{2P} = \frac{k_1 B_{1T}}{g} B_{2T}$;

$$N_{3P} = \frac{B_{2T} k_1 t}{m^3 g B_{1T}}. \text{ У результаті маємо}$$

$$e_p(P) = K_{P0} \left\{ 1 - \exp \left(-N_{1P} / P \sqrt{P} \right) \right\}^2 \left\{ 1 - \exp \left(- \left[N_{2P} / P \sqrt{P} + 2 \varepsilon J_p \right] \right) \right\} * \\ * \left\{ 1 - \exp \left(-N_{3P} / P \sqrt{P} \right) \right\}. \quad (9)$$

Залежність $e_p(P) = f(P)$ є нелінійною (див. рис. 5), що свідчить про наявність нелінійних складових похибок. На рис. 6 показана залежність похибок реперного сигналу, обумовлених зміною тиску газового середовища, для впливаючих параметрів: N_1 (крива 1), N_2 (крива 2) і N_Σ (крива 3).

Дослідження похибок ультразвукового ЗКР, обумовлених зміною молярної маси газового середовища. Враховуючи, що коефіцієнт тертя мембрани УЗВ $\beta = 53,38\pi \sqrt{MT} / r$ і власна частота УЗК $\omega_0 \approx 53,38\pi \sqrt{MT_C} / rm$, то рівняння статичної характеристики приймає наступну форму

$$e_p(t) = K_p U_1 \left[1 - \exp(-\alpha_1 t) \right]^2 \left[\exp(-t / \tau_x) \right]^2 * \\ * \left\{ 1 - \exp \left(- \left[\left(\left(53,38\pi \sqrt{MT_C} / rm \right)^3 t \right) \frac{x_0}{g} + 2 \varepsilon J_p \right] \right) \right\} * . \quad (10)$$

$$* \left\{ 1 - \exp \left(- \left(53,38\pi \sqrt{MT} / r \right)^3 x_0 t / m^3 g \right) \right\}.$$

Позначимо в (10): $K_{PM} = K_p U_1 \left[1 - \exp(-\alpha_1 t) \right]^2 \left[\exp(-t / \tau_x) \right]^2$; $N_1 = \left(53,38\pi x_0 t \sqrt{T_C} / rm \right)^3 tx_0 / g$; $N_2 = \left(53,38\pi x_0 t \sqrt{T_C} / rm \right)^3 tx_0 / gm^3$.

З врахуванням цього рівняння (10) приймає вигляд

$$e_p(M) = K_{PM} \left\{ 1 - \exp \left(- \left[N_1 M \sqrt{M} + 2 \varepsilon J_p \right] \right) \right\} \left\{ 1 - \exp \left(- N_2 M \sqrt{M} \right) \right\} \quad (11)$$

Криві залежності величини реперного сигналу від зміни молярної маси газового середовища приведені на рис. 7 (крива 1 для гелія, крива 2 для повітря і крива 3 для діоксиду вуглецю).

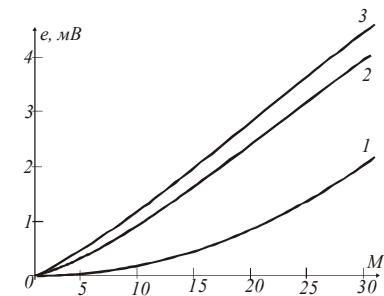


Рис. 7. Залежність величини реперного сигналу від зміни молярної маси газового середовища

Залежність $e_p(M) = f(M)$ є нелінійною. При збільшенні молекулярної маси газу (наприклад для важких газових сумішей) похибка збільшується, а для більш легких по відношенню до молекулярної маси повітря – зменшується. Як показують дослідження, нелінійна кубічна складова похибки незначна і нею можна знехтувати.

Висновок. У результаті досліджень встановлено, що частина похибок реперного сигналу має нелінійні складові, що впливає на точність робочого вимірювального контролю. Якщо мультиплікативні складові похибок, обумовлених, наприклад, зміною напруги ЕЗІ, температури тощо можна зменшити за рахунок уведення поправок, які формуються відповідними засобами контролю, то компенсацію нелінійних складових похибок можна виконати розрахунковим методом за відомою мультиплікативною складовою.

Список літератури: 1. Стенцель Й.І., Томсон А.В., Рябіченко А.В. Математичні моделі ультразвукових рівнемірів рідин. МНТЖ „Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. –Хмельницький, 2006. №2 (28). – с.55-58. 2. Бабиков О.И. Контроль уровня с помощью ультразвука. – Л: Энергия, 1971. – 98 с. 3. Рябіченко А.В., Стенцель Й.І. Математичні моделі ультразвукового рівнеміра рідини з компенсатором вихідних сигналів //Вісник національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Прилади та методи неруйнівного контролю. – Харків: НТУ «ХПІ» - № 48. – 2008. – с. 61-65.

Поступила в редакцію 25.04.11

C.I. КОНДРАШОВ, д-р техн. наук, зав. кафедрою НТУ "ХПІ", Харків
I.B. ГРИГОРЕНКО, канд. техн. наук, доц. НТУ "ХПІ", Харків
G.O. ДЕНИСЕНКО, студентка, магістр НТУ "ХПІ", Харків

ДОСЛІДЖЕННЯ МОЖЛИВОСТІ КОРЕНЦІЇ ДИНАМІЧНОЇ ПОХИБКИ ПРИ ТЕСТОВОМУ КОНТРОЛІ У ВИПАДКУ ЕКСПОНЕНЦІЙНОЇ МОДЕЛІ ЗМІНИ ВХІДНОГО СИГНАЛУ

Визначено вплив нелінійності зміни вхідного сигналу на динамічну похибку вимірювального перетворювача під час проведення тестового контролю. Загальні моделі конкретизовано для вимірювального перетворювача з передаточною функцією інерційної аперіодичної ланки.

This article determines the possibility of the correction of dynamic error for the measuring transducer test control systems in automatic test equipment considering non-linear input signal. Generalized models are defined concretely for measuring transducer with aperiodic transfer function.

Постановка проблеми. Тестовий контроль у динамічному режимі проводиться з метою визначення вимірюваної величини на вході вимірювальних перетворювачів (ВП) за вимірюваним вихідним сигналом та відомій або вимірюваній динамічній характеристиці ВП. Вирішення цієї задачі призводить до необхідності корекції часових динамічних складових похибок, які можуть розглядатися як режимні складові похибок випробувань. Також потрібно визначити моделі динамічних похибок статичних перетворювачів для відновлення вхідного сигналу.

Для вирішення цієї задачі, якщо справа стосується нелінійних вхідних сигналів ВП, потрібно визначити значення параметру нелінійності β при якому матимемо найменшу динамічну похибку.

Аналіз літератури. У роботах [1, 2, 3] розроблено математичну модель для параболічного вхідного сигналу ВП з аперіодичною передаточною функцією, та проведено дослідження похибок вимірювання вхідного сигналу ВП у динамічному режимі роботи системи тестового контролю. Однак не проведено досліджень впливу параметру нелінійності β на динамічну складову похибки ВП при експоненційній моделі зміни вхідного сигналу.

Ціль статті є дослідження впливу експоненційної зміни вхідного сигналу на динамічну похибку вимірювального перетворювача під час проведення тестового контролю.

Математична модель динамічної похибки для суми лінійного та експоненційного вхідних сигналів ВП з аперіодичною передаточною функцією. Для визначення реакції аналогової частини ВК на тестовий вплив

при діючому вхідному сигналі, задаємося експоненційною моделлю вхідного сигналу:

$$U(t) = 1 - e^{-\frac{t}{T}}, \quad (1)$$

де t – час дії сигналу,
 T – стала часу.

Як модель аналогової частини ВК в цьому випадку може бути використано інерційна ланка першого порядку [4] з передаточною функцією:

$$H(p) = \frac{K_H}{T \cdot p + 1}, \quad (2)$$

де K_H - номінальний статичний коефіцієнт перетворення.

На діючий сигнал будемо накладати адитивний та мультиплікативний тестові впливи, які являють собою систему двох імпульсів.

Оригінал функції вхідного сигналу ВП представимо у вигляді системи рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} X_1(t1) = X(0) + \alpha \cdot t1 + (1 - e^{-t1/\tau}); \\ X_2(t2) = X(0) + \alpha \cdot t2 + (1 - e^{-t2/\tau}) + \Theta \cdot (1 - e^{-t2/\tau}); \\ X_3(t3) = X(0) + \alpha \cdot t3 + (1 - e^{-t3/\tau}) - \Theta \cdot (1 - e^{-t3/\tau}) - \\ \quad -(X(0) + \alpha \cdot t3 + (1 - e^{-t3/\tau})) + k \cdot (\alpha \cdot (t3 - 2T) - \alpha \tau (X(0) + \\ \quad + \alpha \cdot t3) + X(0) + (1 - e^{-t3/\tau}) + \tau \cdot (1 - e^{-t3/\tau})); \\ X_4(t4) = X(0) + \alpha \cdot t4 + (1 - e^{-t4/\tau}) + k \cdot (\alpha \cdot (t4 - 2T) - \alpha \tau (X(0) + \alpha \cdot t4) + \\ \quad + X(0) + (1 - e^{-t4/\tau}) + \tau \cdot (1 - e^{-t4/\tau})) - k \cdot (\alpha \cdot (t4 - 3T) - \alpha \tau (X(0) + \\ \quad + \alpha \cdot t4) + X(0) + (1 - e^{-t4/\tau}) + \tau \cdot (1 - e^{-t4/\tau})); \end{array} \right. \quad (3)$$

де $x(0)$ – значення сигналу на початку контролю;
 α – розрахункове значення оцінки швидкості зміни вхідного сигналу ВП;

$t1, t2, t3, t4$ – моменти поточного часу, віддалені одне від одного на інтервал T :

T – стала часу
 k – рівень мультиплікативного тестового впливу;
 τ – постійна часу динамічної моделі ВП;
 $1 - e^{-t/\tau}$ - вхідний експоненційний сигнал;
 Θ - рівень адитивного тестового впливу.

Часові діаграми зміни вхідного сигналу ВП при статичній моделі наведено на рис. 1.

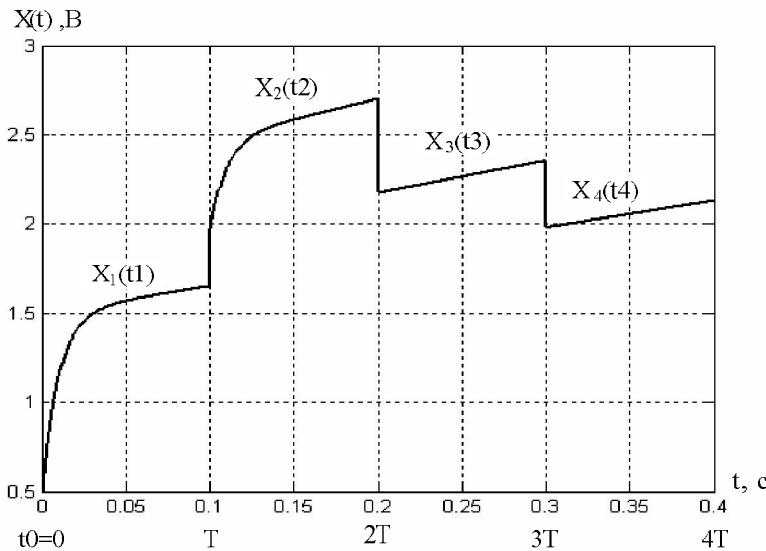


Рис. 1. Часові діаграми зміни вхідного сигналу ВП

Оригінал функції вихідного сигналу ВП представимо у вигляді системи рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_1(t1) = (1 + \delta_m) \cdot [X(0) + \alpha \cdot t1 + (1 - e^{-t1/\tau})]; \\ Y_2(t2) = (1 + \delta_m) \cdot [X(0) + \alpha \cdot t2 + (1 - e^{-t2/\tau}) + \Theta \cdot (1 - e^{-(t2-T)/\tau})]; \\ Y_3(t3) = (1 + \delta_m) \cdot [X(0) + \alpha \cdot t3 + (1 - e^{-t3/\tau}) + \Theta \cdot ((1 - e^{-(t3-T)/\tau}) - (1 - e^{-(t3-2T)/\tau})) + \\ + k \cdot (\alpha \cdot (t3-2T) - \alpha \tau (1 - e^{-(t3-2T)/\tau}) + X(0)(1 - e^{-(t3-2T)/\tau}) + \tau \cdot (1 - e^{-t3/\tau}))]; \\ Y_4(t4) = (1 + \delta_m) \cdot [X(0) + \alpha \cdot t4 + (1 - e^{-t4/\tau}) + k \cdot (\alpha \cdot (t4-2T) - \alpha \tau (1 - e^{-(t4-2T)/\tau})) + \\ + X(0)(1 - e^{-(t4-2T)/\tau}) + \tau \cdot (1 - e^{-t4/\tau})) - k \cdot (\alpha \cdot (t4-3T) - \alpha \tau (1 - e^{-(t4-2T)/\tau}) + \\ + X(0) \cdot (1 - e^{-(t4-3T)/\tau}) + \tau \cdot (1 - e^{-t4/\tau}))]; \end{array} \right.)$$

де $(1 + \delta_m)$ – мультиплікативна складова похибки.

Часові діаграми зміни вихідного сигналу ВП при динамічному контролі (з урахуванням інерційності) наведено на рис. 2.

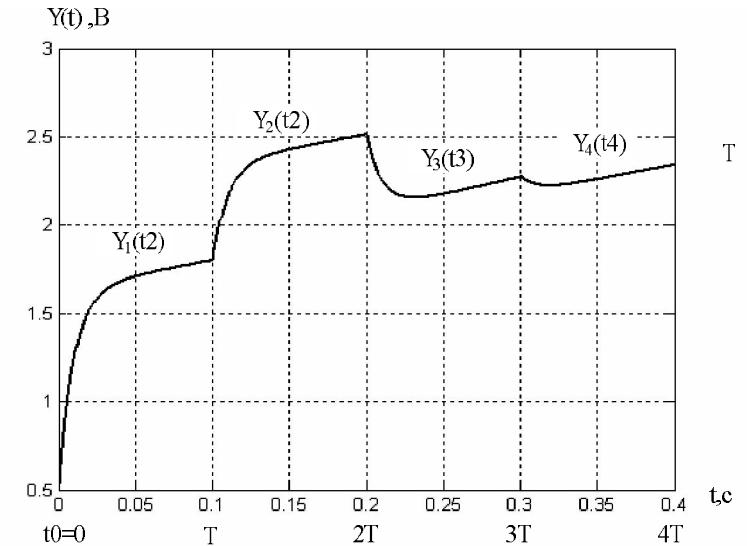


Рис. 2. Часові діаграми зміни вихідного сигналу ВП при динамічному тестовому контролі

Для оцінки динамічних складових похибок, зумовлених зміною вхідного сигналу ВП і наявністю його інерційних властивостей, необхідна модель ідеального ВП, для якого $K(p) \equiv K_1 = 1$. На рис. 3 показані часові діаграми зміни динамічних складових похибок для рівнянь системи (4) відносно статичної ідеальної моделі, які описуються системою рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta dyn_0 = -\alpha \tau - e^{-t_1/\tau}, \\ \Delta dyn_1 = -\alpha \tau - e^{-t_2/\tau} - \Theta \cdot e^{-(t_2-T)/\tau}, \\ \Delta dyn_2 = -\alpha \tau - e^{-t_3/\tau} - \Theta \cdot e^{-(t_3-T)/\tau} - k \cdot \tau \left(-e^{-(t_3-2T)/\tau} \right) + \\ + k \cdot X(0) \cdot e^{-(t_3-2T)/\tau} + \Theta \cdot e^{-(t_3-2T)/\tau}. \end{array} \right. (5)$$

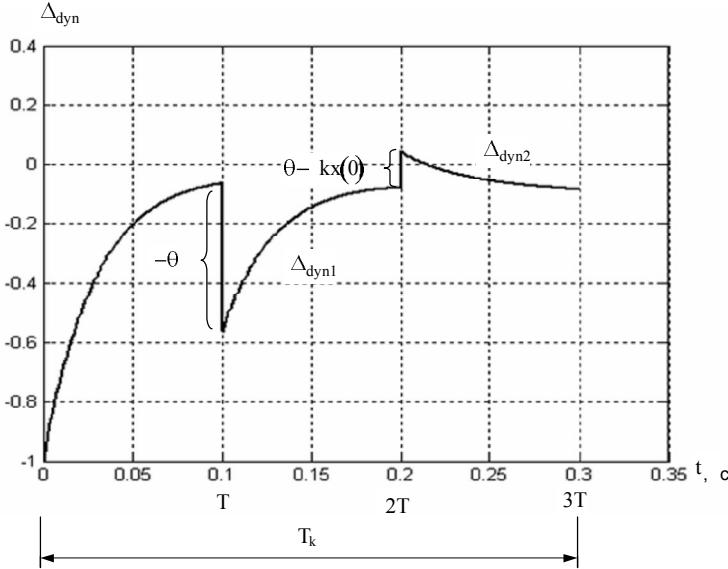


Рис. 3. Часові діаграми зміни динамічних складових похибки при експоненційній моделі вхідного сигналу

Слід відзначити, що значення похибки Δy_{dyn0} визначається постійним запізнюванням, тому що у реальних ВП сигнал $x(t)$ існує і до моменту початку тестування $t = t_0 = 0$. Ступінчаста зміна сигналу $x(t)$, коли $x(t) = 0$ при $t < 0$, дозволяє застосувати операторний метод [2].

Запишемо динамічну реляційно-різницеву модель (PPM) оператора корекції по формі:

$$\Delta Y(t) = \begin{cases} \Delta Y_{21}(t_2, t_1) = (1 + \delta_m) \cdot [(\alpha \cdot t_2 + (1 - e^{-(t_2)/\tau}) + \Theta \cdot (1 - e^{-(t_2-T)/\tau})) - \\ \quad - \alpha \cdot t_1 - (1 - e^{-(t_1)/\tau})]; \\ \Delta Y_{31}(t_3, t_1) = (1 + \delta_m) \cdot [\alpha \cdot t_3 + (1 - e^{-t_3/\tau}) + \Theta \cdot ((1 - e^{-(t_3-T)/\tau}) - \\ \quad - (1 - e^{-(t_3-2T)/\tau})) + k \cdot (\alpha \cdot (t_3 - 2T) - \alpha \tau \cdot (1 - e^{-(t_3-2T)/\tau}) + \\ \quad + k(X(0)(1 - e^{-(t_3-2T)/\tau}) + \tau(1 - e^{-t_3/\tau})) - \alpha \cdot t_1 - (1 - e^{-(t_1)/\tau})]; \end{cases} \quad (6)$$

(6)

Система різницевих рівнянь (6) набуває вигляду:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta Y_{21}(t_2, t_1) = \Theta \cdot (1 + \delta_m) \cdot \left[\frac{\alpha \cdot t_2}{\Theta} + \frac{(1 - e^{-t_2/\tau})}{\Theta} + (1 - e^{-(t_2-T)/\tau}) - \right. \\ \quad \left. - \frac{\alpha \cdot t_1}{\Theta} - \frac{(1 - e^{-(t_2-T)/\tau})}{\Theta} \right]; \\ \Delta Y(t) = \Delta Y_{31}(t_3, t_1) = k \cdot X(0) \cdot (1 + \delta_m) \cdot \left[\frac{\alpha \cdot t_3}{kX(0)} + \frac{(1 - e^{-t_3/\tau})}{kX(0)} + \right. \\ \quad \left. + \frac{\Theta \cdot (1 - e^{-(t_3-2T)/\tau})}{kX(0)} + \frac{k \cdot \alpha \cdot (t_3 - 2T - \tau)}{kX(0)} + \right. \\ \quad \left. + (1 - e^{-(t_3-2T)/\tau}) + \frac{k \cdot \tau \cdot (1 - e^{-(t_3-2T)/\tau})}{kX(0)} - \frac{\alpha t_1}{kX(0)} - \right. \\ \quad \left. - \frac{(1 - e^{-(t_3-2T)/\tau})}{kX(0)} \right]; \end{array} \right. \quad (7)$$

Систему (7) перепищемо відносно тестових впливів:

$$\frac{\Delta Y_{21}(t_2, t_1)}{\Delta Y_{31}(t_3, t_1)} = \frac{(1 + \delta_m) \cdot \Theta \cdot \left[\frac{\alpha \cdot t_2}{\Theta} + \frac{(1 - e^{-t_2/\tau})}{\Theta} + (1 - e^{-(t_2-T)/\tau}) - \frac{\alpha \cdot t_1}{\Theta} - \right.}{(1 + \delta_m) \cdot k \cdot X(0) \cdot \left[\frac{\alpha \cdot t_3}{kX(0)} + \frac{(1 - e^{-t_3/\tau})}{kX(0)} + \frac{\Theta \cdot (1 - e^{-(t_3-2T)/\tau})}{kX(0)} + \right.} \\ \quad \left. - \frac{(1 - e^{-(t_2-T)/\tau})}{\Theta} \right] \\ \quad \left. + \frac{k \cdot \alpha \cdot (t_3 - 2T - \tau)}{kX(0)} + (1 - e^{-(t_3-2T)/\tau}) + \frac{k \cdot \tau \cdot (1 - e^{-(t_3-2T)/\tau})}{kX(0)} - \frac{\alpha t_1}{kX(0)} - \frac{\Theta \cdot (1 - e^{-(t_3-2T)/\tau})}{kX(0)} \right]$$

З урахуванням того, що $t_2 = t_1 + T$, отримаємо відношення різницевих значень тестових впливів:

$$\frac{\Delta y_{21}(t_2, t_1)}{\Delta y_{31}(t_3, t_1)} = \frac{\Theta}{k \cdot X(0)} \cdot \frac{(1 - \delta_{dyn1})}{(1 - \delta_{dyn2})}, \quad (8)$$

$$\text{де } (1 - \delta_{\text{dyn}1}) = 1 - \left[\frac{\alpha \cdot t2}{\Theta} + \frac{(1 - e^{-t2/\tau})}{\Theta} + (1 - e^{-(t2-T)/\tau}) - \frac{\alpha \cdot t1}{\Theta} - \frac{(1 - e^{-(t2-T)/\tau})}{\Theta} \right]$$

;

$$(1 - \delta_{\text{dyn}2}) = 1 - \left[\frac{\alpha \cdot t3}{kX(0)} + \frac{(1 - e^{-t3/\tau})}{kX(0)} + \frac{\Theta \cdot (1 - (1 - e^{-(t3-2T)/\tau}))}{kX(0)} + \frac{k \cdot \alpha \cdot (t3 - 2t - \tau)}{kX(0)} + (1 - e^{-(t3-2T)/\tau}) + \frac{k \cdot \tau \cdot (1 - e^{-(t3-2T)/\tau})}{kX(0)} - \frac{\alpha \cdot t1}{kX(0)} - \frac{\Theta(1 - e^{-(t3-2T)/\tau})}{kX(0)} \right].$$

$$\frac{\Theta}{k \cdot X(0)} = \frac{\Delta y_{21}(t2, t1) \cdot (1 - \delta_{\text{dyn}2})}{\Delta y_{31}(t3, t1) \cdot (1 - \delta_{\text{dyn}1})} \approx 1 + \delta_{\text{dyn}2} - \delta_{\text{dyn}1}, \quad (9)$$

де $\delta_{\text{dyn}2} + \delta_{\text{dyn}1} = \delta_{\text{dyn}\Sigma}$ - сумарна динамічна похибка.

Реляційно-різницева динамічна модель оператора корекції може бути записана [4]:

$$\begin{aligned} \frac{X(0)}{X(0)_H} &= \psi_R \text{dyn} = \frac{\Delta y_{21}(t2, t1)}{\Delta y_{31}(t3, t1)} \cdot \frac{\Delta y_{21H}(t2, t1)}{\Delta y_{21}(t2, t1)} \cdot \frac{(1 - \delta_{\text{dyn}2})}{(1 - \delta_{\text{dyn}2H})} \times \\ &\times \frac{(1 - \delta_{\text{dyn}1H})}{(1 - \delta_{\text{dyn}1})} \cdot \frac{\theta}{\theta_H} \cdot \frac{k_H}{k}. \end{aligned} \quad (10)$$

У статичному режимі тестового контролю ВП РРМ оператора динамічної корекції стає моделлю ψ_R . Введемо позначення динамічної похибки РРМ коефіцієнта корекції [4]:

$$1 + \delta_{\text{dyn}} = \frac{1 - \delta_{\text{dyn}2}}{1 - \delta_{\text{dyn}2H}} \cdot \frac{1 - \delta_{\text{dyn}1H}}{1 - \delta_{\text{dyn}1}}. \quad (11)$$

Зроблено припущення, що $1 - e^{-(t3-2T)/\tau} \approx 1$.

Система тестового контролю повинна забезпечувати значення динамічних похибок на рівні, близькому до значень похибок у статичному режимі. У такому разі динамічна похибка РРМ запишеться у вигляді:

$$\begin{aligned} 1 + \delta_{\text{dyn}} &= \frac{\left[1 - \left(\frac{\alpha^* \cdot t2}{\Theta} + \frac{(1 - e^{-t2/\tau})}{\Theta} + (1 - e^{-(t2-T)/\tau}) - \frac{\alpha^* \cdot t1}{\Theta} - \frac{(1 - e^{-(t2-T)/\tau})}{\Theta} \right) \right] / \Delta Y_{21H}}{\left[1 - \left(\frac{\alpha \cdot t2}{\Theta} + \frac{(1 - e^{-t2/\tau})}{\Theta} + (1 - e^{-(t2-T)/\tau}) - \frac{\alpha \cdot t1}{\Theta} - \frac{(1 - e^{-(t2-T)/\tau})}{\Theta} \right) \right] / \Delta Y_{21}} \times \\ &\times \frac{\left[1 - \left(\frac{\alpha \cdot t3}{kX(0)} + \frac{(1 - e^{-t3/\tau})}{kX(0)} + \frac{\Theta \cdot (1 - e^{-(t3-2T)/\tau})}{kX(0)} + \frac{k \cdot \alpha \cdot (t3 - 2t - \tau)}{kX(0)} + \right. \right.}{\left[1 - \left(\frac{\alpha^* \cdot t3}{kX(0)} + \frac{(1 - e^{-t3/\tau})}{kX(0)} + \frac{\Theta \cdot (1 - e^{-(t3-2T)/\tau})}{kX(0)} + \frac{k \cdot \alpha^* \cdot (t3 - 2t - \tau)}{kX(0)} + \right. \right.} \\ &\left. \left. + (1 - e^{-(t3-2T)/\tau}) + \frac{k \cdot \tau \cdot (1 - e^{-(t3-2T)/\tau})}{kX(0)} - \frac{\alpha \cdot t1}{kX(0)} - \frac{\Theta(1 - e^{-(t3-2T)/\tau})}{kX(0)} \right) \right] / \Delta Y_{31}}{+ (1 - e^{-(t3-2T)/\tau}) + \frac{k \cdot \tau \cdot (1 - e^{-(t3-2T)/\tau})}{kX(0)} - \frac{\alpha^* \cdot t1}{kX(0)} - \frac{\Theta(1 - e^{-(t3-2T)/\tau})}{kX(0)} \right] / \Delta Y_{31H}}, \end{aligned} \quad (12)$$

де α^* - оцінка параметра α .

Висновки: 1. Аналізуючи отримані данні можна зробити висновок, що похибка визначення динамічної складової δ_{dyn} (12) для заданої перехідної функції втрачає свою наочність та становить значні труднощі, тому можна вважати доречним розкладання функції в ряд та обмеження першими трьома членами ряду. 2. Наведено формули для оцінки динамічної складової похибки.

Список літератури: 1. Кондрашов С.І. Підвищення точності вимірювальних перетворювачів з формуванням у реальних умовах тестових впливів: дис. на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук: 05.11.05 / С.І. Кондрашов – Харків, 2004. – 412 с. 2. Григоренко І.В. Дослідження впливу не лінійності зміни вхідного сигналу на динамічну похибку вимірювального перетворювача під час проведення тестового контролю / І.В. Григоренко // Вестник Національного Техніческого Університета «ХПІ». – Харків: НТУ «ХПІ», – 2008. – №. 57. С. 50 – 57. 3. Кондрашов С.І. Дослідження можливості корекції динамічної похибки тестового контролю при нелінійній моделі зміни вхідного сигналу / С.І. Кондрашов, І.В. Григоренко, М.С. Тюрин // Вістник НТУ «ХПІ» – Харків: НТУ «ХПІ», 2008. – № 31, – С. 95 – 98. 4. Григоренко І.В. Розвиток тестових методів підвищення точності електрических компенсаційних вимірювальних перетворювачів у динамічних режимах: дис. на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук: 05.11.05 / І.В. Григоренко – Харків, 2010. – 224 с.

Поступила в редколегію 17.03.11

М.И. БАРАНОВ, докт. техн. наук, главн. научн. сотр., НТУ «ХПИ»,
Харків
В.О. ЛЫСЕНКО, аспирант, НТУ «ХПИ», Харків

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПЛОТНОСТИ ТОКА В ВОЗДЕЙСТВУЮЩЕМ НА ДРЕВЕСИНУ СИЛЬНОТОЧНОМ ПЛАЗМЕННОМ КАНАЛЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА ЛИНЕЙНОЙ МОЛНИИ

Наведено різницеву схему для наближеного розрахунку напруженості магнітного поля і щільності струму в циліндровому плазмовому каналі іскрового разряду лінійної блискавки, що діє на трахеї деревини. Розроблено алгоритм чисельного рішення отриманої системи рівнянь алгебри. Проаналізовані просторові і тимчасові розподіли поля і струму по поперечному перерізу плазмового каналу блискавки, що заповнює внутрішні об'єми трахеї деревини.

A differenced chart is resulted for the close calculation of tension of magnetic-field and closeness of current in the cylindrical plasma channel of a spark discharge of linear lightning, operating on tracheids of wood. The algorithm of numeral decision of the got system of algebraic equalizations is developed. The spatial and temporal distributing of the field and current is analysed on the crossrunner of plasma channel of lightning, filling the internal volumes of tracheids of wood.

1. ВВЕДЕНИЕ

В высоковольтной импульсной технике (ВИТ) при разработке и создании мощных испытательных высоковольтных электрофизических установок (ВЭФУ) нашла практическое применение наружная изоляция, базирующаяся на древесине хвойных пород [1,2]. Механизмы электродинамического и электротермического воздействия на внутреннюю структуру древесины больших импульсных токов (БИТ) при прямом ударе молнии (ПУМ) в такую изоляцию (например, в деревянные kleеные конструкции (ДКК) ВЭФУ) в настоящее время остаются слабо изученными. Поэтому на сегодня практически отсутствуют расчетные модели поведения ДКК в условиях воздействия на них ПУМ и соответственно практические рекомендации по повышению стойкости ДКК к БИТ, сопровождающих протекание линейных молний (ЛМ). Целью данной статьи является приближенное решение электрофизической задачи, связанной с численным расчетом пространственных и временных распределений напряженности магнитного поля и плотности тока в плазменном сильноточном канале искрового разряда ЛМ, действующей при ПУМ в деревянную изоляцию, выполненную на основе древесины хвойных пород и содержащую в своем поперечном сечении множество продольно ориентированных относительно ее бывшего ствола маломерных трахеид (капилляров), заполненных восходящими или низходящими потоками проводящей влаги (жидкого электролита) [3,4].

2. ПОСТАНОВКА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ

Рассмотрим вертикально расположенный элемент ДКК, испытывающий в условиях грозовой деятельности ПУМ, при котором вдоль его древесины из хвойных пород будет протекать БИТ с заданными амплитудно-временными параметрами (АВП). Полагаем, что плазменный канал сильноточного искрового разряда ЛМ как в зоне своей привязки к указанному элементу ДКК, так и в зоне своего вертикального продвижения по древесине к земле преимущественно заполняет внутренне в большей части цилиндрические объемы полых трахеид с находящейся там влагой и соответственно с повышенной электропроводностью по сравнению со скрепленными между собой лигнином микроскопическими целлюлозными стенками данных трахеид (клеток) древесины [3,4]. Считаем, что при воздействии в атмосферном воздухе плазменного канала ЛМ, имеющего круглую цилиндрическую форму и характеризующегося температурой около $25 \cdot 10^3$ °C [5], на трахеиды древесины содержащаяся в них проводящая влага подвергается мгновенному испарению. С учетом этого положения принимаем то допущение, что в зоне пространственного продвижения по ДКК сильноточного канала ЛМ длиной l_k его внутренняя область представляет собой плазменное образование с множеством мелких трахеид древесины, имеющее удельную электропроводность γ_k и наружный радиус r_k (рис. 1). При количественном задании значений γ_k плазменного канала грозового разряда в древесину ДКК используем экспериментальные данные, полученные авторами при исследовании низкотемпературной плазмы сильноточного канала искрового разряда ЛМ, имитированной при помощи ВИТ в лабораторных условиях [6].

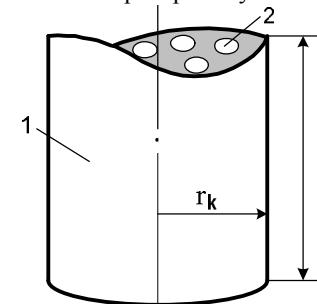


Рис. 1. Расчетная модель цилиндрического плазменного канала линейной молнии, действующей в атмосферном воздухе на древесину ДКК (1 – канал; 2 – трахеида)

Требуется с учетом принятых допущений выполнить оценку радиальных и временных распределений напряженности азимутального магнитного поля H_ϕ и плотности аксиального тока δ_z в плазменном канале сильноточного искрового разряда ЛМ, действующей при нормальных атмосферных условиях на указанный линейный элемент ДКК, выполненный из древесины хвойных пород.

3. ФОРМУЛИРОВКА И МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Будем считать, что при ПУМ в древесину ДКК импульс грозового тока $i_A(t)$, протекающий по плазменному каналу наружным радиусом r_k внутри

полых трахеид древесины, в своем составе содержит импульсную A -компоненту, оказывющую наибольшее влияние на разрушение микроструктуры ДКК. Тогда временную зависимость тока $i_A(t)$ можно представить в таком виде [7]:

$$i_A(t) = \beta_A I_{mA} \cdot \exp(-\alpha t) \sin(\omega t), \quad (1)$$

где I_{mA} – наибольшая амплитуда импульсного тока молнии; α – коэффициент затухания тока; ω – круговая частота тока; $\beta_A = \left[\exp\left(-\frac{\alpha}{\omega} \operatorname{arctg}\frac{\alpha}{\omega}\right) \cdot \sin\left(\operatorname{arctg}\frac{\alpha}{\omega}\right) \right]^{-1}$ – нормирующий коэффициент для импульсного тока молнии; t – текущее время.

Дифференциальное уравнение, описывающее для древесины ДКК распределение напряженности H_ϕ азимутального магнитного поля в плазме цилиндрического канала искрового разряда ЛМ, имеет классический вид [8,9]:

$$\frac{\partial^2 H_\phi(r,t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\phi(r,t)}{\partial r} - \frac{H_\phi(r,t)}{r} = \mu_0 \gamma_k \frac{\partial H_\phi(r,t)}{\partial t}, \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; r – текущая радиальная координата в поперечном сечении сильноточного канала молнии.

Уравнение (2) дополняется необходимыми граничными и начальными условиями. Граничные условия могут быть представлены в следующем виде:

$$H_\phi(r_{mA}, t) = \frac{i_A(t)}{2\pi r_{mA}}; \quad (3)$$

$$H_\phi(0, t) = 0, \quad (4)$$

где r_{mA} – максимальный радиус круглого цилиндрического плазменного канала молнии, определяемый для воздуха известной формулой Брагинского [5,6] и равный в нашем случае $r_{mA} = 0,093 (I_{mA})^{1/3} \cdot (t_{mA})^{1/2}$; t_{mA} – время, соответствующее первой амплитуде импульса тока молнии согласно (1).

Начальное условие для уравнения (2) принимает вид:

$$H_\phi(r, 0) = 0. \quad (5)$$

Расчетное выражение для плотности δ_z аксиального тока в круглом плазменном канале молнии может быть записано следующим образом [8,9]:

$$\delta_z(r, t) = \frac{\partial H_\phi(r, t)}{\partial r} + \frac{H_\phi(r, t)}{r}. \quad (6)$$

Первоначально приведем дифференциальное уравнение (2) с граничными и начальным условиями (3)–(5) к следующему безразмерному виду.

$$\frac{\partial^2 H_\phi^*(r^*, t^*)}{\partial(r^*)^2} + \frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial H_\phi^*(r^*, t^*)}{\partial r^*} - \frac{H_\phi^*(r^*, t^*)}{(r^*)^2} = \frac{\partial H_\phi^*(r^*, t^*)}{\partial t^*}, \quad (7)$$

где $H_\phi^* = H_\phi(r^*, t^*) / H_b$; $r^* = r / r_b$; $t^* = t / t_b$; $H_b = \beta_A I_{mA} / (2\pi r_{mA})$; $r_b = r_{mA}$; $t_b = \mu_0 \gamma_k r_{mA}^2$.

Граничные условия (3) и (4) перепишутся в таком безразмерном виде:

$$H_\phi^*(1, t^*) = \exp(-\alpha^* t^*) \sin(\omega^* t^*); \quad (8)$$

$$H_\phi^*(0, t^*) = 0, \quad (9)$$

где $\alpha^* = \alpha t_b$; $\omega^* = \omega t_b$.

Начальное условие (5) принимает соответствующий безразмерный вид:

$$H_\phi^*(r^*, 0) = 0. \quad (10)$$

Плотность $\delta_z(r, t)$ аксиального тока согласно (6) в канале молнии, протекающем вдоль древесины ДКК, запишем в следующем безразмерном виде:

$$\delta_z^*(r^*, t^*) = \frac{\partial H_\phi^*(r^*, t^*)}{\partial r^*} + \frac{H_\phi^*(r^*, t^*)}{r^*}, \quad (11)$$

где $\delta_z^*(r^*, t^*) = \delta_z(r^*, t^*) / \delta_{zb}$; $\delta_{zb} = \beta_A I_{mA} / (2\pi r_{mA}^2)$.

При численном решении системы безразмерных уравнений (7)–(11) воспользуемся известным разностным методом [10]. Разностную схему решаемой задачи построим на основе неявного четырехточечного шаблона (рис. 2), обеспечивающего второй порядок аппроксимации искомых величин по пространственному h (узлы с индексом i) и временному τ (узлы с индексом j) шагам соответствующих сеток [10].

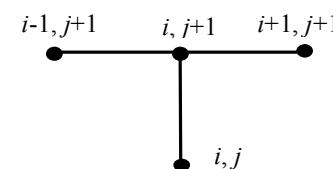


Рис. 2. Неявный четырехточечный шаблон для численной аппроксимации искомых безразмерных величин H_ϕ^* и δ_z^* сеточными функциями H_i^j и δ_i^j соответственно

Введем сеточные функции $H_i^j = H_\phi^*(r_i^*, t_j^*)$ и $\delta_i^j = \delta_z^*(r_i^*, t_j^*)$, где $r_i^* = i \cdot h$, $i = 0, 1, 2, \dots, N-1$; $t_j^* = j \cdot \tau$; $j = 0, 1, 2, \dots, M$; N, M – соответственно число шагов по используемым нами на выбранном шаблоне пространственной и временной сеткам исследуемой разностной схемы сформулированной электрофизической задачи для ПУМ в древесину ДКК.

Тогда уравнение (7) будет аппроксимироваться на неявном четырехточечном шаблоне следующим образом:

$$\frac{H_{i-1}^{j+1} - 2H_i^{j+1} + H_{i+1}^{j+1}}{h^2} + \frac{1}{r_i^*} \cdot \frac{H_{i+1}^{j+1} - H_{i-1}^{j+1}}{2h} - \frac{H_i^{j+1}}{(r_i^*)^2} - \frac{H_i^{j+1} - H_i^j}{\tau} = 0. \quad (12)$$

Начальное условие (10) при решении безразмерного уравнения (7) в разностной форме примет следующий аппроксимационный вид:

$$H_i^0 = 0. \quad (13)$$

Границные условия (8) и (9) в разностной аппроксимации для рассматриваемой задачи будут иметь нижеследующий вид:

$$H_N^{j+1} = \exp(-\alpha^* t_{j+1}^*) \sin(\omega^* t_{j+1}^*); \quad (14)$$

$$H_0^{j+1} = 0. \quad (15)$$

Безразмерную плотность $\delta_z^*(r^*, t^*)$ аксиального тока согласно (11) в плазме сильноточного канала ЛМ представим в следующем разностном виде:

$$\delta_i^{j+1} = \frac{H_{i+1}^{j+1} - H_{i-1}^{j+1}}{2h} + \frac{H_i^{j+1}}{r_i^*}. \quad (16)$$

Выражения (12)–(16) представляют собой систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) порядка $(N-1) \cdot (M-1)$ с числом неизвестных значений сеточных функций на каждом временном слое, равным $(N-1)$. Поэтому в нашем расчетном случае имеем систему из $(N-1) \cdot (M-1)$ разностных уравнений и число неизвестных в сеточных функциях, равных также $(N-1) \cdot (M-1)$. Используемая неявная четырехточечная разностная схема является абсолютно устойчивой, так как она при любых значениях пространственного h и временного τ шагов остается устойчивой. Погрешность аппроксимации для рассматриваемой задачи составляет порядка $O(h^2 + \tau)$ [10]. Для численного решения полученной СЛАУ, описывающей пространственные и временные распределения импульсного азимутального магнитного поля и плотности импульсного аксиального тока в сильноточном плазменном канале воздействующей на древесину ДКК импульсной A -компоненты тока искусственной ЛМ, используем удобный на практике для пользователя при работе на ПЭВМ метод прогонки [10].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ СЛАУ ЗАДАЧИ

Решение полученной СЛАУ (12)–(16) реализовывалось с помощью программы, написанной на языке программирования *Delphi* 7.0 [11]. Численный расчет исследуемой прикладной задачи для поражаемой ЛМ древесины ДКК производился при следующих АВП импульсной A -

компоненты тока молнии: $I_{mA} = 213,9$ кА; $t_{mA} = 32$ мкс; $\alpha = 14,87 \cdot 10^3$ с⁻¹; $\omega = 35,07 \cdot 10^3$ с⁻¹; $\beta_A = 1,783$; $r_{mA} = 0,0314$ м; $\gamma_k = 1625$ См/м. Диапазоны изменения радиальных и временных переменных при расчете задачи характеризовались следующими численными значениями: $r^* = (0-1)$; $t^* = (0-T^*/2)$, где $T^* = T/t_b$; $T = 2\pi/\omega = 179,1$ мкс – период колебаний импульсного тока молнии; $t_b = \mu_0 \gamma_k r_{mA}^2 = 2,02$ мкс; $r_b = r_{mA} = 31,4$ мм. Количество шагов по времени в разностной схеме было принято равным $M=1000$, а величина временного шага τ на сетке составила около $T^*/2000 = 0,0887$. Количество шагов по пространственной координате было выбрано равным $N=100$, а величина пространственного шага h оказалась при этом равной $r^*/100=0,01$. На рис. 3 приведены кривые, характеризующие радиальное распределение безразмерной напряженности H_φ^* азимутального магнитного поля в поперечном сечении круглого плазменного канала ЛМ, распространяющегося вдоль трахеид древесины ДКК.

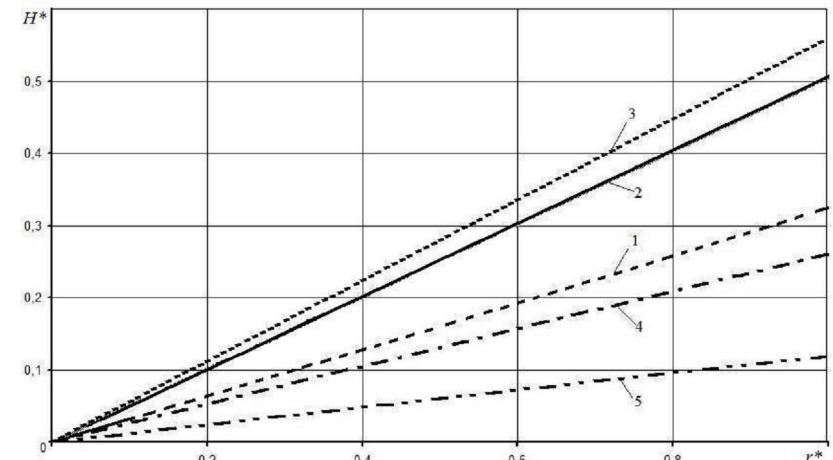


Рис. 3. Зависимость безразмерной напряженности H_φ^* азимутального магнитного поля от текущего радиуса r^* плазменного канала ЛМ при различных значениях времени t^* ($H_b = 1,933 \cdot 10^6$ А/м; для кривой 1– $t^* = 5,44$; 2– $10,88$; 3– $15,84$; 4– $33,14$; 5– $38,77$)

Из данных рис. 3 видно, что радиальные распределения азимутальной напряженности H_φ^* поля в зоне плазменного канала ЛМ носят линейный характер, при котором минимальные значения напряженности магнитного поля наблюдаются по центру канала ЛМ, а ее максимальные значения – на

его периферии. При ПУМ в древесину ДКК максимальные значения напряженности H_ϕ^* соответствуют пунктирной прямой 3 на рис. 3 при времени $t^* = 15,84$ ($t = 32$ мкс) и радиусе канала $r^* = 1$ ($r = 31,4$ мм).

На рис. 4 представлены результаты расчета радиального распределения безразмерной плотности δ_z^* аксиального тока молнии по поперечному сечению плазменного канала ЛМ на участке ее первой токовой полуволны. Из кривых рис. 4 следует, что безразмерная плотность δ_z^* аксиального тока в сильноточном плазменном канале ЛМ, воздействующем на древесину ДКК и протекающем вдоль ее трахеид (растительных клеток), характеризуется при принятых допущениях практически равномерным радиальным распределением.

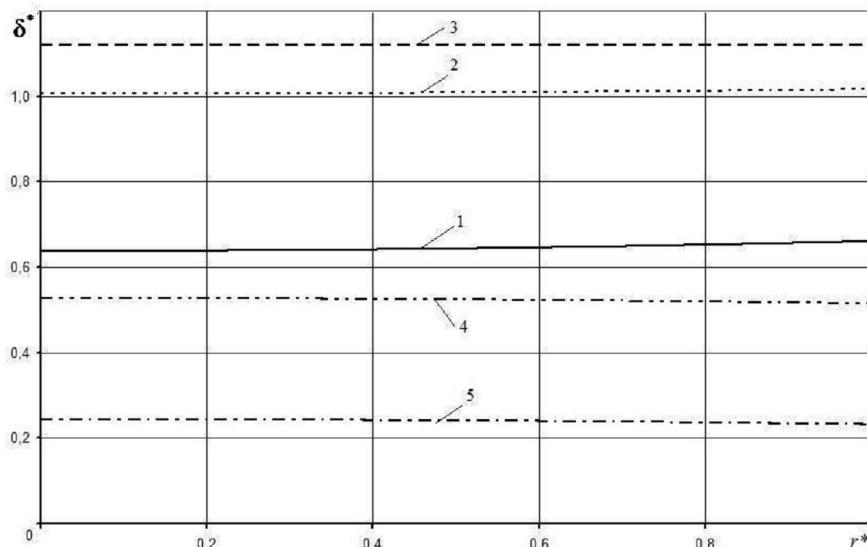


Рис. 4. Зависимость безразмерной плотности δ_z^* аксиального тока молнии от текущего радиуса r^* плазменного канала ЛМ при различных значениях времени t^* ($\delta_{zb} = 61,56 \cdot 10^6$ А/м²; для кривой 1 – $t^* = 5,44$; 2 – 10,88; 3 – 15,84; 4 – 33,14; 5 – 38,77)

Одним из подтверждений такого радиального распределения величины δ_z^* в плазме сильноточного канала ЛМ является соотношение между расчетными величинами глубины проникновения $\Delta_A = [2 / (\omega \mu_0 \gamma_k)]^{1/2} = 0,167$ м внешнего магнитного поля с напряженностью $H_\phi(r_{mA}, t)$ в плазму канала молнии и максимального радиуса рассматриваемого канала $r_{mA} = 0,0314$ м, когда $\Delta_A > r_{mA}$. Плазменный канал ЛМ в данном случае является “прозрачным” для собственного

азимутального магнитного поля, что и определяет практически равномерное распределение по его поперечному сечению исследуемой плотности δ_z^* аксиального тока. Искомая величина δ_z^* принимает свое максимальное значение, как и H_ϕ^* , при $t^* = 15,84$ ($t = 32$ мкс; кривая 3 на рис. 4).

На рис. 5 показана временная зависимость для безразмерной напряженности H_ϕ^* магнитного поля в плазменном канале ЛМ, распространяющейся вдоль трахеид древесины ДКК. Из данных рис. 5 видно, что величина напряженности H_ϕ^* , как и импульсная A - компонента тока молнии $i_A(t)$, изменяется по закону затухающей синусоиды с возрастанием по мере приближения к внешней границе канала искрового разряда ЛМ. Такие изменения величины H_ϕ^* соответствуют закону полного тока [8].

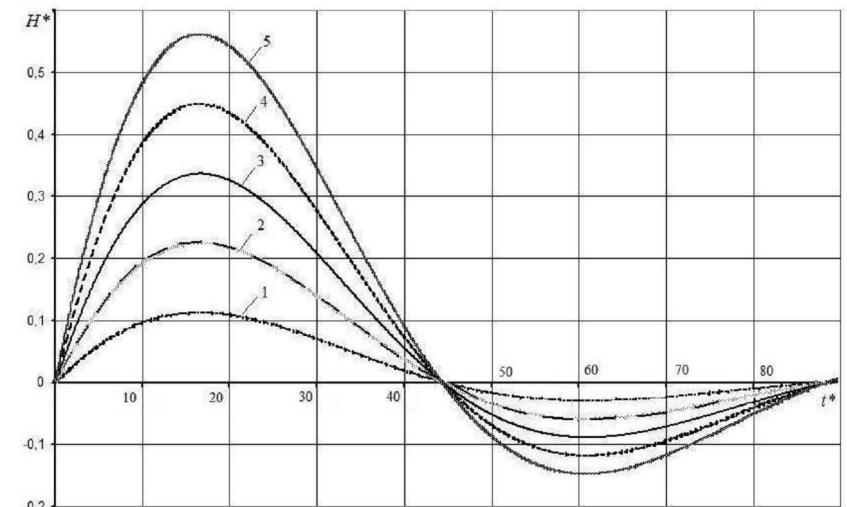


Рис. 5. Зависимость безразмерной напряженности H_ϕ^* азимутального магнитного поля от текущего времени t^* для различных значений текущего радиуса r^* плазменного канала ЛМ ($H_b = 1,933 \cdot 10^6$ А/м; для кривой 1 – $r^* = 0,2$; 2 – 0,4; 3 – 0,6; 4 – 0,8; 5 – 1,0)

На рис. 6 приведено временное распределение безразмерной плотности δ_z^* аксиального тока молнии в плазме канала грозового разряда, поражающего при ПУМ древесину ДКК. Из данных рис. 6 следует, что зависимость плотности тока δ_z^* от времени t^* воздействия импульсной A - компоненты тока ЛМ на древесину ДКК также как и напряженность H_ϕ^* магнитного поля имеет вид затухающей синусоиды, остающейся неизменной для любых значений текущего радиуса r^* искрового канала молнии. Полученные результаты численного моделирования радиальных и временных распределений напряженности азимутального магнитного поля и плотности

аксиального тока в плазменном канале сильноточного искрового разряда ЛМ, протекающего в воздушной атмосфере и воздействующего на микроструктуру древесины хвойных пород ДКК, не противоречат известным экспериментальным данным для электромагнитных характеристик искровых разрядов, протекающих в газовых и конденсированных средах при их электрическом пробое высоким напряжением [6,12,13].

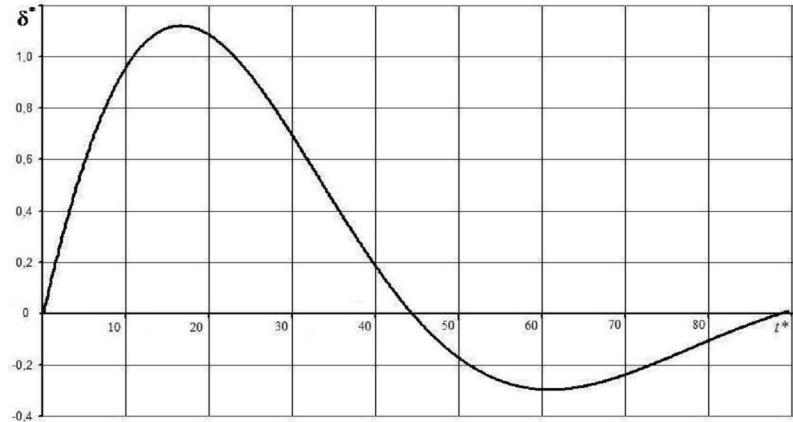


Рис. 6. Зависимость безразмерной плотности δ_z^* аксиального тока молнии от времени t^* для различных значений текущего радиуса r^* плазменного канала ЛМ ($\delta_{zb} = 61,56 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$; кривая соответствует принятому изменению r^* от 0,2 до 1,0)

4. ВЫВОДЫ

1. Математически сформулирована электрофизическая задача, связанная с исследованием радиального и временного распределений напряженности импульсного азимутального магнитного поля и плотности импульсного аксиального тока в плазменном канале сильноточного искрового разряда, характерного для ПУМ в древесину хвойных пород ДКК и содержащего импульсную A - компоненту тока молнии с нормированными АВП [7,14].

2. На основе метода конечных разностей составлена разностная схема рассматриваемой электрофизической задачи, содержащая СЛАУ порядка $(N-1) \cdot (M-1)$ с числом шагов N и M соответственно на пространственной и временной сетках и имеющая при пространственном h и временном τ шагах погрешность аппроксимации порядка $O(h^2 + \tau)$.

3. Выполнена численная апробация полученной СЛАУ для низкотемпературного плазменного канала сильноточного искрового разряда линейной молнии, воздействующей на древесину ДКК в режиме протекания вдоль ее трахеид импульсной A - компоненты тока грозового разряда с наибольшей амплитудой $I_{mA} = 213,9$ кА и характерным для нее временем, равным $t_{mA} = 32$ мкс. При данной апробации СЛАУ и примененных нормированных АВП импульса тока ЛМ для удельной электропроводности

γ_k высокоионизированной плазмы сильноточного искрового разряда ЛМ было использовано численное значение, полученное ранее авторами опытным путем на мощном генераторе тока искусственной молнии, разработанном и созданном в НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" [5,14].

4. В результате приближенного численного решения сформулированной электрофизической задачи показано, что при принятых допущениях радиальные и временные зависимости для напряженности азимутального магнитного поля и плотности аксиального тока в плазменном канале сильноточного искрового разряда ЛМ соответствуют равномерному распределению импульсной A - компоненты тока молнии с заданными нормированными АВП по поперечному сечению исследуемого разрядного канала. Полученные результаты указывают на возможность использования в принятом здесь приближении в последующих исследованиях плазмы указанного канала искрового разряда положения о равномерном радиальном распределении в нем электронной и ионной температур.

- Список литературы:**
- Баранов М.И., Колищук Г.М., Кравченко В.И. и др. Комплекс высоковольтного испытательного электрофизического оборудования экспериментальной базы НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ» // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Електроенергетика та перетворююча техніка.– Харків: НТУ «ХПІ»,– 2004.– №4.– С. 3–13.
 - Рудаков В.В., Недзельський О.С.. Исследование импульсной электрической прочности крупногабаритных kleевых деревянных конструкций // Вестник ХПИ. Серия "Электроэнергетика и автоматизация энергоустановок".– Харьков: ХПИ.– 1993.– Вип. 18.– С.73–77.
 - Баранов М.И., Лысенко В.О. Приближенные модели электродинамического разрушения древесины в атмосферном воздухе под действием прямого удара в нее линейной молнии // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Техніка та електрофізика високих напруг.– Харків: НТУ «ХПІ».– 2009.– №39.– С.10–18.
 - Баранов М.И., Лысенко В.О. Явление высоковольтного электрососма в капиллярах "живой" древесины. Гипотеза возникновения и расчетная оценка // Вісник Національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Техніка та електрофізика високих напруг.– Харків: НТУ «ХПІ».– 2010.– №18.– С.26–33.
 - Баранов М.И., Колищук Г.М., Лысенко В.О. и др. Экспериментальная оценка электрического сопротивления и электропроводности сильноточного плазменного канала в цепи разряда мощного генератора тока искусственной молнии // Електротехніка і електромеханіка.– 2011.– №1.– С.69–72.
 - Райзбер Ю.П. Физика газового разряда.– М.: Наука, 1987.– 592 с.
 - Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография в 2-х томах. Том 2, Кн. 2: Теория электрофизических эффектов и задач.– Харьков: Изд-во "Точка", 2010.– 407 с.
 - Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. Том 2.– Л: Энергия, 1967.– 523 с.
 - Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.– М.: Мир, 1972.– 391 с.
 - Годунов С.К., Рябенький В.С. Разностные схемы (введение в теорию).– М.: Наука, 1977.– 489 с.
 - Дерахвадзе П.Г., Марков В.П. Программирование в Delphi 7.– СПб.: БХВ-Петербург, 2003.– 784 с.
 - Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры.– М.: Атомиздат, 1975.– 272 с.
 - Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий.– Киев: Наукова думка, 1990.– 208 с.
 - Баранов М.И., Колищук Г.М., Кравченко В.И. и др. Генератор тока искусственной молнии для натурных испытаний технических объектов // Приборы и техника эксперимента.– 2008.– №3.– С.81–85.

Поступила в редакцию 16.04.11

Ж.А. КИРЕЕВА, канд. техн. наук, доц. НТУ «ХПІ», Харків
В.А. КИРЕЕВ, канд. техн. наук, доц. НАКУ «ХАІ», Харків
А.Ю. СЕМЕНЕЦь, студент НАКУ «ХАІ», Харків

ДИАГНОСТИРОВАНИЕ ОШИБОК МОНТАЖА ЦИФРОВЫХ УЗЛОВ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

Наводиться методика та алгоритм програми діагностування помилок монтажу та катастрофічних відмов цифрових вузлів. Розглянуті особливості внутрішньо схемного діагностування. Приведена методика та програма діагностування реалізовані на конкретному прикладі.

The methods and algorithm of diagnosing installation errors and catastrophic failures of digital units. The features internal circuit diagnosis. A method of diagnosing software and implemented on a specific example.

Введение. В производстве радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) для диагностирования ее состояния используется внутрисхемный и функциональный контроль [1]. Под внутрисхемным контролем понимают такие виды контроля, при которых на внешние контакты соединений узлов РЭА подаются воздействия, а с их внутренних контактов снимаются ответные реакции. По их величинам судят о наличии дефектов. После окончательной сборки узла РЭА проверяется его функционирование. Функциональный контроль предполагает определение правильности функционирования проверяемого узла в рабочем режиме.

Внутрисхемный контроль производится поэтапно. Сначала проверяются комплектующие элементы (входной контроль) [2,3], затем правильность изготовления печатной платы [4], и, наконец, производится проверка узла после монтажа радиоэлементов [5].

Основная часть. Обачно для описания процессов в цифровых устройствах используются сети Петри (СП), состоящие из набора позиций, переходов и отношений инцидентности.

На рис. 1 изображен логический элемент и СП, модулирующая его функционирование. Описание этого элемента содержит 8 позиций, 8 переходов и 32 дуги. Поэтому СП для сложной цифровой схемы будет содержать очень большое число элементов и значительно усложнит работу с ней. Нами было использовано моделирование, основанное на отображении структуры схемы в виде СП в терминах «компоненты-соединения» [1]. В СП компоненты представляются переходами, а соединения внешних выходов компонентов с полюсами проводников – позициями. Поскольку проводник является одним из элементов схемы в СП, он также является переходом.

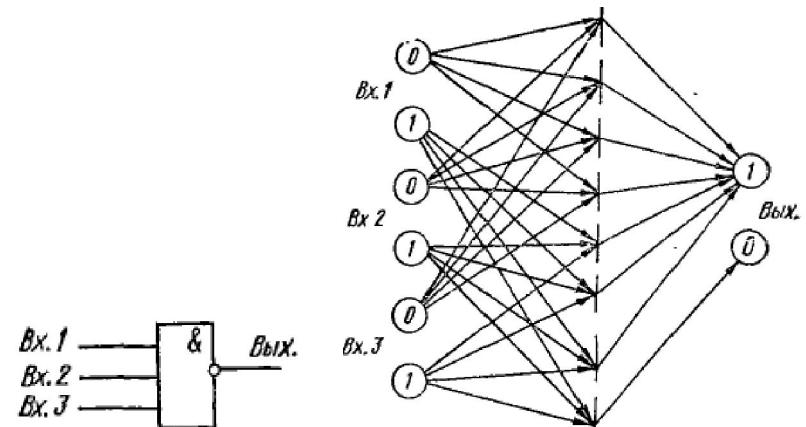


Рис.1. Логический элемент и СП

В качестве примера рассмотрим электронную схему, приведенную на рисунке 2.

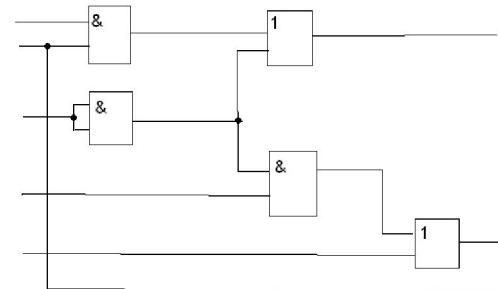


Рис.2. Электронная схема

На рисунке 3 показана СП, модулирующая эту схему.

Переходы изображающие проводники, назовем простыми переходами и обозначим их одной чертой. Сложные переходы, соответствующие радиоэлементам, обозначим двумя чертами. Каждый из простых переходов имеет один вход, сложные переходы могут иметь множество входов. Соединению схемы с внешними устройствами соответствует множество входных и выходных позиций. Это внешние позиции. Остальные позиции внутренние. Каждая позиция в СП имеет только один вход и один выход. Теперь электронную схему можно представить в виде маркированного графа (МГ). Подадим на входные позиции СП условные метки (фишки), то есть установим ее начальную разметку. Это соответствует подаче сигналов на входы модулируемого узла РЭА. Таким образом СП запускается.

Перемещение фишек в МГ отражает распространение сигналов в моделируемом узле РЭА, определяет последовательность срабатывания переходов и порядок установим ее начальную разметку. Это соответствует подаче сигналов на входы модулируемого узла РЭА.

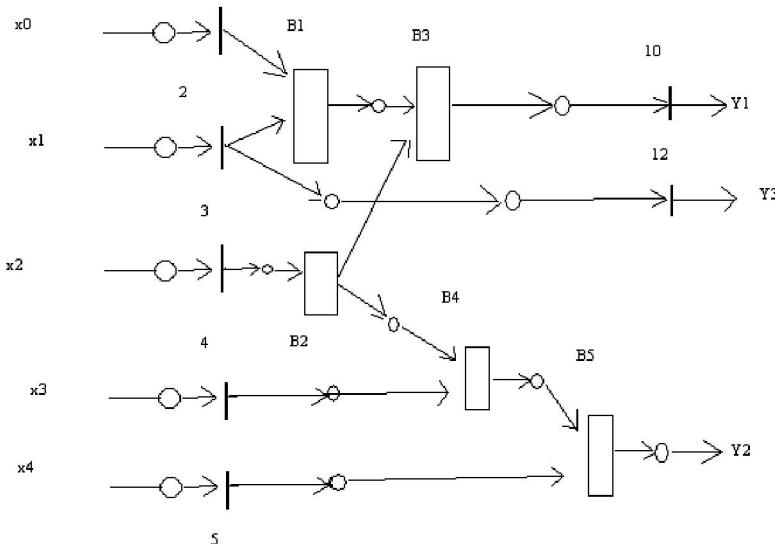


Рис.3. СП, модулирующая электронную схему

Таким образом СП запускается. Перемещение фишек в МГ отражает распространение сигналов в моделируемом узле РЭА, определяет последовательность срабатывания переходов и порядок функционирования отдельных компонентов. Для моделирования неисправностей и анализа работы РЭА фишкам присваиваем определенные цвета. С помощью раскрашенных СП удобно описывать передачу сигналов в цифровых схемах (ЦИС). Правила преобразования цветов фишек зависят от закона функционирования соответствующего компонента. Каждому цвету фишке присваивается определенный приоритет. Самый высокий приоритет имеют фишки, отображающие сигналы логического нуля. Второй приоритет присваивается фишкам, соответствующим сигналам логической единицы. Третий приоритет имеют фишк «высокоимпедансного» состояния.

В устройствах, имеющих несколько выходов, объединенных одним проводником, а также в неисправных схемах, имеющих ложные перемычки между двумя выходными контактами, возможны конфликтные ситуации, когда сигналы элементов, выходы которых соединены между собой, не совпадают. Принятая система приоритетов фишек обеспечивает адекватное моделирование конфликтных ситуаций, возникающих при появлении

сигналов различных логических уровней на выходах микросхем, соединенных между собой.

Алгоритм решения задачи диагностирования ЦИС приводится на рисунке 4. Программа позволяет проверить отсутствие катастрофических отказов и правильность ориентации компонентов.

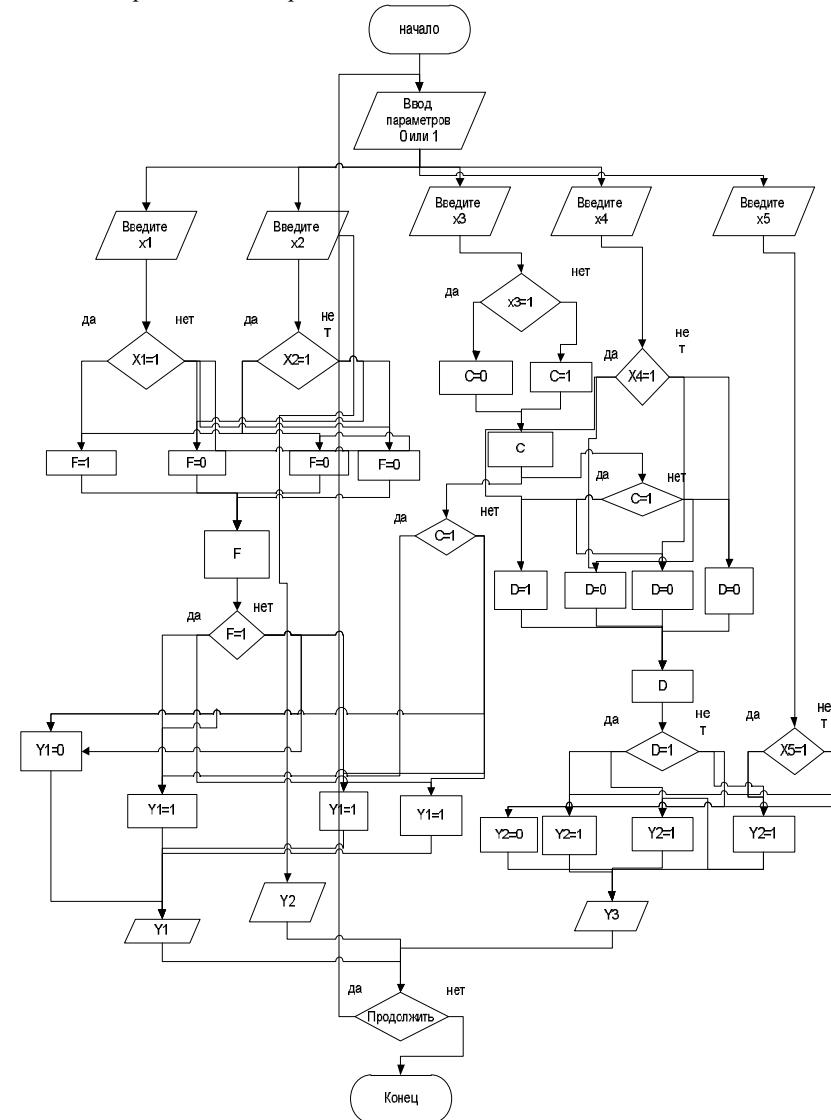


Рис.4. Алгоритм решения задачи диагностирования ЦИС

Проверяются следующие виды дефектов: отсутствие подачи питания к ЦИС; искажение логических уровней на входах; фиксированное состояние «логический нуль», «логическая единица»; отсутствие перехода в высокоимпедансное логическое состояние.

Вывод. Исключение дефектов, обнаруженных на данной стадии диагностирования, значительно упрощает подготовку дальнейших программ и уменьшает возможность возникновения дополнительных отказов при подключении ЦИС к источникам питания.

Список литературы: 1. *Лихтциндер Б.Я.* Внутрисхемо-диагностирование узлов РЭА. Киев: Техника, 1988-168с. 2. Киреева Ж.А., Киреев В.А., Кругликов А.С. К вопросу о минимизации контрольных точек при входном контроле ЦАП. Вестник ХПИ 1992, вып. 16-с. 116-118. 3. Карпов А.И., Киреев В.А. Оптимизация режима работы устройства для обнаружения импульсных шумов – предвестников отказа полупроводниковых приборов. Радиоэлектронные устройства летательных аппаратов: Сб. научн. Тр. – Харьков: ХАИ, 1990. –с. 184 – 194. 4. Грицай В.А., Киреев В.А., Киреева Ж.А. Контроль качества печатных плат. Материалы международной научно-практической конференции. Харьков. 2007, с. 58-62. 5. Гусаров В.П., Киреев В.А. Применение математического моделирования для оценки работоспособности и локализации места неисправностей в радиоэлектронных схемах. – Самолетостроение. Техника воздушного флота, 1985, вып. 52, -с. 80-82.

Поступила в редакцию 17.04.11

УДК 620. 179. 14

А.А. АВРАМЕНКО, к-т техн. наук, доц., НТУ "ХПИ", Харків

В.В. СКОПЕНКО, соискатель, НТУ "ХПИ", Харків

І.Б. ГОРКУНОВА, асистент, НТУ "ХПИ", Харків

ВИХРЕТОКОВЫЙ КОНТРОЛЬ ДЕФЕКТОВ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОЛЕ

В даній роботі розглянуто метод підвищення точності контролю при вихорострумовій дефектоскопії виробів за рахунок зменшення впливу зазору між контролюваним виробом та вимірювальною катушкою перетворювача

In this work the method for increasing accuracy of eddy current defectoscopy of products by reducing the influence of a controlled clearance between the product and measuring coil transducer is offered

Введение. Важным вопросом неразрушающего контроля в промышленности является дефектоскопия деталей различной конфигурации. Вихревоковый контроль качества протяженных изделий зачастую осуществляется с помощью проходных трансформаторных и параметрических преобразователей [1]. Для повышения точности контроля, особенно ферромагнитных изделий, необходимо использовать достаточно длинные громоздкие преобразователи, что затрудняет проведение непрерывного контроля. С этой точки зрения вихревоковые преобразователи с поперечным полем, которое создается катушками Гельмгольца, имеют существенные преимущества [2]. В этом случае предпочтительнее применение датчиков накладного типа. Однако, при непрерывном контроле протяженных изделий возникают погрешности, вызванные изменением воздушного зазора между контролируемым изделием и измерительной катушкой. Данная работа посвящена вопросу повышения достоверности контроля за счет уменьшения влияния воздушного зазора.

Основная часть. В [3] рассмотрены вопросы контроля поверхностных дефектов в ферромагнитных цилиндрических изделиях. При этом использовались два типа датчиков (накладные и проходные). Представляет практический интерес рассмотреть применение накладных датчиков для контроля поверхностных дефектов в проводящих немагнитных цилиндрических изделиях в поперечных однородных магнитных полях.

С этой целью были проведены экспериментальные исследования на цилиндрических изделиях радиусом $R = 30$ мм из сплава алюминия с величиной удельной электрической проводимости $\sigma = 1,72 \cdot 10^7$ См/м. Дефекты моделировались в виде радиальных проточек шириной a и глубиной b .

Исследования проводились датчиками накладного типа с числом витков $W=600$ и средним радиусом катушки $r=3,15$ мм.

Эксперименты показали, что чувствительность фазовых измерений оказалась довольно низкой. Для повышения чувствительности амплитудных измерений два идентичных накладных датчика включались по дифференциальной схеме. Измерительный ИД и компенсационный КД датчики располагались в поперечном поле вблизи цилиндрического изделия. Плоскости датчиков перпендикулярны направлению возбуждающего поля. Расстояния от плоскостей датчиков до объекта контроля были одинаковы причем, измерительный датчик ИД располагался над дефектом, а компенсационный КД над участком без дефекта. Расположение датчиков и изделия в поперечном электромагнитном поле показано на рис. 1.

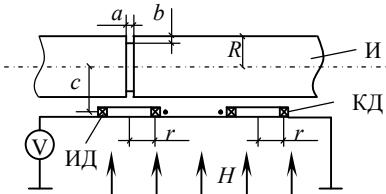


Рис. 1. Расположение датчиков и изделия в поперечном электромагнитном поле

Здесь же показаны размеры датчиков, изделия, дефектов и их взаимное расположение. ИД и КД включены последовательно-встречно. Разностный сигнал э.д.с. измеряется вольтметром V .

Для того, чтобы датчик определял непосредственно реакцию изделия на возбуждающее поле, перейдем к нормированным э.д.с. В этом случае формула для нормированной разности э.д.с. датчика при контроле немагнитных проводящих изделий имеет вид [3]:

$$\lambda \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{I_2(x\sqrt{i})}{I_0(x\sqrt{i})}, \quad (1)$$

где λ – форм-фактор; E_0 – э.д.с. ИД в отсутствие изделия; I_0 и I_2 – модифицированные функции Бесселя первого рода; x – обобщенный параметр;

$$x = R\sqrt{\mu_0\sigma\omega}; \quad (2)$$

μ_0 – магнитная постоянная ($4\pi \cdot 10^{-7}$); ω – циклическая частота.

Форм-фактор λ в случае круглой измерительной катушки, плоскость которой перпендикулярна к исходному магнитному полю, определяется выражением [3]:

$$\lambda = \frac{1}{2(R/r)^2 \left[1 - 1/\sqrt{1 + (r/c)^2} \right]}, \quad (3)$$

где c – расстояние от центра изделия до середины ИД.

Возбуждающее поле H создается катушками Гельмгольца, которые питаются от генератора синусоидальных сигналов. Величина тока в катушках Гельмгольца поддерживалась постоянной и равной 0,05 А. При этом напряженность магнитного поля составляла 41,8 А/м. Измерения проводились при различных частотах возбуждающего поля. Результаты измерений разностной э.д.с. ΔE приведены в таблице. Здесь же приведена величина э.д.с. небаланса датчиков E_H (при расположении как ИД так и КД над участками изделия, не имеющими дефектов).

Таблица

$f \cdot 10^3$, Гц	$E_H \cdot 10^{-3}$, В	$\Delta E \cdot 10^{-3}$, В					
		$a=0,4$ $b=0,3$	$a=0,7$ $b=0,3$	$a=1,0$ $b=0,3$	$a=0,4$ $b=0,5$	$a=0,7$ $b=0,5$	$a=1,0$ $b=0,5$
10	5,6	5,8	6,2	6,6	6,6	6,8	7,4
15	16,0	16,2	17,5	18,3	18,2	18,8	19,5
20	29,0	31,0	32,0	35,5	35,8	36,2	37,5

Как видно, увеличение как ширины дефекта, так и глубины приводят к увеличению разностной э.д.с. ΔE при испытаниях немагнитных изделий.

Повышение частоты возбуждающего поля приводит к росту чувствительности. Однако такое увеличение частоты ограничено влиянием емкостных связей между витками (и рядами витков) датчика и катушек Гельмгольца на результаты контроля.

Наибольшее влияние на результаты измерений разностной э.д.с. ΔE оказывает изменение зазора между ИД и изделием.

Для уменьшения влияния этого зазора на результаты контроля можно проводить контроль с применением двух пар измерительных катушек, расположенных относительно изделия как показано на рис. 2.

Как видно, вторая пара измерительных катушек ИД' и КД' между собой включены также последовательно-встречно. Две пары последовательно-встречно включенных катушек соединены последовательно-согласно. Вольтметр V_1 измеряет суммарную э.д.с., равную $2\Delta E$. Увеличение зазора между ИД и изделием приводит к такому же уменьшению зазора между ИД' и изделием.

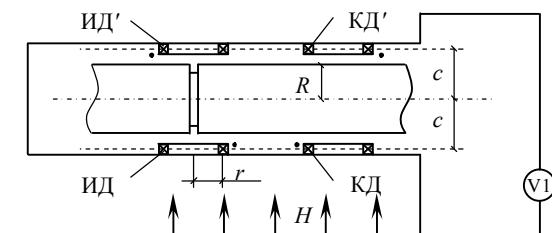


Рис. 2. Схема контроля с двумя парами датчиков

Оценку влияния изменения воздушного зазора на результаты контроля с помощью схемы представленной на рис. 2. Можно получить, если разложить функцию $K = \lambda \Delta E / E_0$ в ряд Тейлора вблизи заданного зазора (то есть c) для каждой из пар встречно включенных катушек. Эта оценка существенно упрощается при условии $r/c \ll 1$. В таком случае ряд Тейлора для величины K при увеличении зазора ($c_x > c$) будет иметь вид:

$$K = K(c) + \frac{1}{1!} \frac{2c}{R^2} \frac{\Delta E}{E_0} \Delta c + \frac{1}{2!} \frac{2}{R^2} \frac{\Delta E}{E_0} \Delta c^2 + \dots \quad (4)$$

А для величины K в случае уменьшения зазора ($c_x < c$) этот ряд записывается в виде:

$$K = K(c) - \frac{1}{1!} \frac{2c}{R^2} \frac{\Delta E}{E_0} \Delta c + \frac{1}{2!} \frac{2}{R^2} \frac{\Delta E}{E_0} \Delta c^2 - \dots , \quad (5)$$

где Δc – изменение воздушного зазора; $\Delta c = c_x - c$.

Поскольку в схеме определяется суммарный сигнал двух пар катушек, то складывая левые и правые части рядов (4), (5) получим:

$$2K = 2K(c) + \frac{1}{1!} \frac{2}{R^2} \frac{\Delta E}{E_0} \Delta c + \dots \quad (6)$$

Видно, что линейные по приращениям воздушного зазора слагаемые рядов Тейлора взаимно компенсируются. Воздействие изменения воздушного зазора на результаты контроля теперь будут проявляться в приближениях ряда соответствующих четным степеням приращения зазора. Исходя из формулы (6), можно дать простую оценку погрешности, вызванной нелинейностью функции K в зависимости от величины Δc (изменения зазора). Эта погрешность будет определяться отношением нелинейного (квадратичного по Δc) члена к величине функции в точке c :

$$\gamma = \frac{\Delta c^2}{c^2} \quad (7)$$

Выводы. Предлагаемую схему целесообразно использовать при контроле изделий имеющих сравнительно большие радиусы (когда c велико) при непрерывном контроле. В этом случае необходимо определить направление наибольших смещений изделия, а затем создать магнитное поле, направленное вдоль этого смещения, соответствующим образом расположить датчики.

Список литературы: 1. Неразрушающий контроль: Справочник: В7 т. / под общ. ред. В.В. Клюева. Т.2 –М.: Машиностроение, 2003. –688с. 2. К расчету параметров вихревокового датчика для неразрушающего контроля цилиндрических изделий / Авраменко А.А., Тюна В.И. // Вестник Харьковского политехнического института. Автоматика и приборостроение. – 1963. – Вып.9. – с.75-78. 3. Бесконтактное измерение удельной электрической проводимости цилиндрических изделий в поперечном переменном магнитном поле / А.А.Авраменко, В.П.Себко, В.И.Тюна, В.А.Друнов // Метрология. – 1983. – № 10. – с.48-54.

Поступила в редакцию 20.05.11

УДК 620.179.111

С.Н. ГЛОБА, канд. техн. наук, доцент, НТУ "ХПИ", Харків

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КАПИЛЛЯРНОГО НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

Описано фізику капілярного неруйнівного контролю. Розглянуто багатоопераційний процес капілярного контролю. Наведені та проаналізовані основні формули, що описують капілярні явища та властивості рідинних дефектоскопічних матеріалів.

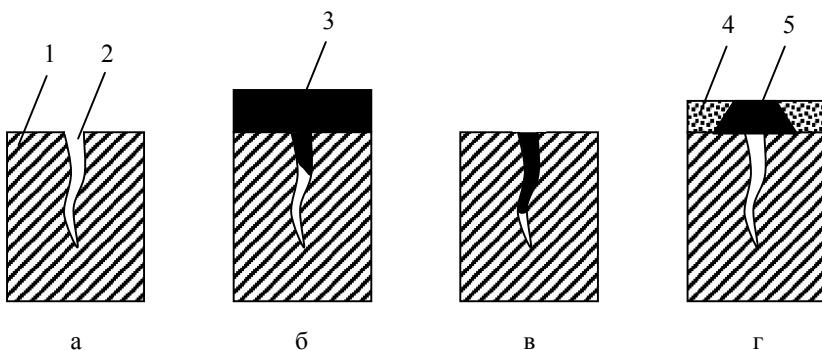
The physics of penetrate nondestructive testing are described. A multioperational process of penetrate nondestructive testing are considered. Are presented and analyzed the basic formulas describing capillary phenomena and properties of liquid defectoscopic materials.

Капиллярный неразрушающий контроль (КНК) основан на капиллярном проникновении индикаторных жидкостей (пенетрантов) в полости несплошностей материала объекта контроля и регистрации образующихся индикаторных следов визуально или с помощью приборов [1-3]. След дефекта представляет собой индикаторный рисунок, образованный индикаторной жидкостью в месте расположения несплошности и подобной форме сечения несплошности у выхода на поверхность ОК. Обычно след по величине значительно больше раскрытия (ширины) несплошности на поверхности, что и позволяет уверенно обнаруживать невооруженным глазом места расположения дефектов.

Все методы КНК основаны на проникновении проникающей индикаторной жидкости под действием капиллярных сил в полости дефектов и последующем извлечении жидкости из дефекта (также под действием капиллярных сил). При этом наблюдается разница в цвете или свечении между фоном (цветом или свечением всей поверхности ОК) и участком поверхности над дефектом. Чем больше эта разница, тем выше чувствительность метода и тем меньший дефект может быть обнаружен. Полученная информация о дефекте (ширина, глубина и т.д.) необходима для безаварийной работы всего узла и механизма в целом.

Схема последовательности многооперационного процесса КНК [1, 3] показана на рис. 1. Изображена схематически деталь 1 с дефектом 2, имеющим выход на поверхность. Деталь 1 обезжириена, дефект 2 очищен от масла и загрязнения. Чтобы выявить дефект (трещину), на поверхность детали наносится индикаторная жидкость (пенетрант) 3, которая проникает в дефекты и заполняет трещину под действием капиллярных сил. Следующая операция – удаление излишков пенетранта с поверхности изделия. Если пенетрант остается на бездефектной поверхности, он даст ложную информацию, как будто на поверхности есть трещина или другой дефект. Но главное, чтобы пенетрант 3 остался в трещине 2. Затем на поверхность, с которой удален излишек пенетранта, наносится проявитель 4. Нанесение на

поверхность проявителя 4 вытягивает из дефекта (под действием капиллярных сил) оставшийся там пенетрант 3 из трещины 2. При этом слой проявителя 4 либо окрашивается в яркий цвет красителя в месте расположения дефекта (при красочном методе), либо смачивается жидкостью с люминесцирующей добавкой, которая при облучении ультрафиолетовыми лучами начинает флуоресцировать. Оставшаяся в дефекте жидкость окрашивает часть проявителя над дефектом (след дефекта 5) или флуоресцирует над дефектом, что и позволяет обнаруживать дефект 2 под слоем проявителя 4.



а – дефект; б – нанесение пенетранта; в – удаление пенетранта с поверхности; г – нанесение проявителя и проявление; 1 – изделие; 2 – дефект; 3 – пенетрант; 4 – проявитель; 5 – след дефекта

Рис. 1. Последовательность операций при капиллярной дефектоскопии

Во время каждой операции КНК поверхность трещины вступает в контакт с несколькими жидкими дефектоскопическими материалами, поэтому главным условием капиллярного контроля является смачивание поверхности детали дефектоскопическими материалами. Смачивание определяется взаимным притяжением молекул жидкости и твердого тела.

Все методы КНК основаны на капиллярных свойствах жидкости. Благодаря смачиванию дефектоскопическая жидкость заполняет устье капилляра и тем самым создаются условия для проявления капиллярного эффекта. У смачивающей жидкости образуется вогнутый мениск, а у несмачивающей – выпуклый. Так как площадь поверхности мениска больше, чем площадь поперечного сечения капилляра, то под действием молекулярных сил искривленная поверхность жидкости стремится выпрямиться.

Поверхностное натяжение σ характеризует свойство самой жидкости, а произведение $\sigma \cos \theta$ характеризует смачиваемость этой жидкостью поверхности твердого тела. Составляющую силы поверхностного натяжения $\sigma \cos \theta$ иногда называют силой смачивания. Для большинства хорошо

смачиваемых веществ $\cos \theta$ близок к единице. Сильное влияние на смачивание оказывает состояние поверхности, ее микрорельеф и чистота. Поэтому понятна роль очистки поверхности от жиров, масел и других загрязнений детали перед КНК.

Под влиянием поверхностного натяжения плоская поверхность жидкости старается сократиться. Если же поверхность жидкости не плоская, то возникает давление, дополнительное к тому, которое ощущает жидкость с плоской поверхностью. Силы поверхностного натяжения и создают дополнительное (лапласово) давление под искривленной поверхностью жидкости. Формула Лапласа [4] для определения избыточного давления для произвольной поверхности жидкости двойкой кривизны имеет вид:

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (1)$$

где σ – поверхностное натяжение, Н/м;

R_1 и R_2 – радиусы кривизны двух любых взаимно перпендикулярных нормальных сечений поверхности жидкости.

Дополнительное (лапласово) давление Δp возрастает с увеличением коэффициента поверхностного натяжения σ и кривизны поверхности жидкости.

Радиус кривизны положителен, если центр кривизны соответствующего сечения находится внутри жидкости, и отрицателен, если центр кривизны находится вне жидкости. В случае смачивания, когда мениск вогнут, тогда избыточное давление направлено внутрь капилляра и $\Delta p < 0$. В частном случае, если мениск имеет форму цилиндрической поверхности, т.е. $R_1 = R$, $R_2 = \infty$, то по формуле (2) избыточное давление $\Delta p = \sigma/R$.

Тогда под искривленной поверхностью давление жидкости:

$$p = p_0 + \Delta p = p_0 + \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2)$$

где p_0 – давление при плоской поверхности жидкости, Па или Н/м².

Жидкость в капилляре поднимается или опускается на такую высоту h , при которой сила гидростатического давления столба жидкости уравновешивается силой избыточного давления. В узких цилиндрических сосудах радиуса r уровень смачивающей жидкости поднимается на высоту капиллярного подъема h , которую определяют как:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}, \quad (3)$$

где θ – краевой угол смачивания, измеряется со стороны жидкости;

ρ – плотность жидкости, кг/м³;

g – ускорение силы тяжести, м/с².

Полученная формула (3), определяющая высоту поднятия жидкости в капиллярной трубочке, носит название формулы Жюрена [4]. Очевидно, что чем меньше радиус трубы, тем на большую высоту поднимается в ней жидкость. И чем больше смачивание ($\sigma \cos \theta$), тем больше капиллярный подъем. Кроме того, высота поднятия растет с увеличением коэффициента поверхностного натяжения жидкости. В частном случае для жидкости, полностью смачивающей стены капилляра ($\theta = 0$, $\cos \theta = 1$), формула Жюрена принимает вид: $h = 2\sigma/(pg)$.

Таким образом, если капилляр имеет форму узкой щели (трещины) с постоянной шириной раскрытия b , то глубина затекания жидкости в такую щель [2, 4] определяется по аналогичной формуле:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g b}. \quad (4)$$

Ширина раскрытия дефекта b обратно пропорциональна h . Из этого следует: чем тоньше трещина, тем более глубоко будет проникать в нее дефектоскопическая жидкость. После того как благодаря смачиванию дефектоскопическая жидкость заполнит устье капилляра, создаются условия для проявления эффекта капиллярности. При операции проявления очень важно, как следует из формулы (4), чтобы поры (капилляры) проявителя были как можно меньше. Тогда индикаторная жидкость (пенетрант) будет извлечена капиллярными силами из дефекта и образуется след на поверхности слоя проявителя, т.е. дефект можно будет обнаружить. Процесс проявления идет тем быстрее, чем меньше поры порошкового проявителя и до тех пор, пока весь пенетрант не будет извлечен из полости трещины.

На рис. 2 представлена схема проникновения жидкости в глубь пустоты дефекта под действием сил лапласовского давления $\Delta p = p_1 - p_2$. Движение жидкости в капиллярах может быть вызвано разностью капиллярных давлений, возникающей в результате различной кривизны поверхности жидкости. Поток жидкости направлен в сторону меньшего давления: для смачивающих жидкостей – к мениску с меньшим радиусом кривизны. Пустоты трещин имеют преимущественно форму узкого клина, вершина которого направлена в середину материала. Попав в трещину, смачивающая жидкость продолжает проникать в глубину пустоты, даже если удалить резервуар, т.е. забрать жидкость из поверхности. В этом случае жидкость в пустоте создает два мениска (рис. 2), которые служат причиной появления двух капиллярных давлений. Их равнодействующая направлена в глубину

пустоты и равняется:

$$p = p_1 - p_2 = \sigma \cos \theta \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (5)$$

где $R_2 > R_1$ – соответственно радиусы кривизны второго и первого менисков (полусфер) в плоскости, перпендикулярной к разрезу трещины.

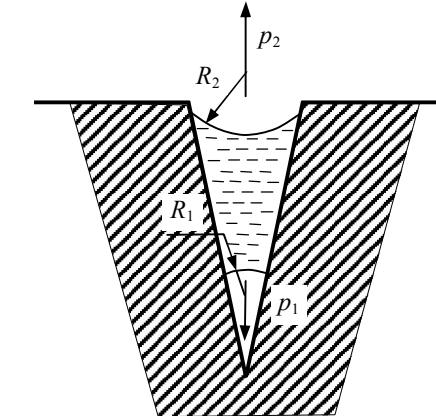


Рис. 2. Схема проникновения жидкости в глубь пустоты дефекта под действием сил лапласовского давления $\Delta p = p_1 - p_2$

Жидкость, которая заполняет пустоту трещины, удерживается в ней капиллярными силами даже в том случае, если ее удалить из поверхности тела. Тем не менее, если на мениск, размещенный в устье трещины, положить пористое вещество, то он исчезнет. Вместо него возникнет система малых менисков разнообразной формы и большей кривизны. Каждый мениск создаст капиллярное давление p_n , которое в сумме будет превышать давление p_2 . Под действием суммы давлений $\sum p_n \gg p_1$ жидкость оставит пустоту щели, поднимется на поверхность детали и образует индикаторный рисунок.

На явлении капиллярного впитывания основана пропитка дефектов пенетрантом. Чтобы определить время, необходимое для пропитки, представим расположенную горизонтально капиллярную трубку, один конец которой открыт, а другой помещен в смачивающую жидкость. Под действием капиллярного давления мениск жидкости движется в направлении открытого конца. Пройденное расстояние l связано со временем t зависимостью:

$$l^2 = \frac{r\sigma \cos \theta}{2\eta} t , \quad (6)$$

отсюда необходимое время t выдержки детали в проникающей среде:

$$t = \frac{2\eta}{r\sigma \cos \theta} l^2 , \quad (7)$$

где l – расстояние (м), на которое жидкость проникает в полость дефекта за время t ;

η – вязкость жидкости, кг/(м·с).

Из формулы (7) очевидно, что время, которое необходимо для прохождения пенетрантом через сквозную трещину, связано с толщиной стенки l , в которой возникла трещина, квадратической зависимостью. Время тем меньше, чем меньше вязкость и больше смачиваемость.

Следует обратить внимание, что кроме взаимодействия жидких дефектоскопических материалов с твердыми контролируемыми поверхностями необходимо учитывать взаимодействие жидкостей между собой, а также с газами. Физические явления смачивания, растворения, эмульгирования, диффузии существенно влияют на конечный результат капиллярного контроля.

Таким образом, знания физических основ методов КНК позволяют принимать соответствующие верные решения на всех этапах контроля для повышения чувствительности и надежности капиллярного контроля, а также исключают факторы, снижающие чувствительность и приводящие к неопределенным результатам.

Список литературы: 1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 8 т. / Под общ. ред. В.В. Клюева. Т. 4: В 3 кн. Кн. 3: М.В. Филинов. Капиллярный контроль. – 2-е изд., испр. – М.: Машиностроение, 2006. – 736 с. 2. Неразрушающий контроль и диагностика: Справочник / Под ред. В.В. Клюева. – М.: Машиностроение, 1995. – 488 с. 3. Глоба С.Н. Капиллярный неразрушающий контроль. Чувствительность и оценка результатов контроля: Учебн.-метод. пособие / С.Н. Глоба, Б.М. Горкунов. – Харьков: НТУ "ХПИ", 2005. – 72 с. 4. Справочник по физике / Б.М. Яворский, А.А. Демраф. – Москва: Наука, 1977. – 944 с.

Поступила в редакцию 20.05.11

УДК 620.179.14

Б.М. ГОРКУНОВ, канд. техн. наук, проф. НТУ "ХПИ", Харків
А.А. ТИЩЕНКО, аспирант НТУ "ХПИ", Харків

МЕТОД СУПЕРПОЗИЦИИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ГЛУБИНЫ УПРОЧНЕННОГО СЛОЯ ВИХРЕТОКОВЫМ МЕТОДОМ

У роботі запропоновано метод суперпозиції для визначення глибини зміщеного шару об'єкта за результатами вихростового контролю на основі рішення зворотної електромагнітної задачі з використанням методів лінійного програмування.

In work the method of superposition for definition of depth of the hardened layer of object by results eddy current control on the basis of decision of reverse electromagnetic task and with the use of methods of the linear programming is offered.

Введение. Значительное количество деталей производственного оборудования работает в условиях изнашивания, циклических нагрузок, коррозии, при которых максимальные напряжения возникают в поверхностных слоях металла, где сосредоточены основные концентраторы напряжения. Для повышения надежности и долговечности деталей и узлов, а вследствие этого и производственного оборудования в целом применяют методы поверхностного упрочнения. При сохранении достаточно высокой пластичности, вязкости и трещиностойкости данные методы повышают вышеуказанные характеристики и снижают расход металла на их изготовление вследствие уменьшения сечения деталей. Исходя из выше изложенного, можно выделить еще один немаловажный вопрос: контроль упрочненного слоя. Данный контроль можно осуществлять разрушающими и неразрушающими методами [1-3]. Весьма перспективным с точки зрения быстродействия, достоверности и точности контроля является вихретоковый метод неразрушающего контроля, выходной сигнал которого несет информацию об электромагнитных свойствах исследуемого образца.

Постановка задачи. Исходя из анализа научно-технической литературы [4, 5], можно сделать вывод, что в зависимости от метода упрочнения электромагнитные свойства металлов изменяются в определенных границах, и более того, существует четкий или нечеткий переход между упрочненным слоем и сырьим металлом. Таким образом, в качестве основного критерия определения качества изделий можно использовать глубину упрочненного слоя. Задачей настоящей работы является описание влияния структуры упрочненного слоя металлических изделий с учетом изменения электромагнитных свойств на выходные сигналы вихретокового преобразователя (ВТП).

Основная часть. На рис. 1 приведена физическая модель цилиндрического объекта контроля (ОК) в продольном однородном электромагнитном поле, который представляет собой двухслойную катушку

с количеством витков 1-го (упрочненного) слоя W_{k1} , 2-го слоя W_{k2} . Количество витков намагничивающей и измерительной обмотки ВТП W_h и W_u соответственно.

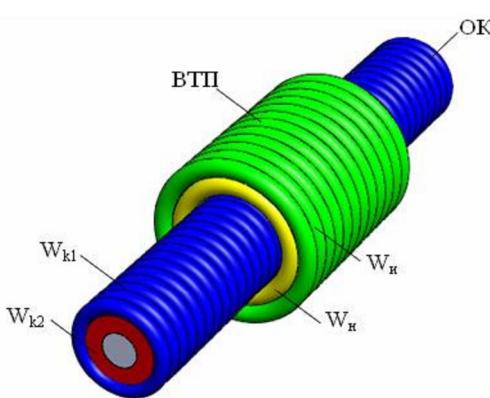


Рис. 1. Модель ВТП с цилиндрическим образцом, поверхность которого представляет собой двухслойную катушку

Как известно, при упрочнении меняются электромагнитные параметры поверхностного слоя [6], т.е. для нашей модели можно принять, что упрочненному слою соответствует относительная магнитная проницаемость μ_{r1} и удельное электрическое сопротивление ρ_1 , сырому металлу – μ_{r2} и ρ_2 . Применение метода суперпозиции элементарных токов в обмотках преобразователя и индуцированных вихревых токов в объекте контроля позволяет свести решение модели к системе линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{vmatrix} \dot{Z}_{hh} & \dot{Z}_{hi} & \dot{Z}_{hk1} & \dot{Z}_{hk2} \\ \dot{Z}_{ih} & \dot{Z}_{ii} & \dot{Z}_{ik1} & \dot{Z}_{ik2} \\ \dot{Z}_{k1h} & \dot{Z}_{k1i} & \dot{Z}_{k1k1} & \dot{Z}_{k1k2} \\ \dot{Z}_{k2h} & \dot{Z}_{k2i} & \dot{Z}_{k2k1} & \dot{Z}_{k2k2} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} I_h \\ I_i \\ I_{k1} \\ I_{k2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \dot{E} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (1)$$

где \dot{Z}_{hh} , \dot{Z}_{hi} , \dot{Z}_{k1k1} , \dot{Z}_{k2k2} – подматрицы, описывающие взаимодействие между витками одних и тех же обмоток: W_h , W_i , W_{k1} , W_{k2} соответственно; \dot{Z}_{ih} , \dot{Z}_{hk1} , \dot{Z}_{hk2} , \dot{Z}_{ik1} , \dot{Z}_{ik2} , \dot{Z}_{k1h} , \dot{Z}_{k1i} , \dot{Z}_{k1k2} , \dot{Z}_{k2h} , \dot{Z}_{k2i} , \dot{Z}_{k2k1} – подматрицы, описывающие взаимодействие между витками соответствующих обмоток; I_h , I_i , I_{k1} , I_{k2} – токи, протекающие в соответствующих обмотках.

Таким образом, мы можем рассчитать сигналы ВТП от упрочненного и сырого металла ОК и совместный сигнал системы ВТП-ОК при упрочнении поверхности металла при разных частотах зондирующего поля.

Применение для описания модели системы линейных алгебраических уравнений позволяет решить обратную электромагнитную задачу, т.е. восстановить структуры объекта контроля по измеренным выходным сигналам вихревого датчика методами линейного программирования в системе Matlab. В качестве известных параметров принимаются измеренные значения намагничивающего тока I_h , амплитуды E_Σ и фазы ϕ_Σ выходного сигнала ВТП. В качестве неизвестных вихревых токов I_{k1} , I_{k2} принимаются предварительно рассчитанные значения для идеализированной модели объекта контроля с упрочненным слоем, а соответствующие коэффициенты \dot{Z} рассчитываются согласно предложенными в работах [7, 8] формулам.

В качестве объекта исследования был выбран цилиндрический образец длиной $l=30,5$ мм и радиусом $r=7,5$ мм, выполненный из Ст. 45, который предварительно прошел процесс упрочнения. Образец помещался в трансформаторный вихревой преобразователь, имеющий следующие параметры: количество витков намагничивающей и измерительной обмоток $W_h = 525$ витков и $W_u = 20$ витков соответственно, длина обмоток $l_h = l_u = 240$ мм, диаметр измерительной обмотки $d_u = 27,7$ мм. Далее регистрировался сигнал измерительной обмотки в зависимости от частоты электромагнитного поля.

На рис. 2 приведены графики амплитуды (а) и фазы (б) выходного сигнала, на которых зависимость E_Σ и ϕ_Σ – измеренный сигнал, E_1 и ϕ_1 – расчетный сигнал от упрочненного слоя, E_2 и ϕ_2 – сигнал от нижнего слоя (основной металла).

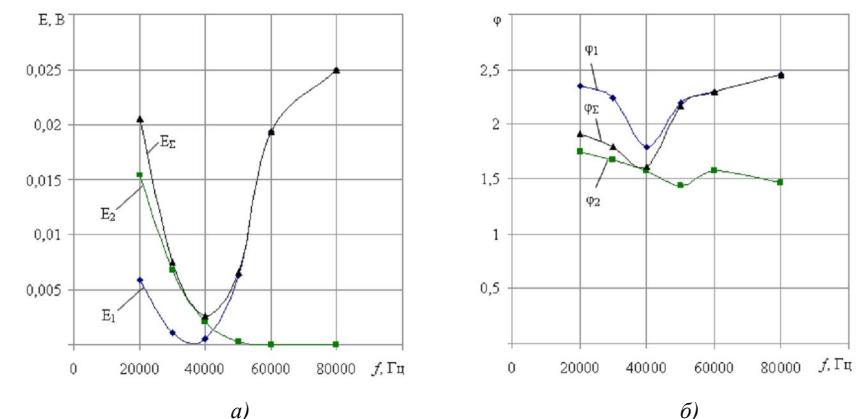


Рис. 2. Зависимости амплитуды а и фазы б сигнала ВТП

Анализируя графические зависимости можно сделать вывод, что, сканируя образец электромагнитным полем изменяющейся частоты, можно найти минимум амплитуды E_Σ и фазы ϕ_Σ выходного сигнала ВТП, который соответствует теоретической границе перехода между упрочненным слоем и чистым металлом (зависимости E_1 и E_2). Без учета зоны неопределенности (усредненная частота 43 кГц) существует однозначное решение системы (1) относительно коэффициентов \dot{Z}_{k1k1} , \dot{Z}_{k2k2} , что дает возможность восстановить геометрию упрочненного слоя с глубиной δ , которая показана на рис. 3.

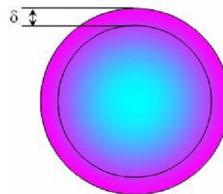


Рис. 3. Сечение образца со структурой упрочненного слоя

Заключение. Таким образом, в работе показано, что путем проведения экспериментальных исследований по выявлению глубины упрочненного слоя с помощью сканирования сечения цилиндрического образца электромагнитным полем по выходному сигналу ВТП можно зафиксировать границу перехода, которая коррелирует с теоретическими расчетами и восстановить структуру исследуемого образца.

Список литературы: 1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под общ. ред. В.В. Клюева. Т.2: В 2 кн.-М.: Машиностроение, 2003.-688 с. 2. Федосов С.А., Пешек Л. Определение механических свойств материалов микроиндицированием: Современные зарубежные методики. – М.: Физический факультет МГУ, 2004. – 100 с. 3. Д.А. Коновалов, С.В. Смирнов, А.В. Коновалов. Определение кривых деформационного упрочнения металлов по результатам вдавливания конических инденторов // Дефектоскопия. – 2008. – № 12. – С. 55-63. 4. Е.В. Долбилин, А.В. Кокорин. Новые методы химико-термической обработки в электрическом разряде // Технология машиностроения. – 2007. – № 6. – С. 40-45. 5. А.М. Нежинский. Совершенствование технологии обработки поверхностей деталей машин методами поверхностно-пластического деформирования // Технология машиностроения. – 2007. – № 10. – С. 14-17. 6. Горкунов Э.С., Задворкин С.М., Смирнов С.М. и др. Взаимосвязь между параметрами напряженно-деформированного состояния и магнитными характеристиками углеродистых сталей при одноосном растяжении / Тезисы докладов 5-й Международной конференции «Неразрушающий контроль техническая диагностика в промышленности». М.: Машиностроение, 2006. 7. Горкунов Б.М., Тюпа И.В., Тищенко А.А. Модель вихревого преобразователя проходного типа с токопроводящим цилиндрическим образцом. // Технічна електродинаміка, тематичний випуск "Силова електроніка та енергоефективність", ч.5, 2007, Київ, С. 45-48. 8. Горкунов Б.М., Тюпа И.В., Авраменко А.А. Модель вихревого преобразователя с зеркально отраженными токами в плоском образце. Вісник Національного технічного університету "Харківський політехнічний інститут". – Харків: НТУ "ХПІ"- №35.- 2007. –С.51-56.

Поступила в редакцию 20.05.11

УДК 620. 179. 16

Л.В. ГЛЕБОВА, аспирант, НТУ "ХПІ", Харків

ВЫБОР РЕЖИМОВ РАБОТЫ ЕМКОСТНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

В роботі на основі двох законів збудження ультразвукових хвиль в об'єкті контролю емнісним способом установлено раціональний частотний діапазон роботи перетворювача з точки зору максимальної амплітуди акустичних коливань на поверхні дослідного зразка.

In this work on the basis of two laws excitation of ultrasonic waves in the object control by capacitive method is establish rational way of the frequency range of the converter in terms of maximum amplitude of acoustic vibrations on the surface samples.

Введение. Классический способ возбуждения и приема акустических волн с использованием пьезоэлектрического преобразователя наряду с преимуществами, обладает и рядом недостатков (рабочий частотный диапазон). Альтернативой является применение электромагнитоакустических и емкостных преобразователей (ЕП). Что касается первых, то в последнее время ведутся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования в этой области. В случае емкостных преобразователей, фундаментальных теоретических и практических работ по изучению данного способа возбуждения и приема волн в литературе не обнаружено [1]. В работе [2] теоретически и практически доказано, что существует принципиальная возможность возбуждать акустические колебания в трехмерном пространстве ОК емкостным способом (продольная и поверхностная волна) с амплитудой достаточной для его уверенного приема емкостным преобразователем. Задачей данной работы является выбор рациональных режимов работы емкостного преобразователя с целью повышения чувствительности и эффективности энергетических затрат.

Основная часть.

При воздействии на поверхность ОК электродинамического поля емкостного преобразователя (ЕП), в объеме образца возникают акустические колебания, вызывающие смещение точек пространства. При этом существует возможность приема данной акустической волны на границе раздела ОК - окружающая среда емкостным, т.е. смещение материальных точек поверхности будет модулировать зазор между обкладками приемного конденсатора.

При этом акустическая волна, распространяющаяся по нормали к плоскости возбуждающего электрода вдоль оси z подчиняется закону:

$$U_z(z_0, t) = -\frac{\epsilon \epsilon_0 U_0 U_{II} \sin \omega t}{16d^2 \pi K_0 z_0} \left[\frac{7}{3} \cos(k \cdot z_0) - \frac{13}{3} \frac{\sin(k \cdot z_0)}{(k \cdot z_0)} + 2 \cdot \frac{1 - \cos(k \cdot z_0)}{(k \cdot z_0)} - \right. \\ \left. - \frac{8}{3} \frac{1}{(k \cdot z_0)^2} \left(\cos(k \cdot z_0) - \frac{\sin(k \cdot z_0)}{(k \cdot z_0)} \right) \right] \cdot S \quad (1)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды,

ϵ_0 – диэлектрическая постоянная,

d – расстояние между обкладками,

U_0, U_{II} – напряжения на обкладках конденсатора,

K_0 – коэффициент, который является характеристикой материала образца и выражается через известные параметры, определяющие механические свойства материала; $K_0 = \rho^2 c$.

Для точек среды, находящихся на поверхности ОК (плоскость x, y) в случае круглого возбуждающего электрода, смещение поверхности симметрично относительно начала координат и выражается формулой:

$$U_z(M) = -\frac{\epsilon \epsilon_0 U_0 U_{II} \sin \omega t}{8d^2 \pi K_0} \int_0^r \int_0^{2\pi} \frac{\frac{\sin\left(\frac{\omega}{a} r \sqrt{1 - \frac{2R}{r} \cos^2 \phi}\right)}{\frac{\omega}{a} r \sqrt{1 - \frac{2R}{r} \cos^2 \phi}} - \frac{1 - \cos\left(\frac{\omega}{a} r \sqrt{1 - \frac{2R}{r} \cos^2 \phi}\right)}{\frac{\omega}{a} r \sqrt{1 - \frac{2R}{r} \cos^2 \phi}}}{r \sqrt{1 - \frac{2R}{r} \cos^2 \phi}} d\phi dr \quad (2)$$

)

где r – радиус возбуждающего электрода;

ϕ – параметр интегрирования в цилиндрической системе координат.

Зафиксировав геометрические размеры ЕП и параметры электрического возбуждающего сигнала $U_{II}=500$ В, $U_0=500$ В установим зависимости амплитуды акустической волны от частоты возбуждающего поля. На рис.1 показан график зависимости амплитуды продольной волны для частот 2; 5; 10; 20 МГц. Из графиков видно, что частота возбуждающего поля практически не влияет на процесс затухания акустической волны в ОК. При этом, в области малых толщин изделия до 1мм (расстояние до точки наблюдения z_0) наблюдается существенное увеличение амплитуды звуковой волны, т.е. обосновывает работу ЕП в области высоких частот.

Аналогично, случай распространения поверхностной волны показан на рис. 2. Проведенный расчет акустического смещения поверхности ОК (стальной образец) при фиксированном возбуждающем давлении $P_0=10^4$ Па, для частот возбуждающего давления 0,1; 2 МГц и размеров электрода 15x15 мм. Представлен в виде графических зависимостей величин смещения U_z , которые приведены на рис. 2 а, б соответственно для данных фиксированных

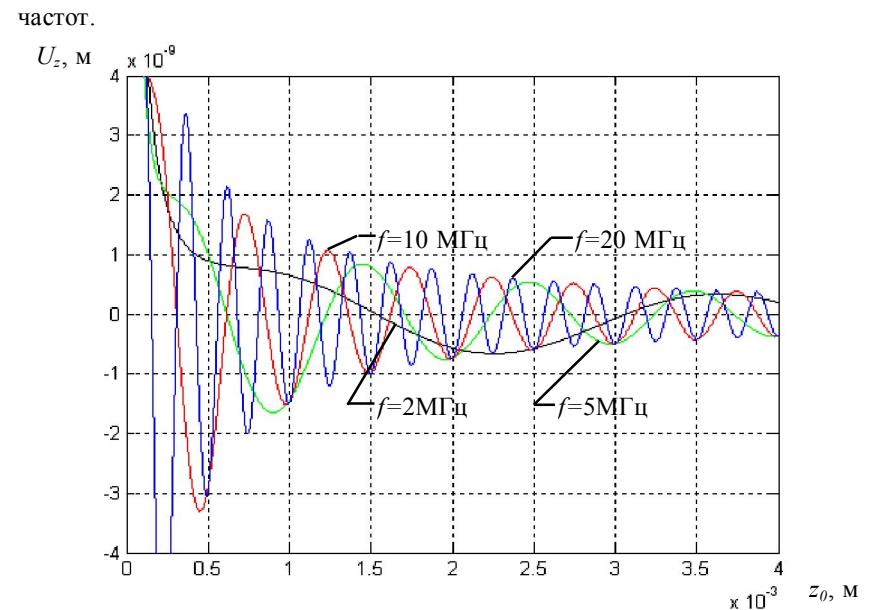


Рис. 1. Графические зависимости величины смещения U_z для различных значений частот 2; 5; 10; 20 МГц

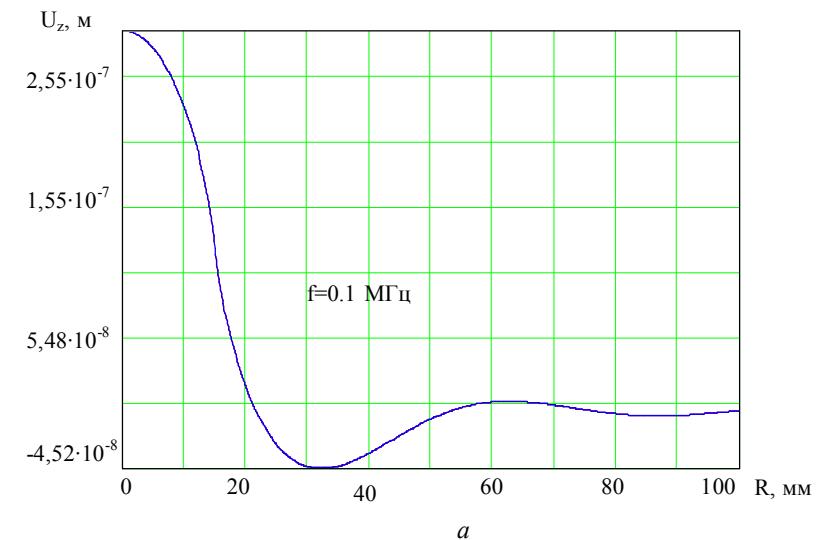


Рис. 2. Зависимость амплитуды акустических колебаний поверхности ОК на частоте 0,1 МГц

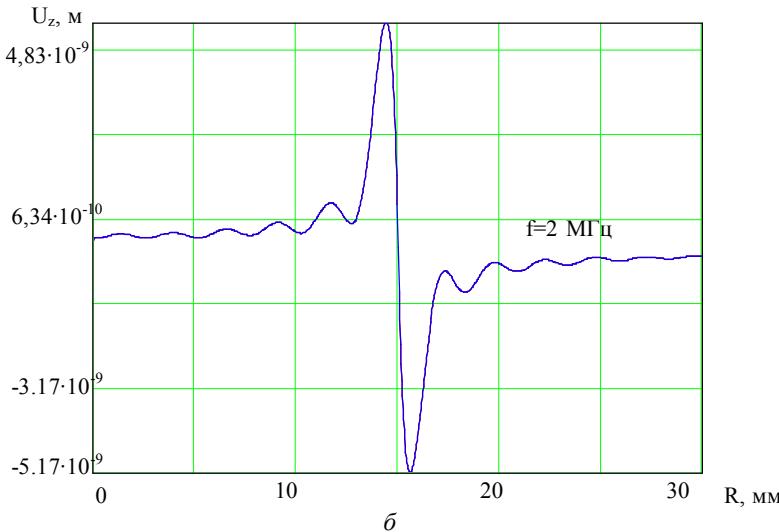


Рис. 3. Зависимость амплитуды акустических колебаний поверхности ОК на частоте 2 МГц

Из графиков видно, что в случае продольной волны максимальные амплитуды смещения точек поверхности сдвигаются в область высоких частот. Для случая поверхностной волны наблюдается обратная картина, с ростом частоты акустическая волна смещается на границу электрода и существенно падает по амплитуде.

В случае приема акустической волны емкостным преобразователем, выходной сигнал будет зависеть только от величины смещения U_z согласно формуле [2]:

$$U = \frac{U_z \cdot U_{\Pi}}{d} \quad (3)$$

Тогда, из предыдущего анализа можно сделать вывод, что в области высоких частот целесообразно использовать продольные волны и принимать сигнал на обратной стороне ОК. В случае низких частот можно добиться уверенного приема акустической волны возбуждающим ЕП (в режиме приема) путем временного разделения контактов.

Список литературы: 1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под общ. ред. В.В. Клюева. Т.3: Ультразвуковой контроль / И.Н. Ермолов, Ю.В. Ланге. – М.: Машиностроение, 2004. – 864 с. 2. Возбуждение коротких упругих импульсов емкостным методом / Ю.Б. Дробот, А.И. Кондратьев, В.А. Луговой // Дефектоскопия. – 1983. – №3 – с.35-37.

Поступила в редакцию 25.04.11

Поступила в редакцию 20.05.11

УДК 620. 179. 14

С.Г. ЛЬВОВ, к-т техн. наук, доц., НТУ "ХПИ", Харків
О.Л. БАГМЕТ, к-т техн. наук, доц., НТУ "ХПИ", Харків
В.В. СКОПЕНКО, соискатель, НТУ "ХПИ", Харків

УСТРОЙСТВО ДЛЯ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ИЗДЕЛИЙ

У даній роботі пропонується пристрій для розмагнічування ферромагнітних циліндричних виробів з автоматичним регулюванням тривалості розмагнічування

In this work a device for demagnetizing ferromagnetic cylindrical products with automatic adjustment of the duration of the demagnetization is offered

Введение. Размагничивание ферромагнитных образцов из магнитомягких материалов является важным процессом, позволяющим решить ряд задач.

С одной стороны, после изготовления деталей (различные виды механических и термических обработок), остаточный магнетизм может нарушить правильность работы устройства, в которое входят детали из таких материалов, а с другой – исказить результаты определения магнитных свойств материала изделия либо будут препятствовать получению однозначных результатов при дефектоскопии этих изделий. Поэтому перед сборкой аппаратов, измерением магнитных характеристик либо перед проведением дефектоскопического контроля ферромагнетик необходимо привести в такое состояние, при котором векторы намагниченности ферромагнитных областей (доменов) были равномерно распределены по всем направлениям в поликристаллическом теле. То есть выполнить размагничивание объекта.

Известны два основных способа размагничивания ферромагнитных изделий [1]. Первый из них состоит в нагреве объекта выше точки Кюри с последующим охлаждением в отсутствии внешнего поля. Этот способ является не всегда приемлемым, так как может привести к изменению состояния изделия (окисление поверхности, дополнительные механические напряжения и другое). Второй способ размагничивания заключается в циклическом перемагничивании образца в магнитном поле с убывающей от некоторого максимального значения до нуля амплитудой.

Основная часть. При рассмотрении вопросов намагничивания переменными магнитными полями сложность описания происходящих процессов связана с нелинейностью характеристик ферромагнитных материалов.

Процесс размагничивания еще более сложен, так как на поверхности образца накладывается магнитное поле с уменьшающейся во времени

амплитудой. Если учесть, что в каждый момент времени фаза поля в глубине ферромагнитного образца отстает от фазы поля, приложенного к его поверхности, то можно представить, что при очень быстром уменьшении амплитуды поля на поверхности может оказаться, что в какие-то моменты времени поле в глубине больше, чем на поверхности. При этом процесс размагничивания может проходить неравномерно и после уменьшения амплитуды размагничивающего поля на поверхности до нуля в глубине образца намагниченность может оказаться не равной нулю.

Из сказанного выше ясно, что для правильного проведения размагничивания важна не только максимальная амплитуда напряженности размагничивающего поля, определяемая материалом ферромагнетика, но также частота размагничивающего поля и время, в течение которого проходит процесс размагничивания. Особенно важен последний фактор для сплавов с высокой проницаемостью. Опыт показывает, что быстрое проведение процесса размагничивания не дает нужного эффекта, так как при этом всегда наблюдается некоторая величина остаточного магнетизма. Экспериментально установлено, что максимальная напряженность (амплитуда) магнитного поля, при которой надо начинать процесс размагничивания, должна быть не меньше того значения напряженности магнитного поля для данного материала, при которой индукция в образце на основной кривой индукции равна остаточной индукции. Частота изменения поля должна быть выбрана такой, чтобы было обеспечено полное промагничивание размагничиваемого образца.

Увеличение толщины размагничиваемого образца требует увеличения продолжительности размагничивания и уменьшения частоты размагничивающего поля.

В ряде случаев нет необходимости добиваться полного размагничивания образцов; достаточно, если индукция в образце будет меньше той начальной величины индукции, с которой начинают измерение характеристик образца. Это условие значительно облегчает проведение процесса размагничивания.

После проведения размагничивания на некоторых материалах наблюдается следующее явление: проницаемость, измеренная непосредственно после размагничивания, оказывается значительно выше, чем проницаемость того же образца и в том же магнитном поле, измеренная через некоторое время после размагничивания. Этот процесс «стабилизации» магнитного состояния вещества может быть довольно продолжительным (до 2 час. и больше) и зависит от материала измеряемого образца и величины намагниченности.

При относительных измерениях следует определять проницаемость образцов через одинаковое время после размагничивания.

Таким образом, при построении установки для размагничивания изделий толщиной (радиусом) более 10 мм, необходим источник переменного тока с частотой в единицы герц и амплитудой, плавно

уменьшающейся от максимального значения до нуля за регулируемый промежуток времени, в зависимости от выбранного режима размагничивания.

На рисунке 1 приведена принципиальная схема размагничивающего устройства, состоящая из низкочастотного генератора, блока плавного уменьшения амплитуды сигнала и усилителя мощности.

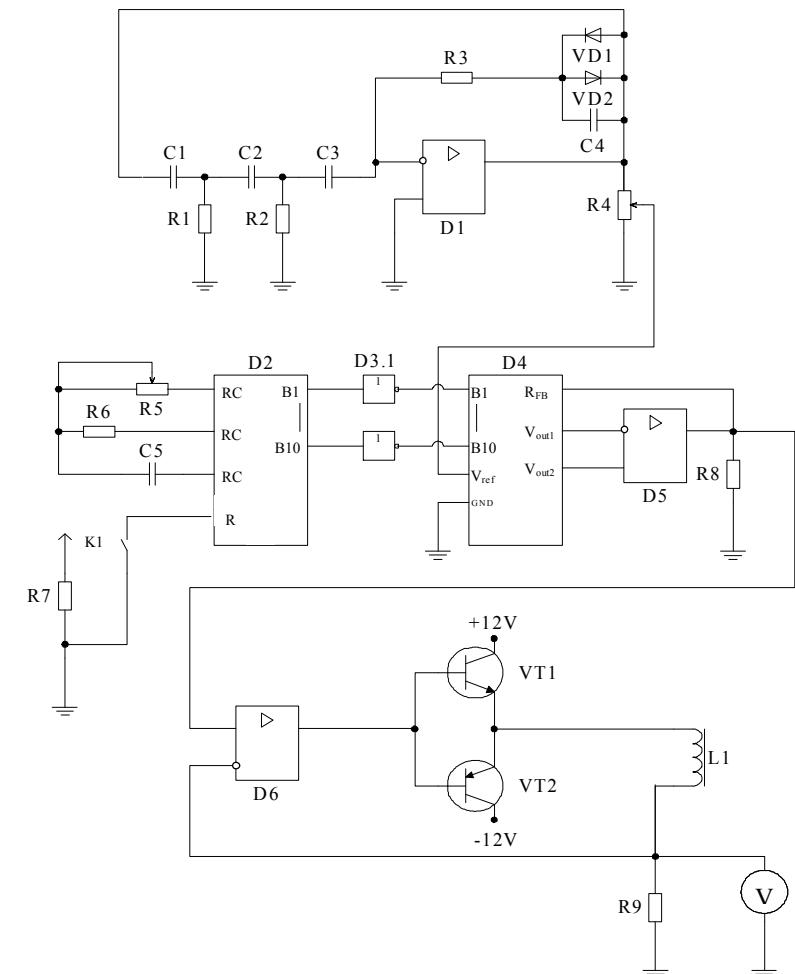


Рис. 1. Схема размагничивающего устройства

Схема низкочастотного генератора выполнена на операционном усилителе D1 по классической схеме [2, 3], частота определяется

параметрами С1–С3, R1, R2, для данной схемы эти элементы выбирались из расчета на частоту генератора 1Гц. В качестве операционных усилителей D1, D5, D6 использовался усилитель OP07. Регулировка максимального уровня выходного напряжения генератора, а следовательно и максимального размагничивающего тока производится потенциометром R4, контроль величины выходного тока производится по показаниям вольтметра, подключенного к резистору R9 выходной цепи.

Для обеспечения заданной скорости затухания амплитуды выходного тока от времени используется схема, построенная на микросхемах D2-D5. В качестве D2 используется счетчик-генератор CD4060, цепью R5, R6, C5 задаются временные характеристики схемы. Выходной код с выходов B1-B10 через инверторы D3 (BU4069) поступает на вход ЦАП, в данной схеме используется десятиразрядный ЦАП 572ПА1, выходной ток которого пропорционален опорному напряжению и управляющему коду. В качестве опорного напряжения подается сигнал с выхода низкочастотного генератора, а скорость изменения кода зависит от положения потенциометра R5. Таким образом с помощью R5 производится регулировка времени затухания амплитуды сигнала с максимального значения до 0. Для работы в режиме с выходом по напряжению к ЦАП 572ПА1 подключаются внешний операционный усилитель D5 с цепью отрицательной обратной связи, работающей в режиме суммирования токов.

Усилитель мощности состоит из двух составных транзисторов Дарлингтона TIP142 и TIP147, запитанных от мощного двухполарного источника $+/-$ 12В. Транзисторы нагружены на индуктор L1 и сопротивление R9 (0,1 Ом, 10Вт). Для обеспечения устойчивой работы в режиме максимальной мощности и низкоомной нагрузке (ток 10А на нагрузке 0,5 Ом) транзисторы устанавливаются на радиаторы с принудительным охлаждением. Обратная связь осуществляется подачей напряжения с R9 на инвертирующий вход операционного усилителя D6. Индуктор представляет собой соленоид, намотанный проводом 1мм, 500 витков, внутренний диаметр 50 мм.

Выводы. Предлагаемую схему целесообразно использовать при размагничивании изделий сравнительно больших диаметров, в зависимости от геометрии образцов индуктор может быть выполнен в различной конфигурации.

Список литературы: 1. Испытания ферромагнитных материалов / И.И. Кифер. –М.,–Л.: Госэнергоиздат, 1962. –544с. 2. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника: Справочное руководство. Пер. с нем.–М.: Мир, 1982.-512 с. 3. Гутников В. С. Интегральная электроника в измерительных устройствах.— 2-е изд., перераб. и доп. — Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1988. — 304 с

Поступила в редакцию 20.05.11

УДК 620.179.14

Г.М. СУЧКОВ, доктор техн. наук, НТУ «ХПІ», Харків

А.В. ДЕСЯТИЧЕНКО, преподаватель-стажер, НТУ «ХПІ», Харків

ПОРТАТИВНЫЙ ЭМА ТОЛЩИНОМЕР ДЛЯ КОНТРОЛЯ МЕТАЛЛОИЗДЕЛИЙ

Запропоновано електромагнітно-акустичний товщиномір для контролю металовиробів. Діапазон вимірювань товщин складає 1-100мм. Пристрій відрізняється невеликими розмірами при високих показниках. В пристрій використані новаторські рішення.

Electromagnetic-acoustic thickness gauge for metal material testing has been proposed. Measurable thickness range is 1 - 100 mm. The device has small dimensions, and high characteristics. The device used many innovative solutions.

Введение. Использование традиционных методов ультразвукового контроля толщины недостаточно эффективно, или вовсе невозможно, из-за присущих им недостатков [1]. Эти методы требуют предварительной специальной подготовки поверхности проверяемых изделий, использования специальных контактных жидкостей. Они не позволяют проводить измерения через защитные покрытия. Электромагнитно-акустические (ЭМА) методы контроля имеют значительные преимущества по сравнению с традиционными методами контроля, и лишены перечисленных недостатков. Это обуславливает их все большее распространение в промышленности и других областях, где применяется неразрушающий контроль. Номенклатура выпускаемых приборов, использующих ЭМА метод весьма скучна, существующие образцы довольно дороги, а их характеристики по чувствительности и допустимому уровню зазора между датчиком и объектом контроля (ОК) не высоки, что обуславливает актуальность задачи разработки современного ЭМА толщиномера [2].

Основная часть. По результатам ряда проведенных исследований [5-10, 12, 16, 17], а также основываясь на опыте создания и испытания отдельных модулей [3, 4, 11, 15], был разработан цифровой толщиномер для бесконтактного контроля металлоизделий с толщинами от 1 до 100 мм. Толщиномер помещается в эргономичном малогабаритном корпусе удобной для использования формы. Длина корпуса составляет 22 см, ширина, ввиду особенностей конфигурации корпуса, по всей длине различна, и колеблется от 8 до 11 см. Вес прибора с источниками питания не превышает 0.8 кг.

Структурная схема прибора показана на рис. 1. Толщиномер состоит из блоков обработки и управления, ввода, усилителя зондирующего сигнала, подключения цифровых интерфейсов и питания.

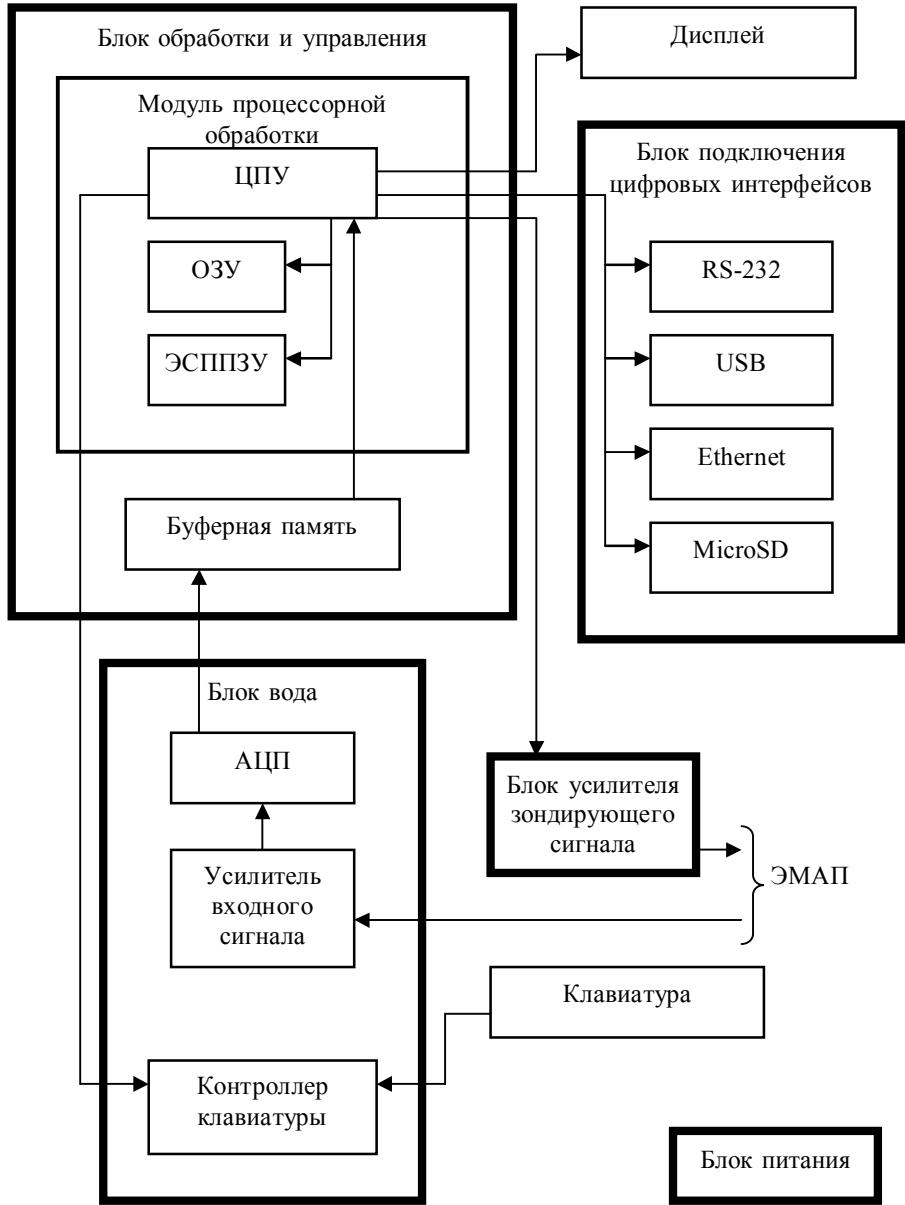


Рис. 1. Структурная схема ЭМА-толщиномера

Модуль процессорной обработки состоит из центрального процессорного устройства (ЦПУ), подключенных к нему оперативного запоминающего устройства (ОЗУ) и электронно-стираемого программируемого постоянного запоминающего устройства (ЭСППЗУ). ОЗУ служит для хранения текущих данных. Результаты измерений и настройки прибора могут быть записаны в ЭСППЗУ, где они будут храниться постоянно, даже после отключения питания прибора, пока не будут удалены оператором. В любой момент времени сохраненные данные могут быть прочитаны и выведены на экран.

Модуль процессорной обработки выполнен на отдельной плате, которая подключается к блоку обработки и управления. Также в этом блоке расположена буферная память, которая служит для хранения данных, переданных аналогово-цифровым преобразователем (АЦП), пока их не считает ЦПУ.

Блок ввода состоит из АЦП, к которому подключен усилитель входного сигнала [5, 13]. Сигнал с ЭМА преобразователя поступает на этот усилитель, где он усиливается и далее оцифровывается АЦП. Усилитель имеет перестраиваемый коэффициент усиления, что позволяет выполнять подстройку в зависимости от материала, качества его поверхности и зазора между материалом и датчиком. Работой усилителя управляет ЦПУ.

Также в состав блока ввода входит контроллер клавиатуры. Контроллер обрабатывает состояния кнопок клавиатуры и отправляет данные к ЦПУ.

Усилитель зондирующего сигнала [3, 5] конструктивно выполнен в виде отдельного блока. Зондирующий сигнал, специального вида, формируемый ЦПУ, усиливается этим усилителем и подается на ЭМА преобразователь [11]. Благодаря гибкости программ, функционально реализуется возможность в широких пределах изменять характеристики зондирующего сигнала (частоту заполнения, количество импульсов, частоту следования), благодаря чему можно выполнять более тонкую подстройку параметров контроля, в зависимости от условий измерений.

Для связи с персональным компьютером (ПК) и подключения дополнительных модулей flash-памяти служит блок внешних интерфейсов. В состав блока входят модули для связи по интерфейсам RS-232 и USB, а также модуль для подключения к сети Ethernet. Процессом измерений можно управлять при помощи ПК, а результаты текущих измерений отображать непосредственно на экране монитора. Также можно просматривать сохраненные результаты измерений проведенных ранее. Высокоскоростной интерфейс Ethernet позволяет передавать результаты измерений в реальном времени, поэтому прибор может использоваться в составе комплекса контроля на производстве.

Также, блок внешних интерфейсов содержит модуль для подключения дополнительной памяти – карт памяти MicroSD. Благодаря этому, внутренняя память для записи результатов измерений и настроек прибора может быть значительно расширена.

Для формирования ряда необходимых напряжений служит блок питания. Питание каждого из блоков коммутируется отдельно, и неиспользуемые блоки и модули могут быть временно отключены, для экономии запаса энергии.

В качестве источника питания может применяться внешний блок питания или 8 химических элементов АА (пальчиковая батарейка). Использование стандартных типоразмеров химических элементов питания позволяет использовать прибор в полевых условиях, без необходимости периодической зарядки внутреннего аккумулятора в помещении.

Вопросу визуализации измеряемых данных [14] удалено особое внимание. Решена задача одновременного вывода наибольшего количества параметров и настроек, при простоте и логичности выводимой информации.

Проведенные испытания показали высокую надежность созданного прибора, а отсутствие необходимости подготовки измеряемой поверхности и возможность работать с зазором между датчиком и измеряемой поверхностью до 6 мм. Значительно повысили производительность контроля металлоизделий.

Выводы. Разработан образец электромагнитно-акустического толщиномера. Прибор имеет широкий диапазон измеряемых толщин, при сохранении малых габаритов. Использование стандартных типоразмеров элементов питания позволяет использовать прибор в полевых условиях без необходимости зарядки внутреннего аккумулятора. Использование современного высокопроизводительного ЦПУ позволяет производить быструю цифровую обработку сигнала, повышая скорость и производительность контроля.

Список литературы: 1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под общ. ред. В.В. Клюева. Т.3: Ультразвуковой контроль / И.Н. Ермолов, Ю.В. Ланге. – М.: Машиностроение, 2004. – 864 с. 2. ЭМА толщинометрия. (Огляд) / Сучков Г.М., Петрищев О.М., Десятниченко А.В. и др. // Вісник НТУ «ХПІ». – 2010. – Вип. 12. – С. 110–121. 3. Мощные генераторы импульсов для питания ЭМА преобразователей / Г.М. Сучков, А.В. Донченко, А.В. Десятниченко и др. // Вісник НТУ «ХПІ». – 2006.– Вип. 34. – С. 73–78. 4. Сучков Г.М. Бесконтактный ультразвуковой измеритель толщины материалов и изделий / Г.М. Сучков, А.В. Донченко, А.В. Десятниченко // Наукові праці Донецького Національного технічного університету. Серія: Обчислювальна техніка та автоматизація. – Донецьк: ДонНТУ. – Вип. 13 (121). – 2007. – С. 208–212. 5. Возможности аналоговой части ЭМА-приборов / Г.М. Сучков, А.В. Донченко, А.В. Десятниченко и др. // Неразрушающий контроль и техническая диагностика в промышленности: VI междунар. конф., 15–17 мая, 2007 г. : тезисы докл. – М., 2007.– С. 89–91. 6. Сучков Г.М. Энергетические аспекты при ЭМА-толщинометрии./ Г.М. Сучков, А.В. Десятниченко // Методи та прилади контролю якості. – Івано-Франківськ: ІФНТУНГ, 2008 – № 12 – С. 63–69. 7. Повышение чувствительности ЭМА приборов / Г.М. Сучков, А.В. Донченко, А.В. Десятниченко и др. // Дефектоскопия. – 2008. – №2. – С. 15–22. 8. Сучков Г.М. Моделювання електромагнітно-акустичного перетворювача / Г.М. Сучков, А.В.

Десятниченко // Вісник НТУ «ХПІ». – 2008. – Вип. 48. – С. 110–115. 9. Нові можливості ЭМА метода НК / Г.М. Сучков, А.В. Донченко, А.А. Келин, А.В. Десятниченко и др.// Приладобудування 2008: стан і перспективи: VII міжнар. наук.-техн. конф., 22–23 квітня 2008 р. : тези доп. – К. : НТУУ «КПІ», 2008. – С. 215–216. 10. Роботи НТУ «ХПІ» в області НК / Г.М. Сучков, Б.М. Горкунов, А.В. Десятниченко и др. // Неразрушающий контроль и техническая диагностика в промышленности: VII междунар. конф., 11–13 марта, 2008 г. : тезисы докл. – М., 2008.– С. 191–193. 11. Сучков Г.М. Багатоканальний генератор сигналу складної форми для ультразвукового товщиноміру / Г.М. Сучков, А.В. Десятниченко // Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я: XVI міжнар. наук.-практ. конф., 4–6 червня 2008 р. : тези доп. – Х. : НТУ «ХПІ», 2008. – С. 443. 12. Десятниченко А.В. Оптимізація параметрів електромагнітно-акустичного перетворювача / А.В. Десятниченко // Приладобудування 2009: стан і перспективи: VIII міжнар. наук.-техн. конф., 28–29 квітня 2009 р. : тези доп. – К. : НТУУ «КПІ», 2009. – С. 186–187. 13. Десятниченко А.В. Блок вводу аналогових даних для електромагнітно-акустичного товщиноміру / А.В. Десятниченко // Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я: XVII міжнар. наук.-практ. конф., 20–22 травня 2009 р. : тези доп. – Х. : НТУ «ХПІ», 2009. – С. 487. 14. Сучков Г.М. Визуалізація измерюемых даних електромагнітно-акустического толщиномера / Г.М. Сучков, А.В. Десятниченко // Проблеми інформатики і моделювання: IX міжнар. наук.-практ. конф., 26–28 листопада 2009 р. тези доп. – Х. : НТУ «ХПІ», 2009. – С. 11. 15. Сучков Г.М. Макет електромагнітно-акустичного товщиноміру / Г.М. Сучков, А.В. Десятниченко // Приладобудування 2010: стан і перспективи: IX міжнар. наук.-техн. конф. , 27–28 квітня 2010 р. : тези доп. – К. : НТУУ «КПІ», 2010. – С. 211–212. 16. Сучков Г.М. Експрес-обробка в електромагнітно-акустичному товщиномірі / Г.М. Сучков, А.В. Десятниченко // Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я: XVIII міжнар. наук.-практ. конф., 12–14 трав. 2010 р. : тези доп. – Х. : НТУ «ХПІ», 2010. – С. 161. 17. О роботах кафедри «Приборы и методы неразрушающего контроля» НТУ «ХПИ» в сотрудничестве с НТУ У «КПИ» в области НК / Г.М. Сучков, С.Н. Глоба, А.В. Десятниченко и др. // Современные методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики: XVIII міжнар. конф., 4–8 октября 2010 р. : тези доп. – Ялта , 2010. – С. 167–273

Поступила в редакцию 20.05.11

К.С. ПОЛУЛЯХ, к.т.н., проф., НТУ «ХПИ», Харків
Л.А. МЕДВЕДЕВА, доц. НТУ «ХПИ», Харків
И.И. ТОПОЛОВ, ст. преп. НТУ «ХПИ», Харків

К РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ ЦИФРОВЫХ ВОЛЬТМЕТРОВ УРАВНОВЕШИВАЮЩЕГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

У статті запропоновано представити рівняння для числа щаблів квантування N_x , одержуваного в процесі виміру, у формі що дозволяє одержати прості рівняння для розрахунку параметрів схем цифрових вольтметрів врівноважуючого перетворення.

The article asked to provide an equation for the number of quantization steps obtained N_x , in the measurement process, in the form of allowing a simple equation for calculating the parameters of the circuits of digital voltmeters balancing transformation

Исследования показывают, что уравнение $N_x = \sum_{i=1}^m n_i P^{i-1}$, обычно используемое в литературе,[1,2] представляющее число шагов квантования N_x , полученное в процессе измерения, целесообразно заменить формулой $N_x = \sum_{i=1}^m n_i P^{m-i}$, более точно соответствующий алгоритму уравновешивания.

В результате будут получены уравнения для определения параметров вольтметров уравновешивающего преобразования. Положив $m = 3$, последнее уравнение можно преобразовать к виду:

$$N_x = n_1 P^{m-1} + n_2 P^{m-2} + n_3 P^{m-3} \quad (1)$$

где n_i - разрядный коэффициент разряда с номером $i = 1, 2 \dots m$.

P - базовое число позиционной системы счисления

Измеряемое напряжение U_x определяется уравнением, где ΔU - шаг квантования.

$$U_x = N_x \Delta U = n_1 U_1 + n_2 U_2 + n_3 U_3 \quad (2)$$

где $U_1 = \Delta U \cdot P^{m-1}$; $U_2 = \Delta U \cdot P^{m-2}$; $U_3 = \Delta U \cdot P^{m-3}$.

Измерение будет закончено если будут определены значения всех разрядных коэффициентов n_i , которые определяют код результата измерения.

Значения $n_1; n_2; n_3$ определяются уравнениями:

$$n_1 = \text{Ent} \cdot \left\lfloor \frac{U_x}{U_1} \right\rfloor; n_2 = \text{Ent} \cdot \left\lfloor \frac{U_x - n_1 U_1}{U_2} \right\rfloor; n_3 = \text{Ent} \cdot \left\lfloor \frac{U_x - n_1 U_1 - n_2 U_2}{U_3} \right\rfloor$$

Приведем пример расчета по предлагаемой методике. Чтобы избежать громоздкости изложения примем двоично-четырехричную систему ($P=4$), имеющую три разряда ($P=3$). Разрядные коэффициенты n_1, n_2, n_3 , представим в двоичной системе счисления, для чего потребуется три двоичных разряда весом 2-1. Величины n_i могут принимать значения $n_i = 1, 2, \dots (m = P - 1 = 3)$. Разрядные коэффициенты в двоичной системе обозначим через a_i . Тогда $n_1 = a_1 2 + a_2$; $n_2 = a_3 2 + a_4$; $n_3 = a_5 2 + a_6$.

Подставив приведенные значения n_i в (1) и преобразовав уравнение к виду (2), получим:

$$U_x = a_1 \cdot U_1 + a_2 \cdot U_2 + a_3 \cdot U_3 + a_4 \cdot U_4 + a_5 \cdot U_5 + a_6 \cdot U_6,$$

$$\text{где } U_1 = 2 \cdot \Delta n \cdot P^{m-1}; U_3 = 2 \cdot \Delta n \cdot P^{m-2}; U_5 = 2 \cdot \Delta n \cdot P^{m-3}; \\ U_2 = \Delta n \cdot P^{m-1}; U_4 = \Delta n \cdot P^{m-2}; U_6 = \Delta n \cdot P^{m-3}.$$

Значения $a_1, a_2 \dots a_6$ определяются из уравнений:

$$a_1 = \text{Ent} \cdot \left\lfloor \frac{U_x}{U_1} \right\rfloor; a_2 = \text{Ent} \cdot \left\lfloor \frac{U_x - a_1 U_1}{U_2} \right\rfloor;$$

.....

$$a_6 = \text{Ent} \cdot \left\lfloor \frac{U_x - a_1 U_1 - a_2 U_2 \dots - a_5 U_5}{U_6} \right\rfloor$$

Выводы. В статье представлено уравнение для числа ступеней квантования, получаемого в процессе измерения, в форме который позволяет получить простые уравнения для расчета параметров схем цифровых вольтметров уравновешивающего преобразования.

Список литературы: 1. В.М. Чинков, Цифрові вимірювальні прилади, Харків, НТУ «ХПІ», 2008, с. 507. 2. В.Ю. Кончаловский, Цифровые измерительные устройства, М. Энергоатомиздат, 1985, с. 304.

Поступила в редакцию 20.05.11

Г.М. СУЧКОВ, д-р техн. наук, проф., НТУ «ХПИ», Харків

Ю.В. ХОМЯК, аспирант, НТУ «ХПИ», Харків

М.В. ДОБРОБАБА, магістр, НТУ «ХПИ», Харків

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ НАКЛАДНОГО ОРТОГОНАЛЬНОГО ВИХРЕТОКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Досліджено модель для оцінки взаємодії вихрострумового перетворювача з об'єктом, який має поверхневу тріщину. Наведено математичні спiввiдношення для цiєї моделi. Проведенi розрахунки залежностей сигналiв вихрострумового перетворювача вiд його геометричних параметрiв та взаємного розташування обмоток i поверхневої трiщини в сталевому зразку.

The numerical model of interaction of eddy-current probe with an object that has a surface crack is developed. It is shown formulas for calculating the eddy-current probe signal. The calculation of dependence of signals of eddy-current probe from geometrical parameters and position was carried out.

Введение. В настоящее время большинство вихревоковых дефектоскопов имеют в своем составе вихревоковые преобразователи (ВТП) которые регистрируют первичное поле и поле дефекта – «классические ВТП» [1,2]. Такие ВТП одновременно служат источником возбуждения и регистрации вихревых токов в испытуемом объекте. Совмещение в одном преобразователе двух операций – возбуждение поля и измерения – является во многих, если не в большинстве, случаях не преимуществом, а скорее всего недостатком, так как здесь полностью исключается возможность (с целью повышения селективности метода) наиболее выгодного размещения измерительной обмотки относительно источника возбуждающего поля [3].

Для эффективной вихревоковой дефектоскопии металлоизделий авторами был разработан ортогональный вихревоковый преобразователь [4]. Его применение позволяет решать ряд задач для получения дефектоскопической информации с отстройкой от мешающих факторов, таких как влияние зазора, магнитной проницаемости, электрической проводимости объекта контроля (ОК) и т.п.

Основная часть. Целью данной работы является исследование математической модели взаимодействия ВТП с ферромагнитным образцом, содержащем трещину.

Для математического моделирования в работах [5-7] предложена модель взаимодействия ВТП с объектом, который содержит поверхностную трещину.

В модели принятые условия и ограничения, предусматривающие что вихревые токи в образце имеют поверхностную локализацию и они преимущественно направлены вдоль дефекта, то есть трещина рассматривается, как отрезок бесконечно тонкого проводника с током. Обмотки преобразователя представлены бесконечно тонкими проводниками контур которых повторяет контур витков обмоток (рис. 1).

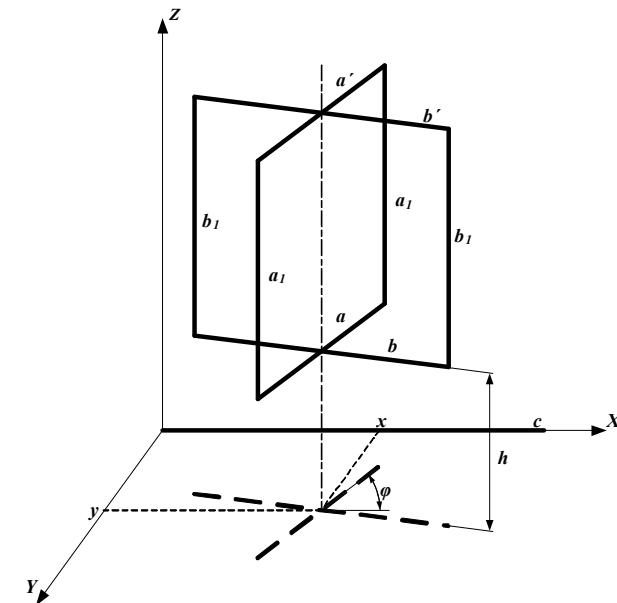


Рис.1. Расчетная модель взаимодействия ВТП с трещиной:
 a – нижний участок возбуждающей обмотки; b – нижний участок измерительной обмотки; a_1 – боковая сторона возбуждающей обмотки; b_1 – боковая сторона измерительной обмотки; a' – верхний участок возбуждающей обмотки; b' – верхний участок измерительной обмотки; c – дефект; x, y – координаты проекции центральной части преобразователя; h – расстояние между плоскостью дефекта и преобразователем; φ – угол между дефектом и участком возбуждающей обмотки

В работе [8] авторами проведен теоретический анализ работы накладного трансформаторного ВТП и показано что выходное напряжение вихревокового преобразователя является функцией произведения взаимоиндуктивностей его обмоток с ОК:

$$U = f(M_{12} \cdot M_{23}), \quad (1)$$

где U – сигнал измерительной обмотки; M_{12} – взаимная индуктивность возбуждающей обмотки и ОК; M_{23} – взаимная индуктивность измерительной обмотки и ОК.

Из предварительного анализа данной модели следует (рис. 1), что боковые участки возбуждающей и измерительной обмоток (a_1 и b_1) имеют нулевую взаимоиндукцию с дефектом, так как они ориентированы перпендикулярно к нему. Поэтому рассмотрим взаимоиндуктивности M_{ac} ,

$M_{a'c}$, M_{bc} , $M_{b'c}$ участков a , a' , b , b' с дефектом c . Тогда

$$M_{12} = M_{ac} - M_{a'c}, \quad M_{23} = M_{bc} - M_{b'c}. \quad (2)$$

Найдем указанные взаимоиндуктивности по методике [9] для геометрических параметров ВТП и координат в соответствии с рис. 1.

$$M_{ac} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cos \varphi \left(\chi_{2ac} \operatorname{Arth} \frac{a}{D_{22ac} + D_{21ac}} + \gamma_{2ac} \operatorname{Arth} \frac{c}{D_{22ac} + D_{12ac}} - \right. \\ \left. - \chi_{1ac} \operatorname{Arth} \frac{a}{D_{11ac} + D_{12ac}} - \gamma_{1ac} \operatorname{Arth} \frac{c}{D_{11ac} + D_{21ac}} + \frac{h}{\sin \varphi} A_{ac} \right), \quad (3)$$

где χ_{2ac} – расстояние дальнего конца отрезка c до общего перпендикуляра с a ; γ_{2ac} – расстояние дальнего конца отрезка a до общего перпендикуляра с c ; χ_{1ac} – расстояние ближнего конца отрезка c до общего перпендикуляра с a ; γ_{1ac} – расстояние ближнего конца отрезка a до общего перпендикуляра с c ; D_{11ac} – расстояние между ближними концами отрезков a и c ; D_{12ac} – расстояние между ближним концом отрезка c и дальним концом отрезка a ; D_{21ac} – расстояние между ближним концом отрезка a и дальним концом отрезка c ; D_{22ac} – расстояние между дальними концами отрезков a и c ; A_{ac} – коэффициент влияния зазора h . Перечисленные величины находятся по формулам (4-12):

$$D_{11ac} = \sqrt{\left(x - \frac{a}{2} \cos \varphi\right)^2 + \left(y - \frac{a}{2} \sin \varphi\right)^2 + h^2}; \quad (4)$$

$$D_{12ac} = \sqrt{\left(x + \frac{a}{2} \cos \varphi\right)^2 + \left(y + \frac{a}{2} \sin \varphi\right)^2 + h^2}; \quad (5)$$

$$D_{21ac} = \sqrt{\left(c - x + \frac{a}{2} \cos \varphi\right)^2 + \left(y - \frac{a}{2} \sin \varphi\right)^2 + h^2}; \quad (6)$$

$$D_{22ac} = \sqrt{\left(c - x - \frac{a}{2} \cos \varphi\right)^2 + \left(y + \frac{a}{2} \sin \varphi\right)^2 + h^2}; \quad (7)$$

$$k_{ac}^2 = D_{12ac}^2 + D_{21ac}^2 - D_{11ac}^2 - D_{22ac}^2; \quad (8)$$

$$\chi_{1ac} = \frac{2a^2(D_{21ac}^2 - D_{11ac}^2 - c^2) + k_{ac}^2(D_{12ac}^2 - D_{11ac}^2 - a^2)}{4c^2a^2 - k_{ac}^4} c; \quad (9)$$

$$\gamma_{1ac} = \frac{2c^2(D_{12ac}^2 - D_{11ac}^2 - a^2) + k_{ac}^2(D_{21ac}^2 - D_{11ac}^2 - c^2)}{4c^2a^2 - k_{ac}^4} a; \quad (10)$$

$$\chi_{2ac} = \chi_{1ac} + c, \quad \gamma_{2ac} = \gamma_{1ac} + a; \quad (11)$$

$$A_{ac} = \arctg \left(\frac{\chi_{1ac} + \gamma_{1ac} + D_{11ac}}{h} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \right) + \arctg \left(\frac{\chi_{2ac} + \gamma_{2ac} + D_{22ac}}{h} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \right) - \\ - \arctg \left(\frac{\chi_{1ac} + \gamma_{2ac} + D_{12ac}}{h} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \right) - \arctg \left(\frac{\chi_{2ac} + \gamma_{1ac} + D_{21ac}}{h} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \right). \quad (12)$$

Аналогично для взаимоиндуктивности между a' и c с учетом того что $a' = a$:

$$M_{a'c} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cos \varphi \left(\chi_{2a'c} \operatorname{Arth} \frac{a}{D_{22a'c} + D_{21a'c}} + \gamma_{2a'c} \operatorname{Arth} \frac{c}{D_{22a'c} + D_{12a'c}} - \right. \\ \left. - \chi_{1a'c} \operatorname{Arth} \frac{a}{D_{11a'c} + D_{12a'c}} - \gamma_{1a'c} \operatorname{Arth} \frac{c}{D_{11a'c} + D_{21a'c}} + \frac{(h+a_1)}{\sin \varphi} A_{a'c} \right), \quad (13)$$

где $\chi_{2a'c}$ – расстояние дальнего конца отрезка c до общего перпендикуляра с a' ; $\gamma_{2a'c}$ – расстояние дальнего конца отрезка a' до общего перпендикуляра с c ; $\chi_{1a'c}$ – расстояние ближнего конца отрезка c до общего перпендикуляра с a' ; $\gamma_{1a'c}$ – расстояние ближнего конца отрезка a' до общего перпендикуляра с c ; $D_{11a'c}$ – расстояние между ближними концами отрезков a' и c ; $D_{12a'c}$ – расстояние между ближним концом отрезка c и дальним концом отрезка a' ; $D_{21a'c}$ – расстояние между ближним концом отрезка a' и дальним концом отрезка c ; $D_{22a'c}$ – расстояние между дальними концами отрезков a' и c ; $A_{a'c}$ – коэффициент влияния зазора $h+a_1$. Перечисленные величины находятся по формулам (14-22):

$$D_{11a'c} = \sqrt{\left(x - \frac{a}{2} \cos \varphi\right)^2 + \left(y - \frac{a}{2} \sin \varphi\right)^2 + (h + a_1)^2}; \quad (14)$$

$$D_{12a'c} = \sqrt{\left(x + \frac{a}{2} \cos \varphi\right)^2 + \left(y + \frac{a}{2} \sin \varphi\right)^2 + (h + a_1)^2}; \quad (15)$$

$$D_{21a'c} = \sqrt{\left(c - x + \frac{a}{2} \cos \varphi\right)^2 + \left(y - \frac{a}{2} \sin \varphi\right)^2 + (h + a_1)^2}; \quad (16)$$

$$D_{22a'c} = \sqrt{\left(c - x - \frac{a}{2} \cos \varphi\right)^2 + \left(y + \frac{a}{2} \sin \varphi\right)^2 + (h + a_1)^2}; \quad (17)$$

$$k_{a'c}^2 = D_{12a'c}^2 + D_{21a'c}^2 - D_{11a'c}^2 - D_{22a'c}^2; \quad (18)$$

$$\chi_{1a'c} = \frac{2a^2(D_{21a'c}^2 - D_{11a'c}^2 - c^2) + k_{a'c}^2(D_{12a'c}^2 - D_{11a'c}^2 - a^2)}{4c^2a^2 - k_{a'c}^4}c; \quad (19)$$

$$\gamma_{1a'c} = \frac{2c^2(D_{12a'c}^2 - D_{11a'c}^2 - a^2) + k_{a'c}^2(D_{21a'c}^2 - D_{11a'c}^2 - c^2)}{4c^2a^2 - k_{a'c}^4}a; \quad (20)$$

$$\chi_{2a'c} = \chi_{1a'c} + c, \quad \gamma_{2a'c} = \gamma_{1a'c} + a; \quad (21)$$

$$A_{a'c} = \arctg\left(\frac{\chi_{1a'c} + \gamma_{1a'c} + D_{11a'c}}{h + a_1} \tg \frac{\varphi}{2}\right) + \arctg\left(\frac{\chi_{2a'c} + \gamma_{2a'c} + D_{22a'c}}{h + a_1} \tg \frac{\varphi}{2}\right) - \\ - \arctg\left(\frac{\chi_{1a'c} + \gamma_{2a'c} + D_{12a'c}}{h + a_1} \tg \frac{\varphi}{2}\right) - \arctg\left(\frac{\chi_{2a'c} + \gamma_{1a'c} + D_{21a'c}}{h + a_1} \tg \frac{\varphi}{2}\right). \quad (22)$$

Для взаимоиндуктивности между отрезками b и c запишем:

$$M_{bc} = \frac{\mu_0}{2\pi} \sin \varphi \left(\chi_{2bc} \operatorname{Arth} \frac{b}{D_{22bc} + D_{21bc}} + \gamma_{2bc} \operatorname{Arth} \frac{c}{D_{22bc} + D_{12bc}} - \right.$$

$$\left. - \chi_{1bc} \operatorname{Arth} \frac{b}{D_{11bc} + D_{12bc}} - \gamma_{1bc} \operatorname{Arth} \frac{c}{D_{11bc} + D_{21bc}} + \frac{h}{\cos \varphi} A_{bc} \right), \quad (23)$$

где χ_{2bc} – расстояние дальнего конца отрезка c до общего перпендикуляра с b ; γ_{2bc} – расстояние дальнего конца отрезка b до общего перпендикуляра с c ; χ_{1bc} – расстояние ближнего конца отрезка c до общего перпендикуляра с b ; γ_{1bc} – расстояние ближнего конца отрезка b до общего перпендикуляра с c ; D_{11bc} – расстояние между ближними концами отрезков b и c ; D_{12bc} – расстояние между ближним концом отрезка c и дальним концом отрезка b ; D_{21bc} – расстояние между ближним концом отрезка b и дальним концом отрезка c ; D_{22bc} – расстояние между дальними концами отрезков b и c ; A_{bc} – коэффициент влияния зазора h . Перечисленные величины находятся по формулам (24-32):

$$D_{11bc} = \sqrt{\left(x - \frac{b}{2} \sin \varphi\right)^2 + \left(y + \frac{b}{2} \cos \varphi\right)^2 + h^2}; \quad (24)$$

$$D_{12bc} = \sqrt{\left(x + \frac{b}{2} \sin \varphi\right)^2 + \left(y - \frac{b}{2} \cos \varphi\right)^2 + h^2}; \quad (25)$$

$$D_{21bc} = \sqrt{\left(c - x + \frac{b}{2} \sin \varphi\right)^2 + \left(y + \frac{b}{2} \cos \varphi\right)^2 + h^2}; \quad (26)$$

$$D_{22bc} = \sqrt{\left(c - x - \frac{b}{2} \sin \varphi\right)^2 + \left(y - \frac{b}{2} \cos \varphi\right)^2 + h^2}; \quad (27)$$

$$k_{bc}^2 = D_{12bc}^2 + D_{21bc}^2 - D_{11bc}^2 - D_{22bc}^2; \quad (28)$$

$$\chi_{1bc} = \frac{2b^2(D_{21bc}^2 - D_{11bc}^2 - c^2) + k_{bc}^2(D_{12bc}^2 - D_{11bc}^2 - b^2)}{4c^2b^2 - k_{bc}^4}c; \quad (29)$$

$$\gamma_{1bc} = \frac{2c^2(D_{12bc}^2 - D_{11bc}^2 - b^2) + k_{bc}^2(D_{21bc}^2 - D_{11bc}^2 - c^2)}{4c^2b^2 - k_{bc}^4}b; \quad (30)$$

$$\chi_{2bc} = \chi_{1bc} + c, \quad \gamma_{2bc} = \gamma_{1bc} + b; \quad (31)$$

$$\begin{aligned} A_{bc} = & \arctg \left(\frac{\chi_{1bc} + \gamma_{1bc} + D_{11bc}}{h} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right) + \\ & + \arctg \left(\frac{\chi_{2bc} + \gamma_{2bc} + D_{22bc}}{h} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right) - \\ & - \arctg \left(\frac{\chi_{1bc} + \gamma_{2bc} + D_{12bc}}{h} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right) - \\ & - \arctg \left(\frac{\chi_{2bc} + \gamma_{1bc} + D_{21bc}}{h} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right). \end{aligned} \quad (32)$$

Аналогично для взаимоиндуктивности между b' и c с учетом того что $b' = b$:

$$\begin{aligned} M_{b'c} = & \frac{\mu_0}{2\pi} \sin \varphi \left(\chi_{2b'c} \operatorname{Arth} \frac{b}{D_{22b'c} + D_{21b'c}} + \gamma_{2b'c} \operatorname{Arth} \frac{c}{D_{22b'c} + D_{12b'c}} - \right. \\ & \left. - \chi_{1b'c} \operatorname{Arth} \frac{b}{D_{11b'c} + D_{12b'c}} - \gamma_{1b'c} \operatorname{Arth} \frac{c}{D_{11b'c} + D_{21b'c}} + \frac{h+b_1}{\cos \varphi} A_{b'c} \right), \end{aligned} \quad (33)$$

где $\chi_{2b'c}$ – расстояние дальнего конца отрезка c до общего перпендикуляра с b' ; $\gamma_{2b'c}$ – расстояние дальнего конца отрезка b' до общего перпендикуляра с c ; $\chi_{1b'c}$ – расстояние ближнего конца отрезка c до общего перпендикуляра с b' ; $\gamma_{1b'c}$ – расстояние ближнего конца отрезка b' до общего перпендикуляра с c ; $D_{11b'c}$ – расстояние между ближними концами отрезков b' и c ; $D_{12b'c}$ – расстояние между ближним концом отрезка c и дальним концом отрезка b' ; $D_{21b'c}$ – расстояние между ближним концом отрезка b' и дальним концом отрезка c ; $D_{22b'c}$ – расстояние между дальними концами отрезков b' и c ; $A_{b'c}$ – коэффициент влияния зазора $h+b_1$. Перечисленные величины находятся по формулам (34-42):

$$D_{11b'c} = \sqrt{\left(x - \frac{b}{2} \sin \varphi \right)^2 + \left(y + \frac{b}{2} \cos \varphi \right)^2 + (h+b_1)^2}; \quad (34)$$

$$D_{12b'c} = \sqrt{\left(x + \frac{b}{2} \sin \varphi \right)^2 + \left(y - \frac{b}{2} \cos \varphi \right)^2 + (h+b_1)^2}; \quad (35)$$

$$D_{21b'c} = \sqrt{\left(c - x + \frac{b}{2} \sin \varphi \right)^2 + \left(y + \frac{b}{2} \cos \varphi \right)^2 + (h+b_1)^2}; \quad (36)$$

$$D_{22b'c} = \sqrt{\left(c - x - \frac{b}{2} \sin \varphi \right)^2 + \left(y - \frac{b}{2} \cos \varphi \right)^2 + (h+b_1)^2}; \quad (37)$$

$$k_{b'c}^2 = D_{12b'c}^2 + D_{21b'c}^2 - D_{11b'c}^2 - D_{22b'c}^2; \quad (38)$$

$$\chi_{1b'c} = \frac{2b^2(D_{21b'c}^2 - D_{11b'c}^2 - c^2) + k_{b'c}^2(D_{12b'c}^2 - D_{11b'c}^2 - b^2)}{4c^2b^2 - k_{b'c}^4} c; \quad (39)$$

$$\gamma_{1b'c} = \frac{2c^2(D_{12b'c}^2 - D_{11b'c}^2 - b^2) + k_{b'c}^2(D_{21b'c}^2 - D_{11b'c}^2 - c^2)}{4c^2b^2 - k_{b'c}^4} b; \quad (40)$$

$$\chi_{2b'c} = \chi_{1b'c} + c, \quad \gamma_{2b'c} = \gamma_{1b'c} + b; \quad (41)$$

$$\begin{aligned} A_{b'c} = & \arctg \left(\frac{\chi_{1b'c} + \gamma_{1b'c} + D_{11b'c}}{h+b_1} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right) + \\ & + \arctg \left(\frac{\chi_{2b'c} + \gamma_{2b'c} + D_{22b'c}}{h+b_1} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right) - \\ & - \arctg \left(\frac{\chi_{1b'c} + \gamma_{2b'c} + D_{12b'c}}{h+b_1} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right) - \\ & - \arctg \left(\frac{\chi_{2b'c} + \gamma_{1b'c} + D_{21b'c}}{h+b_1} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right). \end{aligned} \quad (42)$$

Полученные аналитические выражения (2-42) позволяют определить функцию геометрических параметров ВТП и координат:

$$\frac{U}{U_{\max}} = \frac{(M_{12} \cdot M_{23})}{(M_{12} \cdot M_{23})_{\max}} = f(a, b, c, a_1, b_1, x, y, h, \varphi), \quad (43)$$

где U/U_{\max} – нормированная амплитуда сигнала ВТП, исходя из (1); a, b, c, a_1, b_1 – геометрические параметры ВТП и дефекта; x, y, h, φ – координаты ВТП относительно дефекта (см. рис. 1).

Для обобщенного исследования зависимостей выходного сигнала ВТП были выбраны единичные отрезки пропорциональными размерам обмоток ВТП. Расчет модели и построение зависимостей осуществлялись с применением программных продуктов MS EXEL, MATLAB, Advanced Grapher.

Анализ полученных аналитических выражений показывает, что особенностью ВТП [4] является зависимость полезного сигнала от угла φ между дефектом и возбуждающей обмоткой. Это дает возможность идентифицировать ориентацию протяженной трещины. На рис. 2 – 4 приведены результаты моделирования зависимости сигнала от φ для различных длин дефекта, зазора и соотношения размеров обмоток ВТП (справа на рисунках эти зависимости представлены в полярной системе координат: $0 < \varphi < \pi/2$).

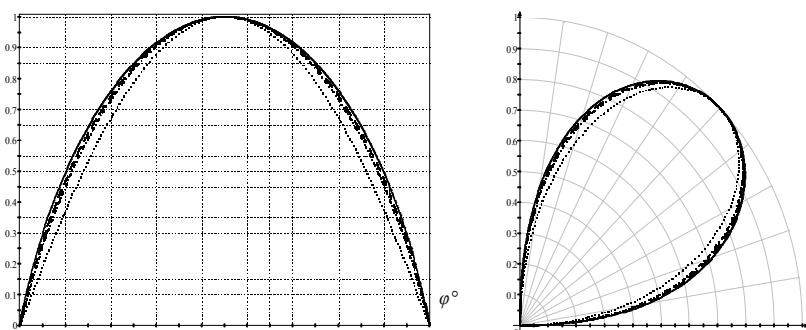


Рис. 2. Зависимость нормированной амплитуды от угла φ при различных длинах дефекта (— — $c=1$; - - - $c>10$; - · - $c=0,5$; · · · · $c=0,1$)

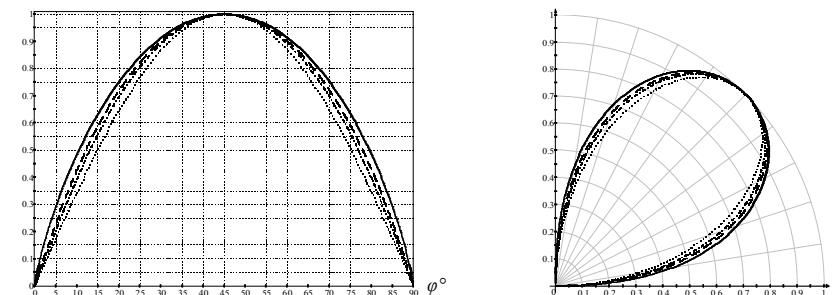


Рис. 3. Зависимость нормированной амплитуды от угла φ при различных зазорах
— — $h=0$; - - - $h=0,05$; - · - $h=0,1$; · · · · $h=0,5$

Анализ данных, приведенных на рис. 2 – 3 показывает, что сигнал ВТП имеет максимумы при $\varphi=45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$, а форма зависимости $U/U_{\max} = f(\varphi)$ определяется величиной дефекта и зазора. Установлено наличие смещения максимума сигнала при различных соотношениях размеров возбуждающей и измерительной обмоток ВТП (рис. 4). Это дает возможность корректировать диаграмму направленности ВТП.

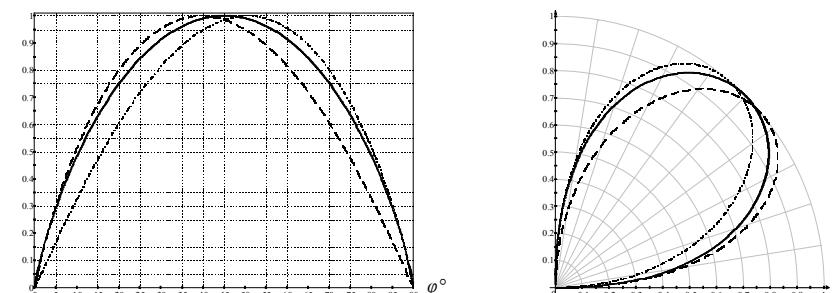


Рис. 4. Зависимость нормированной амплитуды от угла φ при разных отношениях длин обмоток ВТП (— — $a/b=1$; - - - $a/b=10$; - · - $a/b=0,1$)

На рис. 5 приведены зависимости сигнала ВТП от длины трещины при различных зазорах. Видно, что при больших трещинах сигнал ВТП мало зависит от их длины, однако с увеличением зазора чувствительность к размеру трещины увеличивается.

Зависимость нормированной амплитуды сигнала от величины зазора представлена на рис. 6. Из анализа данных приведенных на рис. 6 следует, что чувствительность к влиянию зазора более существенна для коротких трещин.

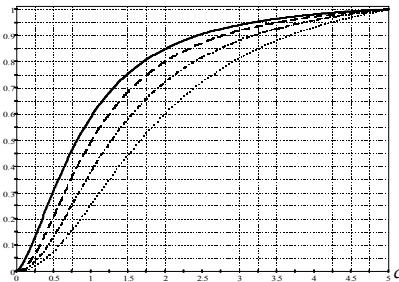


Рис. 5. Зависимость нормированной амплитуды от длины трещины c при различных зазорах (— $h=0$; --- $h=0,1$; - · - $h=0,25$; ····· $h=0,5$)

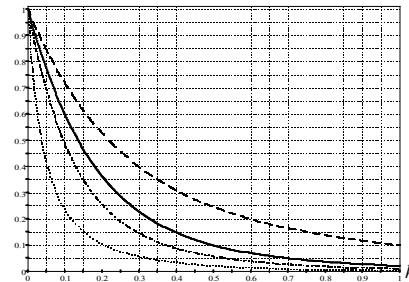


Рис. 6. Зависимость нормированной амплитуды от зазора h при различных длинах трещины (— $c=1$; --- $c=10$; - · - $c=0,5$; ····· $c=0,1$)

Для оценки влияния зазора при различных размерах a_1, b_1 (см. рис. 1) участков обмоток ВТП получены зависимости, представленные на рис. 7 – 8. При небольших зазорах выбор размеров a_1, b_1 не критичен, однако сигнал ВТП монотонно увеличивается при увеличении a_1 и b_1 пропорционально зазору. То есть, указанные размеры необходимо выбирать с учетом возможных рабочих зазоров или толщины неэлектропроводных покрытий.

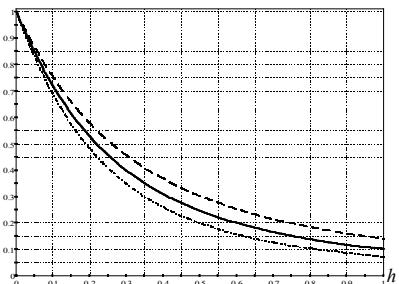


Рис. 7. Зависимость нормированной амплитуды от зазора h при различных длинах обмоток ВТП (— $a_1=b_1=1$; --- $a_1=b_1=2$; - · - $a_1=b_1=0,5$)

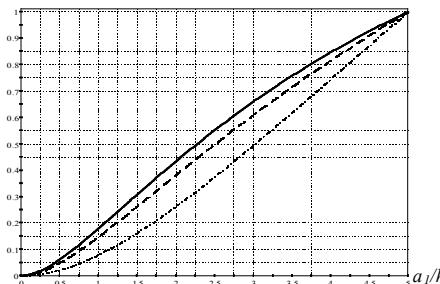


Рис. 8. Зависимость нормированной амплитуды от отношения a_1/h при различных зазорах (— $h=1$; --- $h=0,5$; - · - $h=0,1$)

Зависимости амплитуды сигнала ВТП от перемещения вдоль короткого и длинного дефектов приведены на рис. 9. Точки перегиба графиков соответствуют краю дефектов. При увеличении зазора чувствительность к перемещению вблизи края дефекта уменьшается.

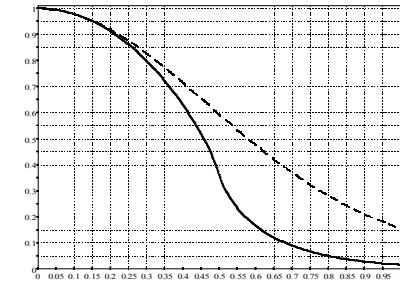


Рис. 9. Зависимость нормированной амплитуды от перемещения x вдоль трещины c при различных зазорах (— $h=0$; --- $h=0,5$): а) $c=1$; б) $c=10$

На рис. 10 – 11 представлены зависимости полезного сигнала ВТП от относительного перемещения x/c (0 соответствует середине дефекта, 0,5 – краю) для трещин различной длины. Из анализа данных следует, что чувствительность к перемещению вблизи края дефектов пропорциональна их размерам, то есть для протяженных дефектов возможно более точное определение их границ при сканировании.

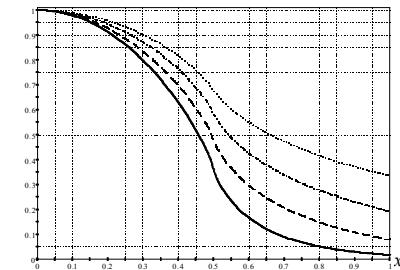


Рис. 10. Зависимость нормированной амплитуды от отношения x/c при различных длинах трещины (— $c=1$; --- $c=0,5$; - · - $c=0,25$; ····· $c=0,1$)

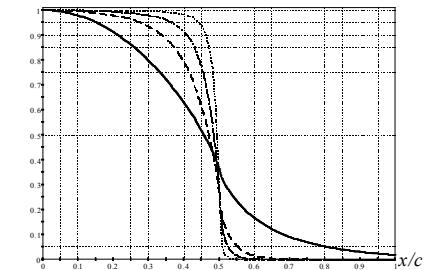


Рис. 11. Зависимость нормированной амплитуды от отношения x/c при различных длинах трещины (— $c=1$; --- $c=5$; - · - $c=10$; ····· $c=25$)

Для определения сигнала при перемещении ВТП от середины дефекта вдоль Y рассчитаны зависимости при различных размерах трещин (рис. 12) и зазоров (рис. 13).

Для рассмотренной модели также получены пространственные распределения сигнала ВТП при сканировании образца с поверхностью трещиной, рис. 14.

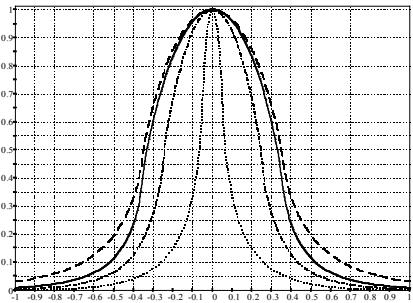


Рис. 12. Зависимость нормированной амплитуды от координаты y при различных длинах трещины (— — $c=1$; - - - $c>10$; - · - $c=0,5$; ····· $c=0,1$)

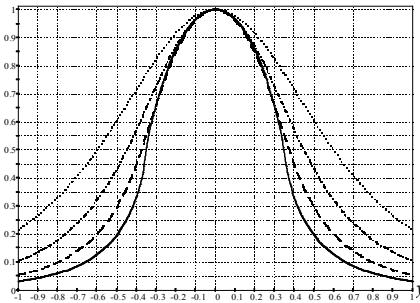


Рис. 13. Зависимость нормированной амплитуды от координаты y при различных зазорах (— — $h=0$; - - - $h=0,1$; - · - $h=0,25$; ····· $h=0,5$)

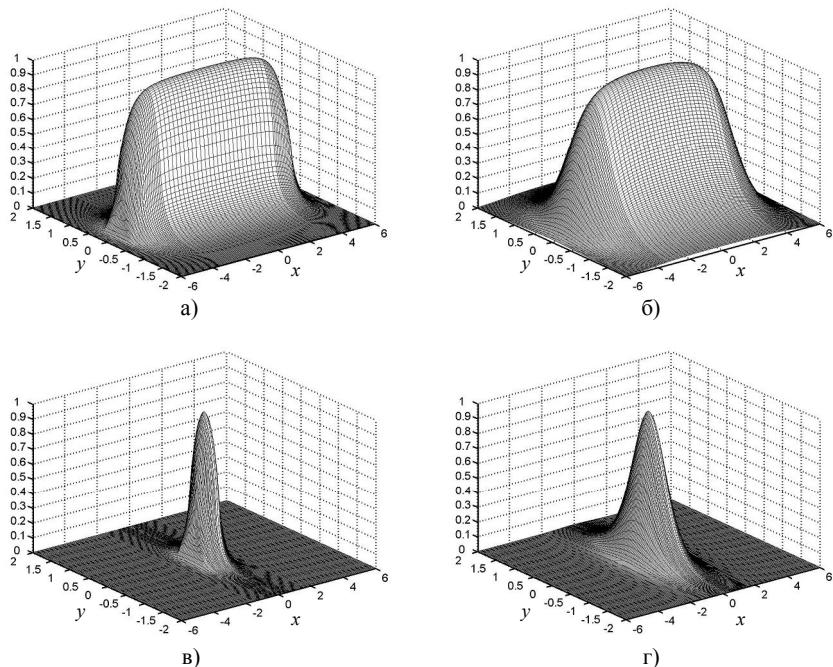


Рис. 14. Пространственное распределение сигнала ВТП:
а) $c=10, h=0$; б) $c=10, h=0,5$; в) $c=1, h=0$; г) $c=1, h=0,5$

Выводы. В данной работе получены аналитические зависимости сигналов ВТП от конструктивных и пространственных параметров,

позволяющие расширить представление о закономерностях работы ортогонального вихревокового преобразователя. С помощью разработанной модели установлено, что сигнал ВТП имеет максимум при $\varphi=45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$, а форма зависимости $U/U_{\max} = f(\varphi)$ определяется величиной дефекта и зазора. При различных соотношениях размеров возбуждающей и измерительной обмоток ВТП наблюдается смещение максимума сигнала до $\pm 10^\circ$. Показано, что для больших трещин сигнал ВТП мало зависит от их длины, однако с увеличением зазора чувствительность к размеру трещины увеличивается, а чувствительность к влиянию зазора существенна для коротких трещин. При небольших рабочих зазорах выбор размеров a_1, b_1 не критичен, однако сигнал ВТП монотонно увеличивается при увеличении a_1 и b_1 пропорционально зазору. При увеличении зазора чувствительность к перемещению ВТП вблизи края дефекта уменьшается. Исследованная модель позволяет находить пространственные распределения сигнала ВТП при сканировании образца с поверхностной трещиной. Используя результаты данной работы можно осуществить выбор параметров ортогонального ВТП для решения конкретных задач вихревоковой дефектоскопии.

- Список литературы:**
1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 8 т. / Под общ. ред. В.В. Клюева. Т. 2: В 2 кн. Кн 2: Ю.К. Федосенко, В.Г. Герасимов, А.Д. Покровский, Ю.Я. Останин. Вихревоковый контроль. – 2-е изд., испр. – М.: Машиностроение, 2006. – 688 с.: ил.
 2. Соболев В.С., Шкарлет Ю.М. Накладные и экранные датчики (для контроля методом вихревых токов). Новосибирск: Наука, 1967. – 144 с.
 3. Н.Н. Засепин. О некоторых особенностях формирования магнитного поля вихревых токов над поверхностными дефектами проводящих изделий. // Неруйнівний контроль та технічна діагностика: Матеріали Четвертої національної науково-технічної конференції, 19 – 23 травня 2003 р., Київ, 2003 р., с.98-100.
 4. Патент на корисну модель № 55471 UA, МПК G01N 27/90. Накладний вихорострумовий перетворювач для неруйнівного контролю / Г.М. Сучков, Ю.В. Хомяк; заяв. 05.07.2010; опубл. 10.12.2010.
 5. Хомяк Ю.В. Фізична модель впливу тонкої поверхневої тріщини металевого зразка на накладний вихорострумовий перетворювач // анотація доповідей XVII Міжнародній науково-практичній конференції «Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я». – НТУ «ХПІ»– 2009. – С. 529.
 6. Г.М. Сучков, Ю.В. Хомяк. Расчетная модель ортогонального вихревокового преобразователя // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. «Електроенергетика и преобразовательная техника». – Харків: НТУ «ХПІ» – №12. – 2010. – с.196–201.
 7. Сучков Г.М., Хомяк Ю.В. Розвиток моделі взаємодії вихорострумового перетворювача з металевим зразком, що містить поверхневу тріщину // Збірник тез доповідей IX Міжнародної науково-технічної конференції ПРИЛАДОБУДУВАННЯ: стан і перспективи, 27–28 квітня 2010 р., м. Київ, ПБФ, НТУУ «КПІ». – 2010. – с.217–218.
 8. Г.М. Сучков, Ю.В. Хомяк. Теоретическое исследование накладного вихревокового преобразователя с минимальной взаимной индуктивностью // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Прилади і методи контролю та визначення складу речовин. – Харків: НТУ «ХПІ» – №48. – 2008. – с.100–103.
 9. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: Справочная книга. – 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 488 с.: ил.

Поступила в редакцию 20.05.11

Ю.Е. ХОРОШАЙЛО, канд. техн. наук, доцент, ХНУРЭ, Харків
В.А. СВЕТЛИЧНИЙ, соискатель ХНУРЭ, Харків

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НАКЛАДНОГО ТРАНСФОРМАТОРНОГО ВИХРЕТОКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

У роботі запропонована аналітична модель взаємодії накладного трансформаторного перетворювача і плоского, однорідного, неферомагнітного об'єкта. Вихрострумовий перетворювач і зона контролю об'єкта представлені у вигляді еквівалентної електричної схеми і трьох кільцевих еквівалентних витків. Визначено залежність вихідного сигналу від електричного струму, частоти, взаємних індуктивностей.

In the work proposed an analytical model of the interaction of the transformer superimposed eddy current transducer and a flat, uniform, nonferromagnetic object. Eddy-current converter and control zone of the object represented in the form of equivalent circuit and three-ring equivalent turns. The dependence of the output signal from an electric current, frequency, and mutual inductances.

Ведение. Вихревоковые измерительные преобразователи (ВИП) широко используются в дефектоскопических исследованиях электропроводящих материалов. Особую роль они играют при неразрушающем контроле тонких неферромагнитных пленок и покрытий. Такие проводящие структуры находят все более широкое применение в электронной промышленности. Пленки и покрытия широко применяются при производстве интегральных микросхем; в авиационной и космической технике; в производстве оптических приборов, в микроволновой технике. В последнее время получили распространение специальные виды покрытий и пленок: проводящая бумага, ткань, различные рыхлые, пористые слои, сеточные структуры, металлические покрытия на ткане и бумаге [1].

Всех ВИП объединяет то, что они генерируют (излучают) в окружающее пространство электромагнитную энергию, которая вызывает изменение электромагнитного поля в исследуемом объекте контроля (ОК). По способу получения первичной информации ВИП можно подразделить на две основные группы – параметрические и трансформаторные [2].

Общим недостатком параметрических и трансформаторных ВИП является зависимость сигнала, прежде всего от температуры, рабочего зазора, электромагнитных свойств ОК. Причем трансформаторные в отличии от параметрических, в значительно меньшей степени подвержены этому недостатку [3]. Конструктивно параметрические ВИП имеют одну обмотку, трансформаторные - несколько обмоток (две и более) [2-3]. В трансформаторных за счет конфигурации и взаимного расположения обмоток могут быть устранены влияния зазора. Используя оптимальные соотношения количества витков первичной и вторичных обмоток, может быть достигнута высокая чувствительность [4].

Аналіз літератури. В работе [5] приведено соотношение для выходного сигнала измерительной обмотки накладного трансформаторного ВИП, указан упрощенный теоретический анализ работы накладного трансформаторного ВИП. Более подробная расчетная математическая модель и метод оценки взаимодействия ВИП с объектом, имеющим поверхностную трещину, приведены в [6]. Однако, известные модели имеют сложный вычислительный аппарат как при аналитических так и численных расчетах. В [7] рассматривается модель ОК в виде полупространства с кусочно-линейным изменением по глубине удельного сопротивления в поверхностном слое. В продолжение [8] предлагаются упрощенные модели для упрочненного изделия в виде полупространства с однородным слоем или со слоем линейного изменения удельного сопротивления по глубине. В [9-10] предложена модель трансформаторного проходного ВИП для цилиндрического ОК, где получены соотношения для определения эквивалентных сопротивлений, построены графики зависимости относительного сопротивления ВИП от глубины проникновения поля в исследуемый цилиндрический ОК для двух разных конфигураций катушек ВИП и для разных марок стали. Однако, несмотря на достаточное развитие теоретических и прикладных аспектов современных методов вихревокового контроля, универсальных, надежных и высоко чувствительных с хорошими метрологическими показателями, методы получения и обработки экспериментальных данных в настоящее время разработаны недостаточно.

Основная часть. Надежный метод получения результатов должен основываться на математической модели адекватно определяющую физический процесс. Целью настоящей работы является обобщенный аналитический анализ математической модели трансформаторного ВИП накладного типа при взаимодействии с плоским, однородным ОК (удельная электрическая проводимость $\sigma = \text{const}$). Физическая модель представляет собой систему, включающую в себя возбуждающую обмотку, измерительную обмотку, и ОК. Геометрические размеры системы ВИП - ОК согласуются таким образом, чтобы обеспечить однородность электромагнитного поля в зоне контроля. Заменим физическую модель эквивалентной электрической схемой из связанных контуров с трансформаторной связью, рис.1. Первый контур образован задающим генератором и возбуждающей обмоткой ВИП. Объект контроля представлен как второй контур, содержащий индуктивность и активное сопротивление. Третьим контуром является измерительная обмотка ВИП. На схеме: показаны R1, L1, I1 – сопротивление, индуктивность и ток возбуждающей обмотки ВИП; U1 – напряжение, задающего генератора и приложенное к первичной обмотке; R2, L2, I2 – эквивалентные электрические параметры исследуемого ОК. R3, L3, I3 – электрические параметры измерительной катушки; U3 – напряжение на клеммах измерительной катушки. M12, M23, M13 - взаимные индуктивности контуров, зависящие от размеров и формы контуров, расстояния между ними, от их взаимного расположения и от

магнитной проницаемости μ окружающей среды (в нашем случае для воздуха $\mu = 1$).

Используя законы Кирхгофа для цепей переменного тока, получим систему уравнений в комплексной форме:

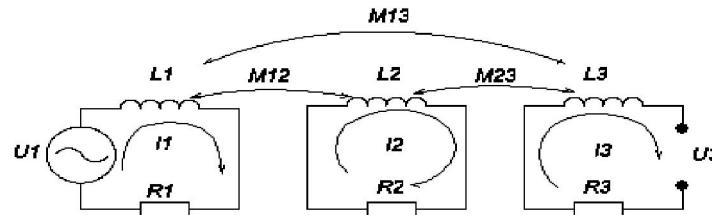


Рис.1. Эквивалентная схема взаимодействия ВИП и ОК.

$$\begin{cases} \dot{I}_1 R_1 + \dot{I}_1 j\omega L_1 + \dot{I}_2 j\omega M_{12} + \dot{I}_3 j\omega M_{13} = \dot{U}_1, \\ \dot{I}_2 R_2 + \dot{I}_2 j\omega L_2 + \dot{I}_1 j\omega M_{12} + \dot{I}_3 j\omega M_{23} = 0, \\ \dot{I}_3 R_3 + \dot{I}_3 j\omega L_3 + \dot{I}_2 j\omega M_{23} + \dot{I}_1 j\omega M_{13} = \dot{U}_3 \end{cases} \quad (1)$$

Анализируя данную систему, рассчитаем \dot{U}_3 - выходное напряжение ВИП. Учитывая то, что нагрузкой для измерительного контура является высокоомный вход предварительного усилителя, допускаем значение тока протекающего в измерительной обмотке, $\dot{I}_3 \rightarrow 0$. При этом система уравнений упростится и примет вид:

$$\begin{cases} \dot{I}_1 R_1 + \dot{I}_1 j\omega L_1 + \dot{I}_2 j\omega M_{12} = \dot{U}_1, \\ \dot{I}_2 R_2 + \dot{I}_2 j\omega L_2 + \dot{I}_1 j\omega M_{12} = 0, \\ \dot{I}_2 j\omega M_{23} + \dot{I}_1 j\omega M_{13} = \dot{U}_3 \end{cases} \quad (2)$$

Решая данную систему, получим:

$$\dot{I}_2 = -\dot{I}_1 \frac{j\omega M_{12}}{R_2 + j\omega L_2} \quad (3)$$

$$\dot{U}_3 = \dot{I}_1 \left(j\omega M_{13} + \omega^2 \frac{M_{12} M_{23}}{R_2 + j\omega L_2} \right) \quad (4)$$

Известно, что ВИП индуцирует в ОК замкнутые вихревые токи, что позволяет представить зону контроля в виде близко расположенных концентрических токопроводов. Толщина каждого равна эквивалентной глубине проникновения электромагнитного поля в зону контроля. Глубина проникновения δ , зависит от частоты тока протекающего в возбуждающей обмотке: чем ниже частота, тем больше проникновения электромагнитного

поля в ОК, и определена расстоянием, при котором объемная плотность тока уменьшается не более чем в e раз.

Для определения значений индуктивности L_2 и взаимоиндуктивностей контуров M_{12}, M_{13}, M_{23} представим эквивалентную схему взаимодействия ВИП и ОК в виде взаимодействия трех кольцевых проводников рис.2.

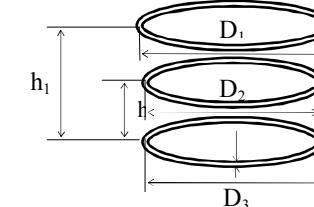


Рис.2. Взаимодействие трех кольцевых проводников

Возбуждающая обмотка ВИП представлена витком с диаметром по осевой линии проводника D_1 , измерительная обмотка представлена витком с диаметром D_2 , зона контроля объекта представлена витком с диаметром D_3 . Диаметр поперечного сечения токопровода витка, обозначен d , для зоны контроля $d = \delta$. h_1 - расстояние между ОК и возбуждающей обмоткой, h_2 - расстояние между ОК и измерительной обмоткой.

Значения активного сопротивление R_2 и циклической частоты ω , получим из следующих выражений:

$$R_2 = 4 \frac{D_2}{\sigma \delta^2}, \quad \omega = \frac{2}{\delta^2 \mu_r \mu_0 \sigma}, \quad (5)$$

где μ_0 - магнитная постоянная $= 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м., μ_r - относительная магнитная проницаемость вещества, σ - удельная электрическая проводимость.

Для любого кольцевого проводника собственная индуктивность L легко определяется по формуле [11].

$$L = 0,5 \mu_0 D \left(\ln \frac{4D}{d} - 2 + \frac{\xi}{4} \right), \quad (6)$$

где D – диаметр (по осевой линии) кольцевого проводника; d – диаметр поперечного сечения токопровода витка; ξ - функция, значение которой может, определено [11] как:

$$\xi = \frac{8}{kd} \frac{b_0}{b_1} \sin(\beta_0 - \beta_1 - \frac{\pi}{4}), \quad (7)$$

где $k = \sqrt{\mu_0 \mu_r \sigma \omega}$, b_0 и β_0 - модуль и аргумент Бесселевой функции $I_0(z)$ первого рода нулевого порядка, b_1 и β_1 - модуль и аргумент

Бесселевой функции $I_1(z)$ первого рода нулевого порядка, причем $z = kde^{-\frac{j\pi}{4}}$, значение Бесселевых функции для различных значений z могут быть взяты из [12-13], $\omega = 2\pi f$ - циклическая частота.

Таким образом, индуктивность ОК можно определить как:

$$L_2 = 0.5 \mu_0 D_2 \left(\ln \frac{4D_2}{\delta} - 2 + \frac{\xi}{4} \right), \quad (8)$$

Так как система взаимодействия ВИП – ОК выполнена из неферромагнитного материала $\mu = 1$, тогда значение для взаимоиндуктивности любых круговых контуров согласно [11] можно определить из соотношения:

$$M = \mu_0 \sqrt{\frac{D_i D_j}{2}} f(\Delta), \quad (9)$$

где $f(\Delta)$ -функция определяющая форм-фактор ВИП, и

$$\text{определенная из выражения: } f(\Delta) = \left(\frac{2}{\Delta} - \Delta \right) K - \frac{2}{\Delta} E, \quad (10)$$

где K и E – эллиптические интегралы первого и второго рода [12], а параметр λ - определяет геометрические размеры и взаимоположение контуров ВИП:

$$\Delta = 2 \sqrt{\frac{D_i D_j}{(D_i + D_j)^2 + 4h_j^2}} \quad (11)$$

Для определения взаимоиндуктивностей контуров M_{12}, M_{13}, M_{23} , подставим (9), (10), и (11) в необходимые значения и после некоторых преобразований, получим:

$$M_{12} = \mu_0 \sqrt{\frac{D_1 D_2}{2}} f(\Delta_{12}); f(\Delta_{12}) = \left(\frac{2}{\Delta_{12}} - \Delta_{12} \right) K - \frac{2}{\Delta_{12}} E, \quad (12)$$

$$\Delta_{12} = 2 \sqrt{\frac{D_1 D_2}{(D_1 + D_2)^2 + 4(h_1 + h_2)^2}}$$

$$M_{13} = \mu_0 \sqrt{\frac{D_1 D_3}{2}} f(\Delta_{13}), f(\Delta_{13}) = \left(\frac{2}{\Delta_{13}} - \Delta_{13} \right) K - \frac{2}{\Delta_{13}} E, \quad (13)$$

$$\Delta_{13} = 2 \sqrt{\frac{D_1 D_3}{(D_1 + D_3)^2 + 4h_1^2}}$$

$$M_{23} = \mu_0 \sqrt{\frac{D_2 D_3}{2}} f(\Delta_{23}), f(\Delta_{23}) = \left(\frac{2}{\Delta_{23}} - \Delta_{23} \right) K - \frac{2}{\Delta_{23}} E, \quad (14)$$

$$\Delta_{23} = 2 \sqrt{\frac{D_2 D_3}{(D_2 + D_3)^2 + 4h_2^2}}$$

Вывод. Полученные зависимости позволяют производить расчет накладных трансформаторных ВИП различных конструкций, оценивать зависимость выходного напряжения от значений индуктивности ОК, взаимоиндуктивностей контуров, частоты протекающего в возбуждающей обмотке. Получена уточненная формула определяющая геометрические размеры и взаиморасположение контуров вихревоковых преобразователей.

Список литературы:

1. Светличный В.А. Неразрушающий контроль пленок и покрытий / В.А.Светличный, В.В. Тулупов // Системи озброєння і військова техніка – Харків ХУПС ім..І.Кожедуба - 2010 - №3(23) с.160-162.
2. Неразрушающий контроль. Справочник в 7 т.: Т.2 / под общ. ред. В.В.Клюева. М.; Машиностроение, 2003. – 688с.ил.
3. Каневский И.Н. Неразрушающие методы контроля : Учебное пособие / Каневский И.Н., Сальникова Е.Н. – Владивосток: Изд-во ДВГТУ, 2007. – 243 с.
4. Герасимов В.Г., Клюев В.В., Шатерников В.Е. Методы и приборы электромагнитного контроля промышленных изделий. – М.:Энергоатомиздат, 1983. – 272 с.
5. Сучков Г.М. Теоретическое исследование накладного вихревокового преобразователя / Г.М. Сучков, Ю.М. Хомяк // Вісник Національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Прилади та методи неруйнівного контролю. – Харків: НТУ "ХПІ" – № 48 . – 2008. – 150 с.
- 6.Хомяк Ю.М. Расчетная модель ортогонального вихревокового преобразователя / Ю.М. Хомяк, Г.М. Сучков // Вісник Національного о технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. "Електроенергетика преобразовательная техника". - Харків: НТУ «ХПІ» - № 12. - 2010. - 208 с.
7. Митрофанов В.А. Теоретические основы трехпараметрового контроля упрочненного слоя асимметричным ЭП преобразователем на квазистационном токе. Ч.1. Модель НЛ / В.А. Митрофанов , С. Г. Грязев // Дефектоскопия. 2003 -№11. – С.73-81.
8. Митрофанов В.А. Теоретические основы трехпараметрового контроля упрочненного слоя асимметричным ЭП преобразователем на квазистационном токе. Ч.2. Модели Н и L / В.А. Митрофанов , С. Г. Грязев // Дефектоскопия. 2003 -№12. – С.73-83.
9. Горкунов Б.М. Моделирование вихревокового преобразователя для контроля поверхностных слоев металлических изделий / Б.М. Горкунов, И.В. Тюпа, А.А. Тищенко // Вісник Національного технічного університету "ХПІ". Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Інформатика і моделювання. – Харків: НТУ "ХПІ", 2008. – № 48. – 150 с.
10. Горкунов Б.М Выбор рациональных размеров катушек вихревокового преобразователя для контроля металлических изделий / Б.М Горкунов, Н.Н. Сиренко, И.В. Тюпа, А.А. Тищенко // Вісник Національного технічного університету "ХПІ". Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Інформатика і моделювання. – Харків: НТУ "ХПІ", 2008. – № 49. – 192 с.
11. Калантаров П. Л. Расчет индуктивностей: Справочная книга. / П.Л. Калантаров, Л.А. Цейлин — 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отделение, 1986. —488 с: ил.
12. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы./ Г.Б.Двайт / пер. с англ. - 2-е изд., испр. - М.: Наука, 1973. – 228 с.
13. Бейтмен Г., Эрдей А. «Высшие трансцендентные функции. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены». Справочная математическая библиотека М. [Физматиздат](#) 1966 г. 296 с.

Поступила в редакцию 20.05.11

В. Я. ГАЛЬЧЕНКО, доктор техн. наук, проф., ГУ «ЛГМУ», Луганськ
Д. Л. ОСТАПУЩЕНКО, канд. техн. наук, ГУ «ЛГМУ», Луганськ
А. Н. ЯКИМОВ, ГУ «ЛГМУ», Луганськ
ГУ «Луганський національний медичний університет»

ЕФФЕКТИВНИЙ АЛГОРІТМ АНАЛІЗА ТОПОГРАФІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ В ЗАДАЧАХ ОПТИМАЛЬНОГО СИНТЕЗА ПРОХОДНИХ АКСІАЛЬНО-СИММЕТРИЧНИХ НАМАГНИЧИВАЮЧИХ СИСТЕМ

У роботі наведено економічний у сенсі витрат обчислювальних ресурсів алгоритм аналізу конфігурації магнітного поля віссиметричних намагнічуочих систем, що містять феромагнітні елементи, методом поверхневих інтегральних рівнянь, який дозволяє реалізувати розв'язок задачі синтезу намагнічуочих пристрій як задачі глобальної оптимізації з урахуванням лінійної залежності між намагніченістю матеріалу та напруженістю поля.

In this work an effective design method for axisymmetric systems, which contain ferromagnetic elements, based on joint using of the boundary integral equations with a global evolutional multiagent optimization technique, is considered. The linear dependence between magnetization of material and strength of magnetic field has been taken in account.

Введение. В технике магнитного неразрушающего контроля широкое распространение получили намагничивающие системы (НС), содержащие ферромагнитные элементы, которые используются в качестве концентраторов поля. В этом случае топография поля в рабочем объеме НС определяется не только конфигурацией магнитного поля первичных источников, в качестве которых наиболее часто применяются обмотки с током, но и формой ферромагнитных элементов, а также магнитными характеристиками используемых при их изготовлении материалов. Часто к НС предъявляются требования, обусловленные их функциональным предназначением и связанные с характером распределения магнитного поля в рабочем объеме, которые должны быть учтены на этапе проектирования. Этого удается достичь путем выбора конструктивных параметров НС, в том числе, определяющих геометрическую конфигурацию входящих в ее состав ферромагнитных деталей, руководствуясь условиями, обусловленными требованиями к топографии поля. Связь конструктивных параметров НС с распределением поля в рабочем объеме имеет достаточно сложный характер, поэтому представляет интерес автоматизация процесса выбора их оптимальных значений и данная задача может решаться как задача оптимального параметрического синтеза. Оптимальный синтез предполагает построение параметризованной модели НС, позволяющей осуществлять анализ пространственной конфигурации поля в ее рабочем объеме при различных значениях параметров, оценивание полученного распределения в соответствии с заданным критерием оптимальности. При этом значения

параметров варьируются посредством применения определенной процедуры поиска, которая должна обеспечить нахождение их оптимальных значений. Таким образом, осуществление оптимального синтеза становится возможным в результате многократного решения задачи анализа.

Следовательно, эффективность проведения синтеза во многом определяется применяемыми при расчете магнитного поля методами. Наиболее простым случаем, при котором расчет поля требует минимальных вычислительных затрат, является предположение о постоянстве намагниченности M ферромагнетика [1-3]. Задача в такой формулировке является излишне идеализированной, так как в большинстве случаев необходимо учитывать зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля. Для расчета поля в ряде случаев можно использовать метод эквивалентных витков [4], в котором намагниченность ферромагнетика предполагается также постоянной.

Одним из наиболее общих приемов решения задачи анализа является метод скалярного потенциала, позволяющий свести задачу поиска распределения поля к решению уравнений Лапласа-Пуассона. Аналитические решения данных уравнений, обычно записываемые в виде рядов, известны лишь для простейших случаев геометрии, что ограничивает возможности данного метода при решении задач синтеза. В работе [5] приведены формулы для скалярного потенциала, позволяющие аналитически решать задачу анализа для тел простой геометрической формы в предположении, что магнитная проницаемость ферромагнитных элементов магнитной системы имеет бесконечно большую величину. Для тел сложной геометрии вывод подобных формул даже при таких допущениях является затруднительным.

Для учета зависимости намагниченности от напряженности магнитного поля при синтезе наиболее широкое применение нашли метод конечных элементов (FEM) и метод интегральных уравнений (МИУ). Одна из характерных особенностей FEM связана с тем, что дискретизация расчетной области осуществляется не только для ферромагнитных элементов НС, но на конечные элементы разбивается и окружающее тело пространство, что требует введения искусственных граничных условий. В работе [6], в которой в процессе решения задачи синтеза использовался FEM, при изменении значений конструктивных параметров НС проводится повторное переразбиение всего объема системы, а в исследовании [7] – деформация сети вблизи поверхностей полюсных наконечников. Однако многократные переразбиения требуют дополнительного машинного времени, а деформация сети может привести к появлению крупных вытянутых элементов разбиения, что может отрицательно сказаться на скорости и точности вычислительного процесса. В МИУ осуществляется разбиение только ферромагнетика, что позволяет на порядок понизить размерность решаемой системы уравнений [8-10].

В линейном случае одним из наиболее эффективных приемов решения задачи анализа, применение которого позволяет значительно ускорить решение задачи синтеза магнитных систем, обладающих аксиальной симметрией, является метод граничных интегральных уравнений (ГИУ) [11].

В целом эффективность вычислительного процесса определяется как временем, затрачиваемым на решение задачи расчета поля, так и выбором алгоритма глобальной оптимизации, так как этим обуславливается число вычислений значения целевой функции. Поэтому выбор как оптимизационного алгоритма, так и метода расчета поля имеют определяющее значение при построении эффективной схемы оптимального синтеза. Применительно к задачам синтеза авторами разработан алгоритм глобальной оптимизации, основанный на гибридизации бионического метода оптимизации роем частиц PSO и генетического алгоритма GA с вещественными хромосомами [12], который не предполагает вычисления производных целевой функции и является нечувствительным к особенностям ее топографии. Данные свойства алгоритма обеспечивают возможность его эффективного использования в задачах оптимального проектирования магнитных систем, где целевая функция задается алгоритмически и ее конкретное значение определяется в результате решения задачи расчета поля. Тот факт, что задача анализа конфигурации поля в рабочем объеме магнитной системы решается многократно, смещает акценты при выборе метода расчета поля в сторону методов, допускающих многократное использование информации, полученной на предыдущих этапах синтеза. При этом метод анализа распределения магнитного поля должен органично сочетаться с алгоритмом оптимального синтеза НС, образуя с ним единое целое, что позволяет исключить избыточность, обусловленную повторным проведением одних и тех же вычислительных процедур.

Целью данной работы является создание эффективного с точки зрения вычислительных затрат алгоритма расчета поля на базе метода граничных интегральных уравнений в задачах оптимального синтеза проходных аксиально-симметричных НС, содержащих ферромагнитные элементы.

При использовании метода ГИУ удается избежать расчета намагниченности \vec{M} во всем объеме ферромагнитного тела и свести задачу расчета поля к определению нормальной составляющей намагниченности на его поверхности, что эквивалентно размещению на поверхности магнитопровода НС простого слоя фиктивных магнитных зарядов

$$\sigma(P) = \vec{n}_P \cdot \vec{M}(P),$$

где \vec{n}_P – вектор внешней нормали к поверхности в точке P .

Напряженность магнитного поля, создаваемого поверхностными зарядами в произвольной точке пространства Q , может быть рассчитана по формуле

$$\vec{H}(Q) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\sigma(P) \vec{r}_{PQ}}{r_{PQ}^3} dS_P, \quad (1)$$

в которой \vec{r}_{PQ} – вектор, соединяющий точку истока P , расположенную на поверхности тела, с точкой наблюдения Q в пространстве.

Из граничных условий и свойств нормальной производной потенциала простого слоя следует, что плотность поверхностных магнитных зарядов удовлетворяет граничному интегральному уравнению Фредгольма 2-го рода [8, 9]

$$\sigma(Q) - \frac{\lambda}{4\pi} \iint_S \sigma(P) \frac{\vec{n}_Q \cdot \vec{r}_{PQ}}{r_{PQ}^3} dS_P = \lambda \vec{n}_Q \vec{H}_0(Q). \quad (2)$$

где $\lambda = \frac{2\chi}{2+\chi}$, χ – магнитная восприимчивость вещества, \vec{H}_0 –

напряженность магнитного поля, создаваемого в пространстве намагничивающими катушками.

Если магнитная система обладает аксиальной симметрией, геометрическая форма ее элементов задается некоторым контуром l в плоскости ρOz , вращением которого вокруг оси Oz образован магнитопровод НС. При этом исходное интегральное уравнение в цилиндрической системе координат запишется в виде

$$\sigma(Q) - \lambda \int_l \sigma(P) \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\vec{n}_Q \cdot \vec{r}_{PQ}}{r_{PQ}^3} \rho_P d\phi_P dl_P = \lambda \vec{n}_Q \vec{H}_0(Q). \quad (3)$$

Вводя обозначение для ядра

$$K(Q, P) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\vec{n}_Q \cdot \vec{r}_{PQ}}{r_{PQ}^3} \rho_P d\phi_P, \quad (4)$$

интегральное уравнение (3) может быть записано в виде

$$\sigma(Q) - \lambda \int_l \sigma(P) K(Q, P) dl_P = \lambda \vec{n}_Q \vec{H}_0(Q). \quad (5)$$

Ядро $K(Q, P)$ путем несложных математических преобразований может быть выражено через эллиптические интегралы первого и второго рода [11].

Для численного решения интегрального уравнения (5) поверхность осесимметричного тела разбивается на N тонких колец, в пределах которых значение σ считается постоянным (см. рис.1.а). Тогда, последовательно размещая точку наблюдения Q в центры образующих элементов разбиения, получаем систему линейных алгебраических уравнений

$$\mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{b}. \quad (6)$$

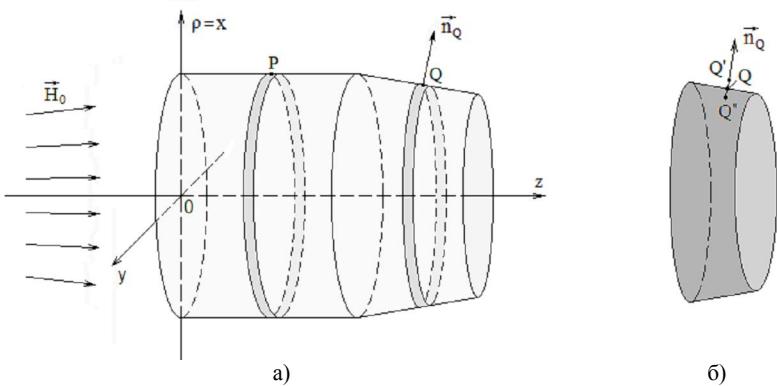


Рис.1. Разбиение поверхности осесимметричного магнитопровода НС на тонкие кольцевые элементы

Данная система уравнений имеет коэффициенты и правую часть, определяемые по следующим формулам

$$a_{ij} = \frac{\delta_{ij}}{\lambda} - \sum_{j=1}^N \int_{l_j} K(P, Q_i) dl_P, \quad b_i = \vec{n}_i \vec{H}_{0i}, \quad (7)$$

где l_j – j -й элемент разбиения; \vec{n}_i , Q_i и \vec{H}_{0i} – соответственно нормаль к элементу разбиения l_i , центр его образующей и соответствующее значение напряженности внешнего магнитного поля; δ_{ij} – символ Кронекера ($\delta_{ii} = 1$, при $i = j$, иначе $\delta_{ij} = 0$).

При вычислении диагональных элементов матрицы A , когда точка истока P совпадает с точкой наблюдения Q , ядро имеет особенность. Для численного выделения этой особенности можно воспользоваться теоремой о предельном значении нормальной производной потенциала простого слоя [13], согласно которой нормальная составляющая градиента потенциала, представляющего собой напряженность магнитного поля, испытывает скачок на величину σ . При этом сумма нормальных составляющих напряженности магнитного поля в точках Q' и Q'' по обе стороны вблизи поверхности кольцевого элемента (см. рис.1.б) при $Q', Q'' \rightarrow Q$ стремится к значению

$$\vec{n}_Q \cdot (\vec{H}(Q') + \vec{H}(Q'')) \rightarrow 2 \int_{l_j} K(P, Q) dl_P. \quad (8)$$

Пользуясь этим достаточно вычислить по формуле (1) напряженность магнитного поля в нескольких точках в непосредственной близости к поверхности кольцевого элемента с внутренней и внешней стороны и

экстраполировать полученные значения нормальных составляющих напряженности поля в точку Q , например, с использованием интерполяционного полинома Лагранжа.

Матрица системы линейных уравнений A является плотно заполненной. Увеличение числа разбиений осесимметричного тела на кольцевые элементы позволяет получить более точное численное решение граничного интегрального уравнения (5), но повышает размерность системы уравнений. Количество неизвестных при этом может достигать нескольких десятков тысяч и для эффективного решения систем такой высокой размерности необходимо применять специальные методы. В данной работе для этой цели использовался метод GMRES [14, 15], основанный на проектировании на подпространства Крылова и позволяющий свести решение системы уравнений большой размерности к последовательному решению нескольких систем со значительно меньшим числом неизвестных. Выбор этого метода обуславливается тем, что при его применении не требуется хранить в оперативной памяти всю матрицу A . Достаточно лишь насчитывать значения ее коэффициентов на внутреннем цикле метода. Обычно данный метод используется для систем уравнений с разреженными матрицами, однако, как показала практика, он может быть успешно применен и для систем с плотно заполненными матрицами.

Так как в рамках задачи синтеза многократно решается ресурсоемкая задача анализа, требуется, чтобы расчет поля осуществлялся с минимальными временными затратами. При решении задачи анализа наибольшее время счета занимает вычисление коэффициентов матрицы влияния A . Информация о коэффициентах взаимного влияния, применяемая на предыдущих шагах оптимизационного процесса, может быть повторно использована на последующих итерациях синтеза для контуров, определяющих геометрию магнитопровода и имеющих общие элементы разбиения. Для этого предлагается хранить и использовать коэффициенты матрицы a_{ij} , вычисленные на предварительной стадии для всех потенциально возможных взаимных расположений элементов разбиения. При этом существенная экономия оперативной памяти компьютера, оцениваемая порядками, достигается в результате учета трансляционной симметрии, поскольку коэффициенты взаимного влияния пары тонких кольцевых элементов, определяемые по формуле (7), зависят лишь от относительного взаимного положения вдоль оси Oz и не зависят от абсолютных значений координат (см. рис.2). Так кольцо A оказывает такое же влияние на кольцо B , как элемент разбиения C влияет на элемент D . Для описания текущей геометрии, в потенциально возможной области, которую могут занимать элементы НС, вводится регулярная сеть. Далее применяется технология Вкл/Выкл, согласно которой при расчете учитываются лишь те элементы разбиения, которые принадлежат текущему профилю НС.

Следует заметить, что искомый контур оптимальной геометрии может быть представлен совокупностью образующих кольцевых элементов, имеющих ориентацию, не только совпадающую с направлениями координатных осей, но и вдоль отрезков, соединяющих узлы регулярной сети, покрывающей область возможного существования решения, для которой на предварительном этапе и определяются возможные коэффициенты взаимного влияния элементов разбиения.

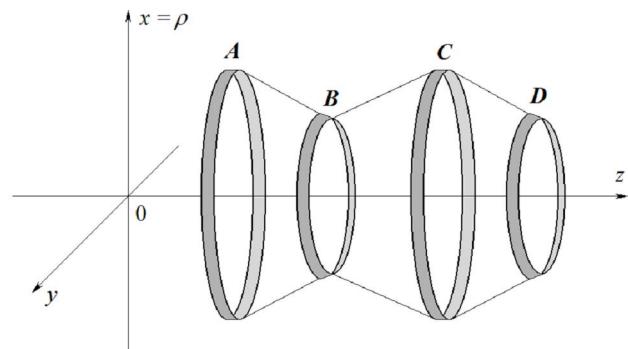


Рис.2. Учет трансляционной симметрии

Тестирование разработанного программного комплекса осуществлялось на модельном примере сферического экрана (см. рис.3), находящегося в однородном внешнем поле \vec{H}_0 . В этом случае поле внутри полости экрана также является однородным, а его напряженность вычисляется по формуле

$$\vec{H} = \frac{\vec{H}_0}{1 + \frac{2}{9} \left(1 - \frac{r^3}{R^3} \right) \left(\frac{1}{\chi+1} + \chi - 1 \right)}, \quad (9)$$

где R – радиус экрана, r – радиус полости. Расчет поля проводился в контрольных точках, расположенных в полости экрана, при этом радиус $R = 100 \text{ mm}$, радиус полости $r = 0.95R$. Напряженность внешнего магнитного поля составляла 1000 A/m . Контур экрана разбивался на 9 950 элементов. При этих значениях параметров максимальное расхождение численного и аналитического решения составило 0.27% при $\chi = 100$, и 2.8% при $\chi = 500$, погрешность однородности поля внутри полости не превышала машинной точности. Корректность получаемых результатов свидетельствует об адекватности разработанной математической модели, и делает возможным ее использование для решения других задач расчета поля.

Продемонстрируем применение разработанного алгоритма расчета поля для случая проходной осесимметричной НС, изображенной на рис.4. В приведенном случае в качестве источника первичного поля выступает пара круговых намагничивающих катушек с прямоугольным поперечным сечением, плотность тока в которых составляла 2 A/mm^2 . Внутренний и внешний радиусы первой катушки выбирались равными 30 mm и 40 mm , а второй катушки – 35 mm и 45 mm соответственно. Длина обеих катушек составляла 40 mm . Внешний радиус магнитопровода принимался равным 60 mm , а его длина – 120 mm . Зазор между полюсами составлял 20 mm . Конфигурация магнитного поля вдоль оси НС изменялась путем варьирования радиусов уступов, длина каждого из которых вдоль оси Oz была неизменной и равной 10 mm . НС разбивалась на тонкие кольцевые элементы с постоянным шагом 0.125 mm вдоль обеих координатных осей.

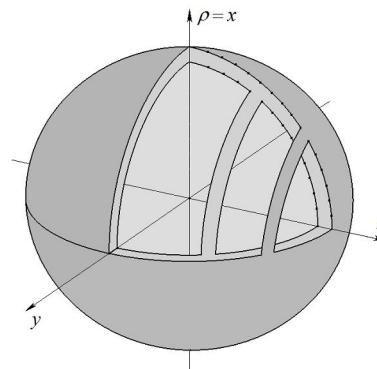
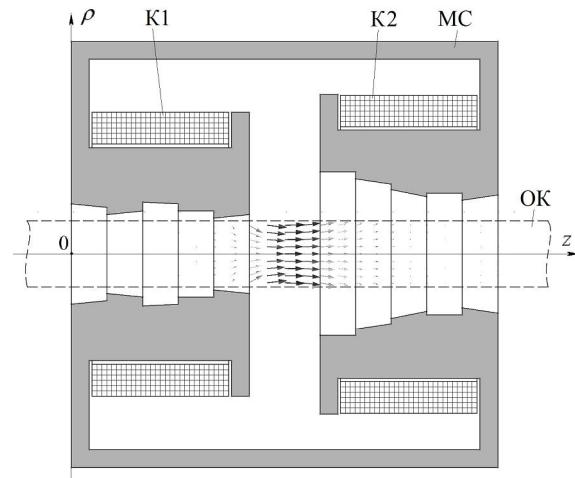


Рис.3. Геометрическая модель сферического экрана, применяемая при тестировании алгоритма

Для данного примера, радиусы полюсных элементов выбирались равными (нумерация слева направо) $r_1 = 14 \text{ mm}$, $r_2 = 13 \text{ mm}$; $r_3 = 11 \text{ mm}$, $r_4 = 12 \text{ mm}$; $r_5 = 14.5 \text{ mm}$, $r_6 = 14 \text{ mm}$; $r_7 = r_8 = 12 \text{ mm}$; $r_9 = 10 \text{ mm}$, $r_{10} = 11 \text{ mm}$ для левого и $r_{11} = r_{12} = 23 \text{ mm}$; $r_{13} = 21 \text{ mm}$, $r_{14} = 19.5 \text{ mm}$; $r_{15} = 18 \text{ mm}$, $r_{16} = 16 \text{ mm}$; $r_{17} = r_{18} = 17 \text{ mm}$; $r_{19} = 15 \text{ mm}$, $r_{20} = 16.5 \text{ mm}$ для правого полюсов.

Графики для компонент напряженности магнитного поля вдоль оси магнитной системы на различных расстояниях от нее приведены на рис.5,6. Варьируя параметры уступов посредством применения алгоритма

глобальной оптимизации, удается обеспечить необходимое априори заданное распределение магнитного поля в рабочем объеме.



МС – магнитная система; К1, К2 – катушки; ОК – объект контроля

Рис. 4. Проходная аксиально-симметрическая намагничивающая система ($\chi = 100$) и распределение магнитного поля в ее рабочем объеме

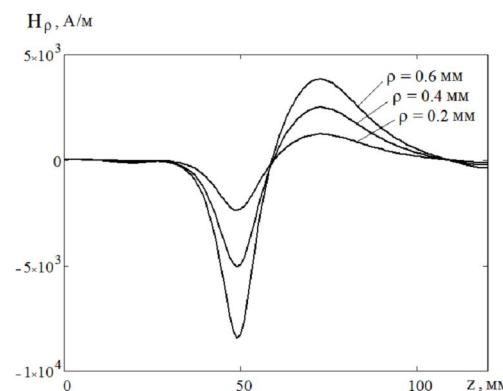


Рис.5. Радиальная составляющая напряженности поля вблизи оси намагничивающей системы

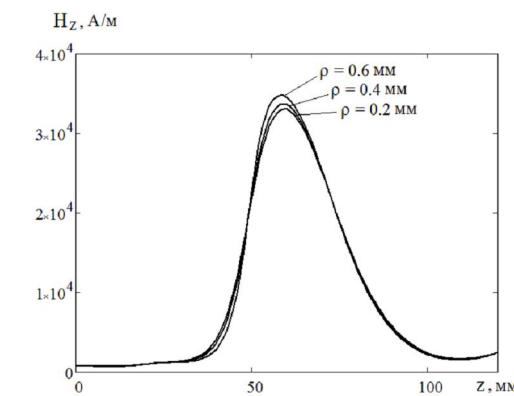


Рис.6. Аксидальная составляющая напряженности поля вблизи оси намагничивающей системы

Выводы

1. В работе проведен анализ особенностей решения задачи расчета поля в рамках вычислительного процесса оптимального синтеза намагничивающих систем, содержащих ферромагнитные элементы. Анализ показал необходимость повторного использования информации при многократном решении задачи расчета поля в эффективных схемах оптимального синтеза, при этом выбор в пользу того или иного метода решения прямой задачи магнитостатики должен осуществляться руководствуясь критерием возможности его алгоритмической реализации, позволяющей избежать избыточного повторения идентичных вычислительных процедур на внутреннем цикле поиска оптимального значения параметров проектируемой магнитной системы.
2. На базе метода граничных интегральных уравнений разработан эффективный с точки зрения вычислительных затрат алгоритм расчета поля в задачах оптимального синтеза проходных аксиально-симметрических намагничивающих систем, включающих ферромагнитные элементы.
3. Проведено тестирование программного обеспечения, реализующего разработанный алгоритм расчета поля, которое показало, что погрешность в диапазоне значений магнитной восприимчивости от 10 до 500 не превышает 3%, а также приведен численный пример, иллюстрирующий применение разработанного алгоритма в задаче анализа проходного осесимметричного намагничивающего устройства магнитного неразрушающего контроля.

Список література: 1. Гальченко В.Я. Параметрический синтез форми аксиально-симметричных полюсов електромагнита для создания однородного магнитного поля / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапущенко // Електротехніка і електромеханіка. – Харків. – 2010. – № 2. – С. 33-36. 2. Гальченко В.Я. Оптимальное проектирование намагничивающих систем с высокооднородными магнитными полями в дефектоскопическом неразрушающем контроле / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапущенко // Вісник Національного технічного університету «ХПІ». – 2010. – № 12. – С. 100-109. 3. Гальченко В.Я. Оптимальное конструирование электромагнитов с коническими полюсами для генерации высокооднородного магнитного поля / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов // Електронное моделирование. – 2010. – т. 32. – № 6. – С. 85-96. 4. Сизиков В.С. О повышении однородности поля постоянного магнита МРтографа / В.С. Сизиков, Д.Ю. Соколов // Ізв. вузов. Приборостроение. – Т. 49. – № 12. – 2006. – С. 32-38. 5. Marble A.E. Designing static fields for unilateral magnetic resonance by scalar potential approach / A.E. Marble, Mastikhin I.V., Colpitts B.G., Balcom B.J. // IEEE Trans. Magn. – vol. 43. – № 5. – 2007. – Р. 1903-1911. 6. Богданов П.В. Особенности конструирования магнитных систем ряда современных компактных изохронных циклотронов с использованием методов математического моделирования / П.В. Богданов, В.П. Кухтин, Е.А. Ламзин, Ю.И. Стогов, С.Е. Сыческий // Журнал технической физики. – 2010. – т. 80. – № 9. – С. 125-133. 7. Ryu J. S. 3-D optimal shape design of pole piece in permanent magnet MPI using parameterized nonlinear design sensitivity analysis / J.S. Ryu, Y. Yao, C.S. Koh, Y.J. Shin // IEEE Trans. Magn. – vol. 42. – No 4. – 2006. – PP. 1351-1354. 8. Тозони О.В. Расчет трехмерных электромагнитных полей / О.В. Тозони, И.Д. Маергойз. – К.: Техника, 1974. – 352 с. 9. Маергойз И.Д. Итерационные методы расчета статистических полей в неоднородных, анизотропных и нелинейных средах / И.Д. Маергойз. – К.: Наук. думка, 1979. – 210 с. 10. Гальченко В.Я. Численный анализ пространственной конфигурации магнитных полей объектов сложной геометрической формы с учетом нелинейных характеристик веществ / В.Я. Гальченко, Д.Л. Остапущенко // Информационные технологии. – 2008. – №8. – С. 43-49. 11. Гальченко В.Я. Использование метода граничных интегральных уравнений в оптимальном 3-D проектировании осесимметричных электромагнитов с выбором формы полюсных наконечников / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапущенко // Електротехніка і електромеханіка. – Харьков. – № 6. – 2010. – С. 20-24. 12. Гальченко В.Я. Поиск глобального оптимума функций с использованием гибрида мультиагентной роевой оптимизации с эволюционным формированием состава популяции / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапущенко // Информационные технологии. – 2010. – № 10. – С. 9-16. 13. Тихонов А.Н. Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Наука, 1966. – 724 с. 14. Saad Y. Iterative methods for sparse linear systems / Y. Saad. – Philadelphia: PWS Publishing Company, 2003. – 448 р. 15. Баландин М.Ю. Методы решения СЛАУ большой размерности / М.Ю. Баландин, Э.П. Шурина. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. – 70 с.

Поступила в редакцию 19.04.11

УДК [620.179.152:004.67]:539.1.074.3:621.382.52

В.Д. РИЖИКОВ, доктор фіз.-мат. наук, проф., завідувач відділенням ICMA НАН України, Харків

О.Д. ОПОЛОНИН, заст. завідувача відділу ICMA НАН України, Харків

В.Г. ВОЛКОВ, заст. завідувача відділу ICMA НАН України, Харків

О.К. ЛИСЕЦЬКА, канд. хім. наук, ст. науковий співробітник, ICMA НАН України, Харків

С.Н. ГАЛКІН, канд. хім. наук, завідувач відділу ICMA НАН України, Харків

Е.Ф. ВОРОНКІН, канд. техн. наук, заст. завідувача відділу ICMA НАН України, Харків

ДВОХЕНЕРГЕТИЧНА ЦИФРОВА РЕНТГЕНОГРАФІЧНА СИСТЕМА З МОЖЛИВІСТЮ РОЗДІЛЕННЯ РЕЧОВИН ЗА ЕФЕКТИВНИМ АТОМНИМ НОМЕРОМ

Дослідження з отримання двохенергетичних зображень дали можливість розширити галузі застосування цифрової радіографічної системи завдяки можливості визначення ефективного атомного номера Z_{eff} речовин, що входять до складу досліджуваного об'єкту. Показана можливість розділення речовин для «легких» елементів з Z_{eff} від 6 до 13, а також води (H_2O) $Z_{\text{eff}} \approx 7.43$ та гліцерину ($CH_2OHCONH_2OH$) $Z_{\text{eff}} \approx 6.87$.

A method is considered for discrimination of substances composing the inspected object by means of determination of effective atomic number Z_{eff} . Possibility is shown of separate detection of “light” substances formed by elements with Z_{eff} from 6 to 13, as well as water (H_2O) with $Z_{\text{eff}} \approx 7.43$ and glycerol ($CH_2OHCONH_2OH$) with $Z_{\text{eff}} \approx 6.87$.

Вступ. Світовою тенденцією розвитку радіографічного методу неруйнівного контролю (НК) є поступовий перехід від реєстрації тіньових рентгенівських зображень за допомогою рентгеночутливої пілвки до використання цифрових радіографічних систем (ЦРС) [1-5].

На сьогодні пілковий радіографічний контроль (ПРК) залишається одним з найважливіших методів неруйнівного контролю і технічної діагностики (НК і ТД) завдяки високій просторовій роздільній здатності: $15 \div 20$ пар ліній/мм.

Суттєвою перевагою ЦРС є краща ніж при ПРК контрастна роздільна здатність у широкому динамічному діапазоні та можливість застосування математичних методів обробки зображення) [5].

Використання двохенергетичних ЦРС з подвійною лінійкою детекторів (ЛД) надає оператору принципово нову, порівняно з ПРК, можливість – розділення речовин, що входять до складу досліджуваного об'єкту, за ефективним атомним номером Z_{eff} . Найбільше поширення такі ЦРС знайшли у митному догляді та останнім часом у медицині) [6-14].

Постановка задачі. Головною метою роботи є дослідження двохенергетичної ЦРС щодо можливості розділення речовин з різним ефективним атомним номером Z_{eff} . Типовим для двохенергетичних ЦРС є розділення Z_{eff} на три піддіапазони 1) "легкі" речовини з $Z_{\text{eff}} \leq 10$; 2) "важкі" речовини з $Z_{\text{eff}} \geq 20$; 3) "проміжні" речовини $10 < Z_{\text{eff}} < 20$. Найбільш важливим для митного контролю, медицини, неруйнівного контролю композитних матеріалів, тощо є розділення речовин у діапазоні $Z_{\text{eff}} < 13$.

Основна частина. Для вирішення поставленої задачі нами було обрано об'єкти досліджень, що містять Al ($Z_{\text{eff}} = 13$), C ($Z_{\text{eff}} = 6$), H₂O ($Z_{\text{eff}} \approx 7.43$) та гліцерин ($Z_{\text{eff}} \approx 6.87$).

Дослідження проведено на базі макету двохенергетичної ЦРС (див. рис. 1.) до складу якого входять:

- джерело рентгенівського випромінювання (ДРВ) РАПАН

140/140

($U_{\text{a max}} = 140\text{kV}$, $I_{\text{a max}} = 1\text{mA}$);

- механізм переміщення та обертання об'єкта контролю (ОК);

- приймально-детектуючий тракт (ПДТ) з подвійною лінійкою детекторів (ЛД).

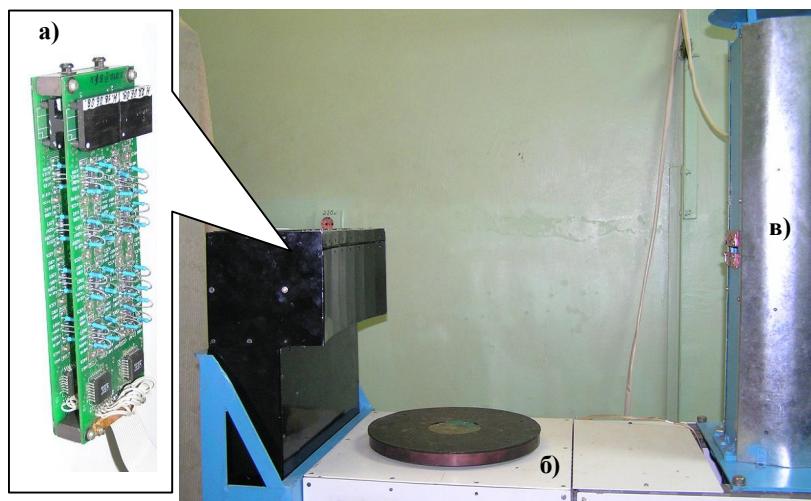


Рис. 1. Макетний зразок ЦРС на базі ПДТ з лінійкою 32 канальних детекторів. а) подвійна ЛД, б) пристрій переміщення та обертання об'єкту, в) ДРВ.

Наявність у складі макету механізму обертання забезпечило реалізацію режиму багаторакурсного сканування (60 ракурсів), що здатний суттєво підвищити інформативність неруйнівного контролю та технічної діагностики.

Метод двохенергетичного розділення речовин за ефективним атомним номером полягає у аналізі двох тіньових рентгенівських зображень, отриманих у різних енергетичних діапазонах. Такі зображення можуть бути отримані двома шляхами. Перший шлях – використання подвійної ЛД (рис. 1.а). Другий – послідовне отримання двох зображень з використанням однієї ЛД, але при різних анодних напругах з подальшим суміщенням зображень.

Для першого випадку нами проведено модельні обчислення співвідношення сигналів детекторів низькоенергетичного випромінювання (НД) та детекторів високоенергетичного випромінювання (ВД) за умов розташування ВД позаду НД. Схему взаємного розташування ДРВ, ОК, НД (ZnSe) та ВД (CsI) для проведення модельних обчислень відображенено на рис. 2. На рис. 3. наведено результати обчислень у координатах (ВД+НД) – вісь абсцис та (ВД/НД) – вісь ординат.

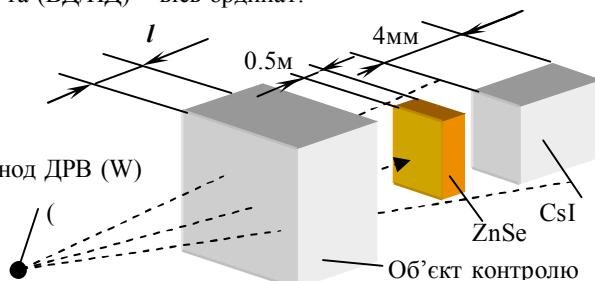


Рис. 2. Схема взаємного розташування ДРВ, ОК, НД (ZnSe) та ВД (CsI) для проведення модельних обчислень

Для такої спрощеної моделі, де не враховується наявність фотодіоду (ФД) між НД та ВД, було обчислено світлові потоки у кожному з кристалів при наявності ОК різної товщини. У якості ОК розглянуто: Al, Cu, Fe, NaCl, H₂O, C₁₂H₂₂O₁₁ (пукор). Для обчислень використано спектр рентгенівської трубки з вольфрамовим анодом при напрузі 150кВ.

Виходячи з того, що сумарний сигнал ВД та НД несе інформацію про загальне ослаблення випромінювання у ОК та пропорційний добутку $\rho \cdot l$, де ρ – щільність матеріалу ОК, l – товщина ОК у напрямку проходження рентгенівського випромінювання, а відношення сигналів ВД до НД характеризує ефективний атомний номер матеріалу ОК, було побудовано графік відповідної залежності для наведених вище матеріалів ОК (рис.3.). Графік побудовано з використанням нормованих сигналів НД та ВД, тому відношення ВД/НД (ось ординат) за відсутності ОК дорівнює 1, а сумарний сигнал ВД+НД (ось абсцис) за відсутності ОК також прийнято за одиницю.

З графіку (рис.3) можна бачити, що за допомогою методу двохенергетичної радіографії можливо розрізняти матеріали окремих складових частин ОК за ефективним атомним номером.

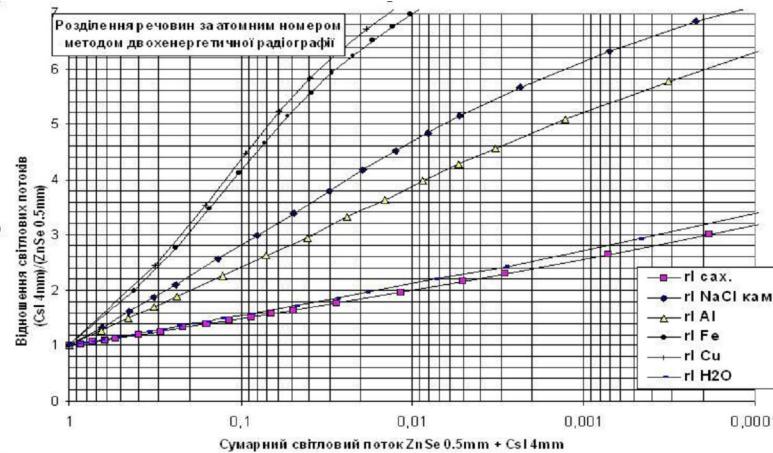


Рис. 3. Залежність відношення сигналів (ВД/НД) від сумарного сигналу (ВД+НД) для речовин з різними ефективними атомними номерами.

Для оцінки можливостей ЦРС з використанням двохенергетичного методу розділення речовин за ефективним атомним номером Z_{eff} було проведено дослідження з використанням графітової пластини товщиною 11мм ($Z_{\text{eff}}=6$) та п'яти алюмінієвих пластин ($Z_{\text{eff}}=13$) товщиною 1,5 мм кожна.

Програмне забезпечення (ПЗ) надає можливість візуалізації кольорового рентгенівського зображення на базі двох зображень, отриманих у двох різних енергетичних діапазонах.

Для покращення розділення «легких» речовин (з $Z_{\text{eff}} < 13$) було проведено формування двохенергетичного зображення обраних ОК з використанням різної анодної напруги (70 та 140 кВ) та додаткової фільтрації (мідний фільтр 0,75мм при анодній напрузі 140кВ) – рис. 4.а).

Тоді, відкладавши по осі абсцис значення НД+ВД, а по осі ординат значення ВД/НД за допомогою палітри ідентифікації (рис.4.в) отримаємо колір пікселя зображення.

За отриманими даними проведено аналіз середніх значень сигналів по окремих ділянках зображення у координатах ((ВД+НД),(ВД/НД)). З рис. 4.б), в) можна бачити, що в залежності від сумарного сигналу (ВД+НД), відношення (ВД/НД) характеризує Z_{eff} речовини ОК. Отримана інформація надає змогу відрізняти одну речовину від іншої за Z_{eff} .

Також, у якості ОК було обрано дві близькі за Z_{eff} речовини – вода (H_2O) з $Z_{\text{eff}} \approx 7.43$ та гліцерин ($CH_2OHCONHCO_2H$) з $Z_{\text{eff}} \approx 6.87$. Для дослідження залежності співвідношення ВД/НД від товщини ОК (характеризується ВД+НД) у якості тари для рідини було обрано поліетиленові пакетики невеликого розміру (рис.5). Така тара дозволяє

отримати радіографічне зображення без значного викривлення Z_{eff} матеріалів ОК.

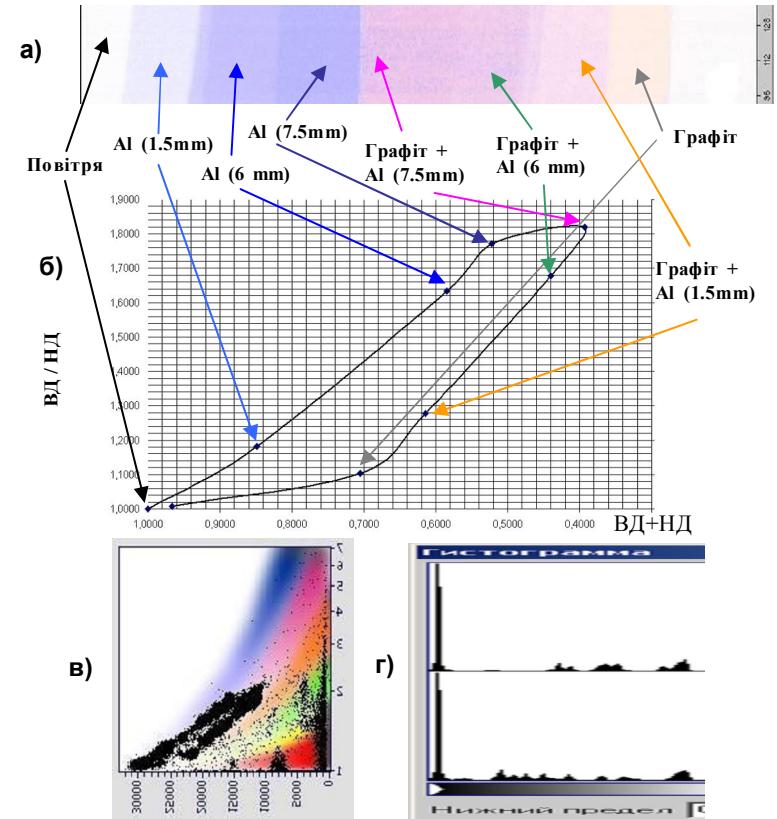


Рис. 4. Розділення алюмінію та графіту методом двохенергетичної радіографії. а) двохенергетичне зображення (графітова пластина товщиною 11мм та алюмінієві пластини товщиною по 1,5 мм кожна); б) середні значення сигналів за окремими ділянками зображення у координатах ((ВД+НД),(ВД/НД)); в) кольорова палітра ідентифікації; г) гістограма сигналів ВД та НД.

Для досягнення максимального рівня розділення речовин за Z_{eff} було отримано два тіньових рентгенівських зображення ОК з використанням різної анодної напруги (70 та 140 кВ).



Рис. 5. Зовнішній вигляд ОК - вода (H_2O) та гліцерин $Z_{eff} \approx 6.87$ (у поліетиленових пакетиках).

Рознесення енергії надало можливість впевнено розділити за Z_{eff} такі "легкі" речовини як вода та гліцерин. На рис. 6. наведено двохенергетичне цифрове радіографічне зображення води та гліцерину з використанням палітра ідентифікації, як описано вище. На палітрі можна бачити, що чорні крапки групуються у дві лінії, кожна з яких накладається на червоний або синій колір. Верхня лінія відповідає воді (більший Z_{eff}) а нижня гліцерину.

Таким чином, в ході експерименту встановлено, що можливим є розділення речовин за Z_{eff} навіть для органічних речовин з точністю $\approx 10\%$.

Подальше покращення розділення речовин може бути здійснено шляхом використання фільтрів рентгенівського випромінювання, більш точного калібрування сигналів детекторів, юстування взаємного розташування детекторів низьких та високих енергій, тощо.

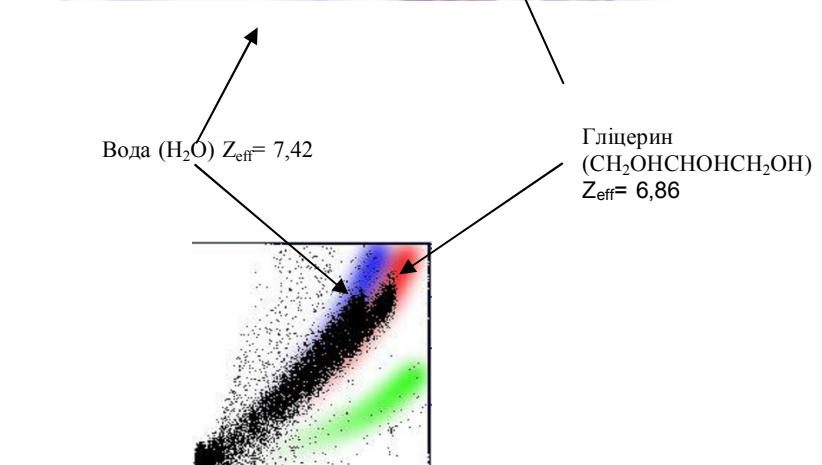
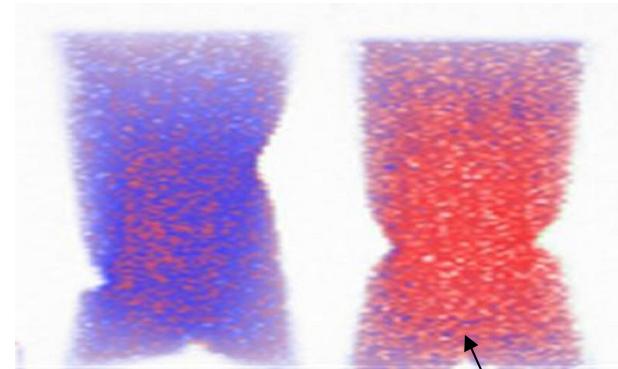


Рис. 6. Двохенергетичне цифрове радіографічне зображення "легких" речовин (вода та гліцерин) та палітра ідентифікації.

Висновки. Проведений експеримент з отриманням двохенергетичного тіньового зображення об'єктів з ефективним атомним номером $Z_{eff} = 7,42$ та $Z_{eff} = 6,86$ підтверджив можливість розділення речовин за Z_{eff} з точністю $\approx 10\%$ та отримання додаткових даних про склад багатокомпонентних виробів при проведенні неруйнівного контролю.

Збільшення точності ідентифікації для митного догляду підвищує ймовірність своєчасного виявлення небезпечних та заборонених для перевезення речовин, а в неруйнівному контролі – відкриває нові можливості для технічної діагностики.

Результати роботи можуть бути використані у інспектійних системах, анти-терористичного призначення, для технічної діагностики композитних матеріалів та медицини [6-14].

Подяка: ця робота була частково проведена за підтримки проекту NATO SfP-982823.

Список літератури: 1. *Frederick A. Morro*. Computed radiography: the future of radiographic inspection // 15t World Conference on Non-Destructive Testing, Roma, Italy, 15-21 October 2000. 2. *H. Thiele, H.-J. Friemel*. Automatic wall thickness estimation on insulated pipes using digital radiography // 15t World Conference on Non-Destructive Testing, Roma, Italy, 15-21 October 2000. 3. *M. Wevers, P. de Meester, R. Swennen*. Microfocus x-ray computer tomography in materials research // 15t World Conference on Non-Destructive Testing, Roma, Italy, 15-21 October 2000. 4. *K. Bavendiek, U. Ewert, U. Zscherpel, W.D. Meade, U. Heike*. New Digital Radiography Procedure Exceeds Film Sensitivity Considerably in Aerospace Applications // 9-th European Conference on NDT, Berlin, Germany, 25-29 September, 2006., Abstract, V.2, p. 44. 5. *B.B. Гриньов, В.Д. Рижиков, В.П. Семиноженко*. Сцинтилляційні детектори і системи контролю радіації на їх основі. Київ «Наукова думка», 2007, 447 с. 6. *Ryzhikov, B. Grynyov, A. Opolonin, S. Naydenov, O. Lysetska, S. Galkin, E. Voronkin*. "Scintillation materials and detectors on their base for non-destructive two-energy testing" *Radiation Measurements*, №42, p. 915– 920 (2007) 7. *В.І. Щербаков, Г.І. Грездов* Електронні схеми на операційних підсилювачах. Київ “Техніка” 1983р. 8. *S.V. Naydenov, V.D. Ryzhikov, C.F. Smith*. Radiographic spectroscopy of composition of materials: a multi-energy approach // IEEE 2004, Nuclear Science Symposium, Abstracts, September 2004, Rome, Italy. 9. *S.V. Naydenov, V.D. Ryzhikov*, “Determining Chemical Compositions by Method of Multi-Energy Radiography”, *Technical Physics Letters* 28, # 5, 357-360 (2002). 10. Детектирующая система для рентгеновской интроскопии. Патент № 2001053401 от 21.05.2001 11. Пат.1583806 СССР. Сканирующий интроскоп_ Опубл.7.08.90, Бюл.№29 12. *B. Grynyov, V. Ryzhikov, P. Lecoq, S. Naydenov, A. Opolonin, E. Lisetskaya, S. Galkin, N. Shumeiko*. “Dual-energy radiography of bone tissues using ZnSe-based scintielectronic detectors” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 571, p. 399–403 (2007) 13. <http://www.mxtech.com/> 14. *Найденов С.В., Рижиков В.Д., Семиноженко В.П.* Мультиэнергетический подход в неразрушающем контроле функциональных материалов //Доклады НАНУ.- 2002.-№11.-с.95-100.

Поступила в редколегію 13.04.11

УДК 620. 179. 16

І.В. ТЮПА, канд.техн.наук, НТУ "ХПИ", Харків

ФОРМАЛИЗОВАННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ИНФОРМАЦИОННОГО ВИХРЕВОГО ТОКА В ОБЪЕКТЕ КОНТРОЛЯ

В роботі розроблено формалізований метод моделювання інформаційного вихревого струму в об'єкті контролю з невизначеною геометричною структурою і електромагнітними властивостями. Показано, що за допомогою конформних перетворень можливо визначити вихревий струм в ОК, та його вплив на вимірювальну обмотку вихрострумового перетворювача.

The formalized method of design of modeling of eddy in the object of control with an indefinite geometrical structure and electromagnetic properties is developed. It is shown that by conformal transformations it is possible to define an eddy current in object of control, and influence on the measuring coils of eddy current transformer.

Введение. В теории и практике электромагнитного неразрушающего контроля проблема дефектоскопии, связанные с обнаружением и оценкой параметров дефектов с учетом неоднородности и нелинейности зондирующего электромагнитного поля и сложной структуры объекта контроля (ОК), с точки зрения неопределенной геометрии и неоднородности электромагнитных характеристик, в полной мере не решены, по причине существенных математических трудностей решения краевой задачи взаимодействия трехмерных векторных функций информационного электромагнитного поля дефекта с вихревоковым преобразователем (ВТП) в многосвязных областях с границами раздела сложной формы [1].

Аналитические методы решения дифференциальных или интегральных уравнений, описывающие взаимодействие системы ВТП-ОК проблемны даже для случая, когда контролируемое изотропное изделие имеет дефекты простой геометрической формы. Применение широко развитых в настоящее время численных методов моделирования информационного поля дефекта дает возможность оценить реакцию сигнала измерительной обмотки ВТП от дефекта, однако требует существенных затрат машинного времени, а также, наличие соответствующего лицензионного программного обеспечения [2].

Фактор машинного времени играет главенствующую роль при определении оптимальных по чувствительности параметров ВТП для варьируемых геометрических размеров модельных дефектов, напряженностей комбинированного зондирующего электромагнитного поля, нелинейности электромагнитных свойств ОК, размеров измерительных катушек, по причине большого объема вычислительных операций.

Задачей настоящей работы является создание адекватной теоретической модели информационного поля дефекта, базирующейся на аналитических выражениях, которые позволяют максимально исключить процессы

численного интегрирования или дифференцирования базовых уравнений электромагнитного поля.

Основная часть. Сформулируем наиболее общую проблему моделирования взаимодействия вихревокового преобразователя с объектом контроля. Представим ОК в виде области пространства Q_1 , как показано на рис. 1, с неопределенной геометрией (x,y,z) и нелинейными и неоднородными электромагнитными свойствами, которые характеризуются распределением удельной электрической проводимости $\sigma(x,y,z)$ и распределением относительной магнитной проницаемости $\mu_r(x,y,z)$ материала изделия. Как в ОК, так и окружающем его пространстве Q_2 , обладающем нелинейными и неоднородными в электромагнитном отношении свойствами, создается пространственное электромагнитное поле, источником которого в общем случае является среда Q_3 . Источник Q_3 в пространстве Q_1 и Q_2 создает неоднородное или однородное электромагнитное поле произвольной ориентации по отношению к системе координат среды Q_1 , т.е. система среды Q_1 и Q_3 не обладает симметрией в глобальной системе координат (x,y,z) и существуют все компоненты векторов напряженности электрического \bar{E} и магнитного полей \bar{B} .

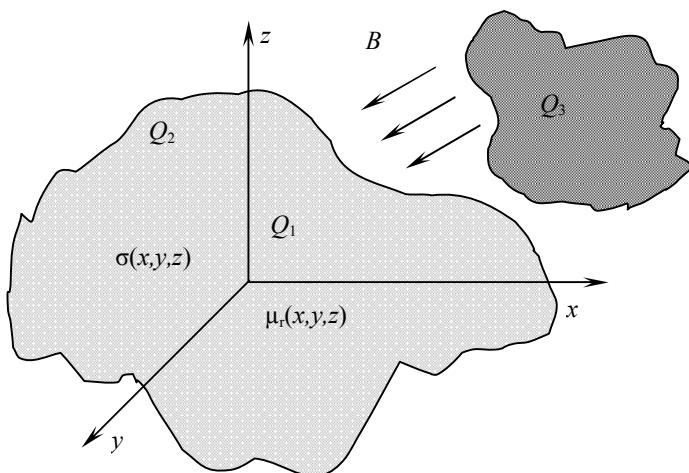


Рис.1 Формализованное представление системы ВТП - ОК.

Процесс взаимодействия источника электромагнитного поля Q_3 с средой Q_1 описывается фундаментальными уравнениями Максвелла [3]:

$$rot \bar{H} = \bar{J} \quad (1)$$

$$rot \bar{E} = - \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$div \bar{B} = 0 \quad (3)$$

$$div \bar{D} = \rho \quad (4)$$

где \bar{H} и \bar{E} – напряженности магнитного и электрического полей; \bar{B} и \bar{D} – магнитная и электрическая индукция; \bar{J} – полная плотность тока; ρ – плотность зарядов.

Дополним данные уравнения выражениями материальной связи:

$$\bar{B} = \mu_0 \mu_r \bar{H} \quad (5)$$

$$\bar{D} = \epsilon \epsilon_0 \bar{E} \quad (6)$$

$$\bar{J} = \sigma \bar{E} \quad (7)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

Поскольку в предложенной постановке проблемы аналитическое интегрирование уравнений Максвелла не реализовано до настоящего времени, прибегают к известным численным методам, путем конкретизации расчетной области. Рассмотрим исследуемую среду Q_1 в виде отдельных $q_1, q_2 \dots q_n$ тонких dh близкорасположенных слоев, как показано на рис. 2.

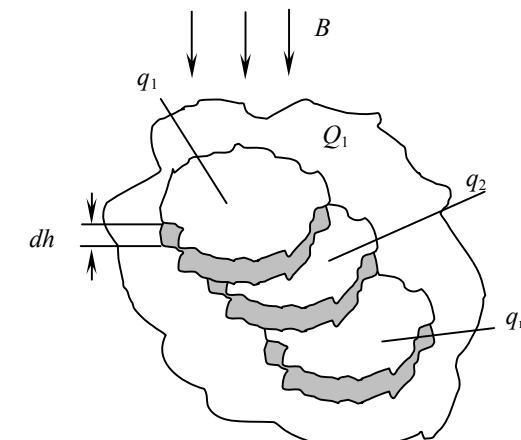


Рис. 2 Разделение ОК на тонкие пространственные слои

Под воздействием внешнего электромагнитного поля, в объеме каждого слоя q_i будут протекать замкнутые вихревые токи I_{ij} . В силу малости толщины слоя dh , можно считать плотность вихревого тока по сечению q_n постоянной, и

заменить объемные вихревые токи в объеме слоя на поверхностные.

Конфигурация силовых линий индуцированного вихревого тока I_{ij} для каждого слоя q_i будет иметь специфическую структуру, которая связана с распределением зондирующего электромагнитного поля и распределением электромагнитных параметров объекта, как показано на рис. 3.

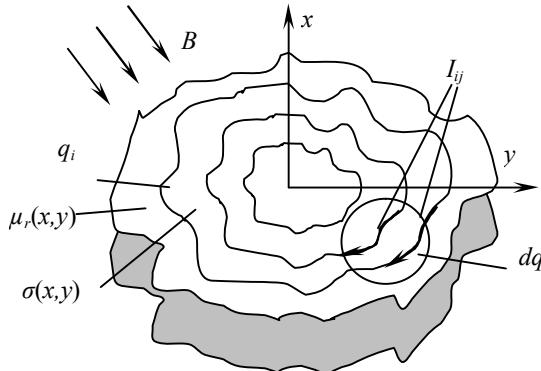


Рис. 3 Конфигурация вихревых токов в слое ОК

Очевидно, что геометрия силовой линии вихревого тока I_{ij} будет зависеть от источника электромагнитного поля и распределения удельной электрической проводимости $\sigma(x, y)$ и относительной магнитной проницаемости $\mu_r(x, y)$ в объеме (считаем по поверхности) конкретного слоя. Амплитуда вихревого тока I_{ij} будет зависеть от порядкового номера слоя q_i по отношению к поверхности пространства Q_1 , т.е. учет затухания электромагнитного поля в материале ОК (экраный эффект). Также следует обратить внимание на нелинейность магнитных свойств среды, т.е. зависимость μ_r от напряженности магнитного поля H при решении поставленной полевой задачи для ферромагнетиков.

Следует отметить, что в подавляющем большинстве задач дефектоскопии, геометрические размеры искомого дефекта несоизмеримо малы по сравнению с геометрическими размерами ОК. Воспользуемся данным обстоятельством и выберем на поверхности q_i слоя малый участок поверхности dq , в пределах которого будем считать среду линейной и изотропной. Тогда, в предположении о квазистационарном характере поля (справедливо для источников электромагнитного поля которые применяются для вихретокового неразрушающего контроля), токами смещения в электропроводящей среде можно пренебречь и записать уравнения (1) – (4) в виде:

$$\text{rot} \bar{H} = \sigma \bar{E} + \bar{I}_{cm} \quad (8)$$

$$\text{rot} \bar{E} = - \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (9)$$

$$\text{div}(\bar{\partial} \bar{E} + \bar{I}_{cm}) = 0 \quad (10)$$

Для решения данных уравнений в предложенной постановке широко используются как аналитические, так и численные методы. Тем не менее, существует альтернативный метод нахождения неизвестного вихревого тока в элементе dq и, соответственно, на всей области q_i , основанный на свойствах функций комплексного переменного и аппарата конформных отображений [3].

Рассмотрим более детально (см.рис. 4) выбранный элемент dq на поверхности слоя q_i пространства ОК Q_1 . Элемент dq образован дугами $\alpha, \beta, \gamma, \delta$, линии (трубки) вихревого тока I_{ij} и уровни равного электрического потенциала V_{ij} образуют сетку с узловыми точками с координатами (x, y) .

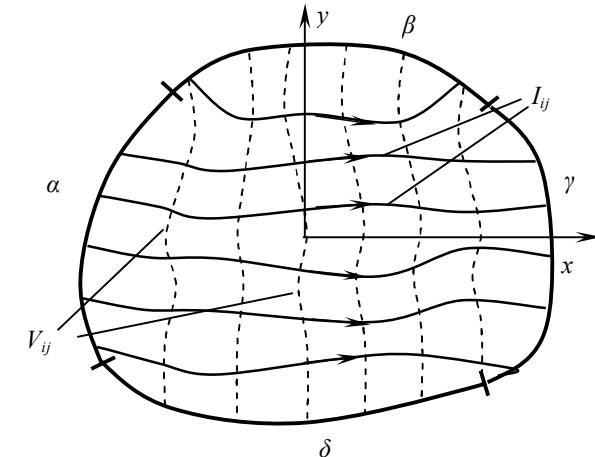


Рис. 4 Область dq с линиями вихревого тока I_{ij} и электрического потенциала V_{ij} .

Поместим фигуру dq в комплексную плоскость $z=x+iy$. В этом случае поле вихревого тока будет задаваться комплексным потенциалом $W(z)$, т.е. линиями равного потенциала $U(z)=\text{const}$ и линиями тока $I(z)=\text{const}$. Дуги α и γ служат линиями равного потенциала, причем $U(\alpha)=V_1$, $U(\gamma)=V_2$. Значения потенциалов V_1 и V_2 находятся по заданному источнику магнитного поля \bar{B} из выражения:

$$\text{grad} V = -E \quad (10)$$

Если по дуге δ положить функцию тока равной нулю $I(\delta)=I_1$, то на β функция I примет некоторое положительное значение $I(\beta)=I^*$, пропорциональное полному вихревому току I в элементе dq

$$I^* = kI \quad (11)$$

Выделим малый участок этой полосы длиной dl при ширине этого участка db , ограниченный линиями $I(z)=I_1$ и $I(z)=I_2$ как показано на рис. 5.

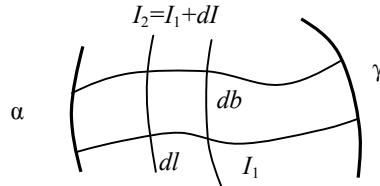


Рис. 5 Участок сетки элемента dq

Комплексное сопротивление этого участка будет определяться соотношениями:

$$\dot{Z} = R + j\omega L \quad (12)$$

$$R = \frac{dl}{\sigma d h db} \quad (13)$$

$$L = \frac{\mu_0 dl}{2\pi} \left(\ln \frac{2dl}{g} - 1 + \frac{a}{dl} - \frac{m^2}{4dl^2} \right) + \frac{dl}{2(db+dh)} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{2\omega \sigma}} \quad (14)$$

где g , a , m – средние геометрические, арифметические и квадратические расстояния площади поперечного сечения трубы тока от самой себя;

ω – циклическая частота зондирующего электромагнитного поля.

При величине тока dI разность потенциалов на концах участка равна:

$$dU = \dot{Z} dI \quad (15)$$

С другой стороны, так как отображение плоскости z в плоскость W конформно, то рассматриваемый участок пластины, представляющий собой ограниченный линиями равного потенциала и линиями тока криволинейный прямоугольник со сторонами dl и db , отображается в прямоугольник со сторонами dU и dI^* , причем отношение сторон сохраняется:

$$\frac{dU}{dI^*} = \frac{dl}{db} \quad (16)$$

Вместе с (15) это дает:

$$dI^* = \dot{Z} dI \quad (17)$$

Таким образом, полный ток I на элементе определяется функцией I^* . Переходим от отображения элементарного прямоугольника при помощи функции $W(z)$ к отображению всей пластины. Поскольку вдоль каждой линии тока потенциал растет монотонно от V_1 до V_2 , а функция тока растет от I_1 до I_2 вдоль каждой линии равного потенциала, пластина взаимно однозначно отображается на прямоугольник $V_1 \leq \operatorname{Re} W(z) \leq V_2$, $I_1^* \leq \operatorname{Im} W(z) \leq I_2^*$, как показано на рис. 6. Задача определения поля

вихревого тока при заданных краевых условиях решается при помощи конформного отображения элемента dq на прямоугольник. Следует отметить, что соотношение сторон трансформированного прямоугольника не произвольно, а определяется формой пластины и выбором граничных дуг.

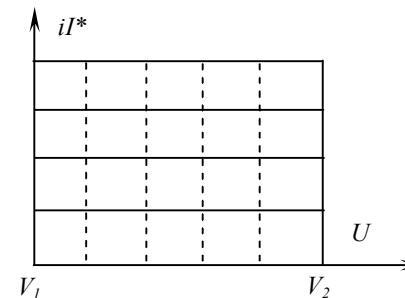


Рис. 6 Отображение элемента dq на прямоугольную пластину.

Очевидно, что для прямоугольной пластины достаточно просто определить комплексное сопротивление, и индуцированный вихревой ток I^* . Подобные преобразования легко произвести для любого участка слоя q . Поскольку преобразования конформны, то можно перейти к реальному распределению индуцированного вихревого тока по всему слою, и с учетом затухания электромагнитного поля в среде для всего ОК. В задачах вихревокового контроля, индуцированный вихревой ток воздействует на измерительную обмотку ВТП, сигнал в которой можно рассчитать путем решения системы линейных алгебраических уравнений [4].

Выводы: С помощью предложенной в данной работе процедуры расчета вихревого тока в ОК с использованием конформных преобразований можно существенно упростить процесс моделирования взаимодействия ОК с ВТП, поскольку исключается необходимость численного или аналитического интегрирования уравнений электромагнитного поля, что в свою очередь влияет на скорость расчета.

Список литературы: 1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под общ. Ред. В.В. Клюева. Т.2: В 2 кн.-М.: Машиностроение, 2003.-688 с. 2. Гальченко В.Я. Информационные модели в теории и практике электромагнитной дефектоскопии. –Луганск: Издательство Восточноукраинского государственного университета, 1997. -262 с. 3. В. Коппенфельс, Ф. Штальман. Практика конформных отображений. –Москва: Издательство иностранной литературы, 1963. -407 с. 4. Горкунов Б.М., Тюпа И.В., Тищенко А.А. Модель вихревокового преобразователя проходного типа с токопроводящим цилиндрическим образцом. // Технічна електродинаміка, тематичний випуск "Силова електроніка та енергоефективність", ч.5, 2007, Київ, С. 45-48.

A. Г. ГОРБАШОВА, аспирант НТУУ «КПИ», Київ

О. Н. ПЕТРИЩЕВ, проф., д-р. техн. наук, НТУУ «КПИ», Київ

Г. М. СУЧКОВ, проф., д-р. техн. наук, НТУ «ХПІ», Харків

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ РАДИАЛЬНО РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН РЭЛЕЯ

Дана формулировка граничной задачи теории упругости, результаты решения которой моделируют электромагнитное возбуждение поверхностных волн Рэлея в металлическом полупространстве. Получены общие соотношения для расчета амплитудного множителя возбуждения волны Рэлея. На основе полученных решений развита методика математического моделирования преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения радиально распространяющихся волн Рэлея. Приводятся результаты расчета передаточных характеристик преобразователя с кольцевым индуктором в режиме возбуждения волн в металлах неферромагнитной группы и в намагниченных вертикальным полем ферромагнетиков.

Given the wording of the boundary problem of elasticity solution results, which simulate the electromagnetic excitation of Raleigh surface waves in a metal half-space. We obtain general relations for calculation of excitation amplitude factor of the Raleigh wave. On the basis of the solutions developed methods of mathematical modeling of electromagnetic transducers in the mode of excitation of the radial propagating Raleigh waves. Results of the calculation of subordinate characteristics transducer with a circular inductor in the mode of excitation waves in a non-ferromagnetic metals group and a vertical field of magnetized ferromagnetic.

Введение. Упругие поверхностные волны являются предметом интенсивных исследований, начиная с работы лорда Рэлея (1885 г.) [1], который впервые показал, что вдоль свободной границы упругого полупространства может распространяться упругая волна с экспоненциально убывающей в поперечном направлении амплитудой. Она не переносит энергию вглубь среды и существует за счет взаимодействия на границе продольной и поперечной упругих волн.

Этот тип волнового движения в настоящее время интенсивно используются для решения широкого круга практических задач в области неразрушающего контроля металлических изделий. Прежде всего, речь идет о дефектологическом исследовании поверхности и толщинометрии. При любом практическом использовании этого типа волн естественным образом возникает вопрос об эффективности их возбуждения и приема в заданном диапазоне частот. Несмотря на то, что в различных научных и технических журналах опубликованы сотни статей, изданы специальные монографии (см., например, [2]), к сожалению, можно утверждать, что в настоящее время отсутствуют содержательные, в смысле практических приложений, модели процесса возбуждения ультразвуковых волн электромагнитным полем в намагниченных металлах. В результате этого отсутствуют соотношения, которые позволяют связать спектр электрического воздействия с размерами

индуктора, чтобы обеспечить наперед заданную эффективность возбуждения поверхностных волн Рэлея на заданной частоте.

Указанные выше пробелы в теоретических основах ультразвуковой дефектоскопии металлов существенным образом тормозят и осложняют развитие технических средств ультразвукового контроля качества поверхности металлоизделий и приборов ультразвуковой толщинометрии [1]. Это обстоятельство явилось побудительным мотивом для позитивного разрешения сформулированных выше проблем и изложения полученных результатов в настоящей статье.

1. Математическая модель электромагнитного возбуждения радиально распространяющихся поверхностных волн Рэлея.

При электромагнитном возбуждении упругих волн в металлах энергия электромагнитного поля, которое проникает в объем металлоизделия, трансформируется в энергию упругих колебаний либо за счет пондеромоторного взаимодействия поля и вещества, т.е. за счет вихревого механизма образования деформаций [3], либо за счет прямого магнитострикционного эффекта [4] в металлах ферромагнитной группы. Для этой группы металлов вихревой механизм образования деформаций имеет второстепенное значение. Вне зависимости от механизма образования деформаций, при электромагнитном способе возбуждения упругих колебаний ультразвуковые волны генерируются источниками, которые располагаются на поверхности и в объеме металлоизделия. Таким образом, задача об электромагнитном возбуждении ультразвуковых волн в металлах формируется как граничная задача динамической теории упругости о возбуждении упругих деформаций системой объемных и поверхностных нагрузок. В случае изотропии упругих свойств металла эта задача в математических символах записывается следующим образом:

$$(\lambda + 2G) \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u} - G \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{u} - \rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - \vec{f}^* = 0 \quad \forall x_k \in V, \quad (1)$$

$$n_k (\sigma_{kj} - \sigma_{kj}^*) = 0 \quad \forall x_k \in S, \quad (2)$$

где λ и G – константы Ламе или модули упругости изотропного (поликристаллического) металла; \vec{u} – вектор упругого смещения материальных частиц среды (металла) с плотностью ρ_0 ; \vec{f}^* – вектор объемной плотности сил, которые создаются в объеме металла внешними источниками. Для металлов неферромагнитной группы это силы Лоренца, а для ферромагнетиков – это алгебраическая сумма сил Лоренца и сил междоменного взаимодействия (магнитострикционные силы), которые пропорциональны градиенту вектора напряженности переменного магнитного поля в объеме ферромагнетика. При записи в граничных условиях (2) принятые следующие обозначения: n_k – k -ый компонент вектора единичной внешней нормали к поверхности S , которая ограничивает объем металлоизделия V ; σ_{kj} – компонент тензора упругих напряжений, которые

возникают на поверхности S в результате деформирования металла; σ_{kj}^* – компоненты поверхностной плотности внешних сил. Для металлов неферромагнитной группы величины σ_{kj}^* суть компоненты тензора Максвелла [5]. для ферромагнетиков σ_{kj}^* является алгебраической суммой компонентов тензора Максвелла и магнитострикционных напряжений, которые пропорциональны компонентам вектора напряженности переменного магнитного поля на поверхности намагниченного ферромагнетика.

Известно [1], что излучающие преобразователи приборов ультразвуковой толщинометрии формируют короткие во времени импульсы электромагнитного поля. Поэтому можно безо всяких оговорок утверждать, что донная поверхность контролируемого металлического объекта не принимает никакого участия в процессе возбуждения ультразвукового импульса. В этом случае реальный объект можно заменить расчетной схемой, которая представляет собой упругое полупространство (см. рис. 1), ограниченное сверху поверхностью $x_3=0$ (x_1 , x_2 , x_3 - координатные оси декартовой системы координат). Символами ρ , φ , z на рис.1 обозначены координатные оси цилиндрической системы координат, начало которой совмещено с началом декартовой системы координат.

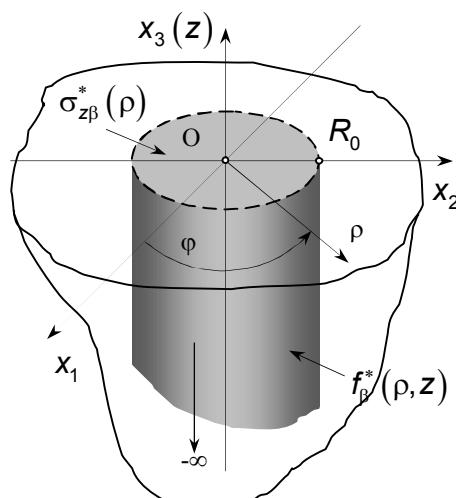


Рис. 1. Расчетная схема для определения амплитудных множителей волн Рэлея

Если на поверхности полупространства $x_3=0$ в круге конечного радиуса R_0 действуют гармонически изменяющиеся во времени по закону $e^{i\omega t}$

($i = \sqrt{-1}$; ω - круговая частота; t - время) поверхностные нагрузки $\sigma_{z\beta}^*(\rho, t) = \sigma_{z\beta}^*(\rho) e^{i\omega t}$ ($\beta = \rho, z$), а в объеме цилиндра $0 > z > -\infty$, основанием которого является область существования внешних нагрузок $\sigma_{z\beta}^*(\rho)$, действуют внешние силы с объемной плотностью $f_\beta^*(\rho, z, t) = f_\beta^*(\rho, z) e^{i\omega t}$, то от области приложения внешних сил в периферийные регионы полупространства уходят гармонические изменяющиеся во времени упругие возмущения. Они формируются продольными, поперечными и поверхностными (рэлеевскими) ультразвуковыми волнами.

Амплитуды гармонически изменяющихся во времени по закону $e^{i\omega t}$ смещения $u_\beta(\rho, z)$ ($\beta = \rho, z$) материальных частиц полупространства, которые формируются поверхностью волной Рэлея на цилиндрической поверхности $\rho = \text{const}$ за пределами области приложения внешних сил, т.е. $\rho > R_0$, определяются следующим образом [6]:

$$u_\rho(\rho, z) = A_R^0 u_\rho^{0R}(z) H_1^{(2)}(\gamma_R z), \quad u_z(\rho, z) = A_R^0 u_z^{0R}(z) H_0^{(2)}(\gamma_R z), \quad (3)$$

где A_R^0 – амплитудный множитель осесимметричной, радиально распространяющейся волны Рэлея; $u_\beta^{0R}(z)$ ($\beta = \rho, z$) – собственные функции однородной граничной задачи (аналитическое описание нормальной волны), которая задается соотношениями (1) и (2) при $\tilde{f}^* = 0$ и $\sigma_{kj}^* = 0$, или, говоря иными словами, разрешенные вторым и третьим законами Ньютона формы гармонических колебаний материальных частиц в цилиндрическом сечении $\rho = \text{const}$; $H_v^{(2)}(\gamma_R \rho)$ ($v = 0,1$) - функции Ханкеля второго рода порядка v ; γ_R - волновое число волны Рэлея, которое является корнем уравнения

$$\Delta_R = (\gamma_R^2 + \beta^2)^2 - 4\gamma_R^2 \alpha \beta = 0,$$

Это уравнение, которое часто называют дисперсионным уравнением Рэлея, имеет смысл условия существования волны Рэлея на заданной частоте ω , поскольку волновые числа α и β являются отстающими по фазе на угол $\pi/2$ проекциями волновых векторов \vec{k}_l и \vec{k}_s взаимодействующих на границе $x_3=0$ продольных (\vec{k}_l) и сдвиговых (\vec{k}_s) волн. При этом $\gamma_R^2 - \alpha^2 = \vec{k}_l^2$ и $\gamma_R^2 - \beta^2 = \vec{k}_s^2$, а квадраты векторов \vec{k}_l и \vec{k}_s определяются частотой ω и параметрами среды, т.е. $k_l^2 = \frac{\omega^2 \rho_0}{(\lambda + 2G)}$ и $k_s^2 = \frac{\omega^2 \rho_0}{G}$

Собственные функции $u_\beta^{0R}(z)$ определяются следующими формулами :

$$u_{\rho}^{0R}(z) = -\gamma_R(e^{\alpha z} - \frac{2\alpha\beta}{\gamma_R^2 + \beta^2}e^{\beta z}),$$

$$u_z^{0R}(z) = -\alpha(e^{\alpha z} - \frac{2\gamma_R^2}{\gamma_R^2 + \beta^2}e^{\beta z}).$$

Амплитудный множитель A_R^0 определяется в результате решения граничной задачи (1) и (2), которая для амплитуд u_{ρ} и u_z (список аргументов ρ, z в дальнейших записях будет опущен) не зависящих от полярного угла φ компонентов вектора смещения материальных частиц полупространства записывается следующим образом:

$$\frac{k_s^2}{k_l^2} \left(-\frac{1}{\rho^2} u_{\rho} + \frac{1}{\rho} u_{\rho,\rho} + u_{\rho,\rho\rho} + u_{z,\rho z} \right) + u_{\rho,zz} - u_{z,\rho z} + k_s^2 u_{\rho} = \frac{f_{\rho}^*}{G}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{\rho} u_{\rho,z} + u_{\rho,\rho z} - \frac{k_l^2}{k_s^2} \left(\frac{1}{\rho} u_{\rho,z} - \frac{1}{\rho} u_{z,\rho} - u_{z,\rho\rho} + u_{\rho,\rho z} \right) + k_l^2 u_z = \frac{f_{\rho}^*}{(\lambda + 2G)}, \quad (5)$$

$$\left[\frac{k_s^2}{k_l^2} \left(u_{z,z} + \frac{1}{\rho} u_{\rho} + u_{\rho,\rho} \right) - 2 \left(\frac{1}{\rho} u_{\rho} + u_{\rho,\rho} \right) \right]_{z=0} = \frac{\sigma_{zz}^*}{G}, \quad (6)$$

$$(u_{\rho,z} + u_{z,\rho})|_{z=0} = \frac{\sigma_{z\rho}^*}{G} \quad (7)$$

При записи уравнений движения (4) и (5), которые имеют смысл второго закона Ньютона в дифференциальной форме и граничных условий (6) и (7), т.е. третьего закона Ньютона в дифференциальной форме, операция дифференцирования обозначена запятой между индексами. При этом запятая отделяет дифференцируемый компонент (его символ проставлен до запятой) от координат (символы после запятой), по которым выполняется дифференцирование.

Предваряя последующее рассуждение, уточним физическое содержание параметра R_0 (см. рис. 1). При электромагнитном способе возбуждения физически реализуемый источник создает переменное магнитное поле, вектор напряженности которого изменяется во времени по гармоническому закону $e^{i\omega t}$ с амплитудой $\vec{H}^*(\rho, z)$. При этом компоненты вектора $\vec{H}^*(\rho, z)$ удовлетворяют следующему предельному условию:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} [r \vec{H}_{\beta}^*(\beta, z), r \vec{H}_{\beta,\beta}^*(\rho, z)] = 0, \quad \beta = \rho, z, \quad (8)$$

где $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$.

Условие физической реализуемости (8) источника переменного магнитного поля естественным образом влечет за собой условие физической

реализуемости источника внешних нагрузок в краевой задаче (4)-(7), которое можно записать в следующем виде:

$$\lim_{\substack{\rho \rightarrow \infty \\ z \rightarrow \infty}} [\rho \sigma_{z\beta}^*(\rho), r f_{\beta}^*(\rho, z)] = 0, \quad \beta = \rho, z. \quad (9)$$

Рассуждая формально, можно говорить, что параметр $R_0 \rightarrow \infty$. Вместе с тем, практика выполнения расчетов характеристик переменных магнитных полей [7] дает все основания для утверждения о том, что напряженность переменного магнитного поля очень быстро убывает по мере удаления от источника при удалении от источника переменного магнитного поля на расстоянии R_0 равное трем – четырем характерным размерам (для осесимметричного источника характерным размером является диаметр укладки витков провода в индукторе) напряженность поля уменьшается более чем на два порядка. Известно [8], что упругие колебания металлов в присутствии постоянного магнитного поля сопровождаются генерацией электромагнитного поля. При этом параметр R_0 можно определить как расстояние от источника, на котором напряженность переменного поля источника становится на порядок меньше напряженности поля, которое генерируется упругими колебаниями материальных частиц металла. Фактически параметр R_0 , не превосходящий трех – четырех характерных размеров источника переменного магнитного поля в составе ультразвукового преобразователя электромагнитного типа, имеет смысл физической бесконечности для реального источника.

Толкование конечной величины R_0 как физической бесконечности для реального источника внешних нагрузок на ограниченный объем полупространства позволяет применять для решения граничной задачи (1) – (2) метод интегральных преобразований [10] в бесконечных пределах и при этом говорить о решении в виде бегущих волн, которые существуют за пределами области существования внешних нагрузок. В самой области приложения внешних сил реализуется режим стоячих волн.

Для решения краевой задачи (4) – (7), которая является частным случаем общей формулировки (1) – (2) применим интегральное преобразование Ханкеля [10] с ядром $J_v(\gamma\rho)$, где $J_v(\gamma\rho)$ – функция Бесселя целочисленного порядка v ; γ – параметр интегрального преобразования с размерностью волнового числа. Числовое значение этого параметра определяется в ходе решения задачи. Сама возможность применения преобразования Ханкеля по переменной ρ обеспечивается предельными условиями (8) и (9), из которых естественным образом следует, что на бесконечном удалении от источника энергия поля упругих смещений становится равной нулю, т.е. амплитуды смещений $u_{\beta}(\rho, z)$ и деформаций $u_{\beta,\beta}(\rho, z)$ уменьшаются настолько, что выполняются предельные условия следующего вида

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} [\rho u_\beta(\rho, z), \rho u_{\beta,\beta}(\rho, z)] = 0, \quad \beta = \rho, z. \quad (10)$$

Предположим, что интегральный образ $u_\rho(\gamma, z)$ по Ханкелю радиального компонента $u_\rho(\rho, z)$ вектора смещения материальных частиц металла определяется следующим образом:

$$u_\rho(\gamma, z) = \int_0^\infty \rho u_\rho(\rho, z) J_1(\gamma\rho) d\rho. \quad (11)$$

В силу предельных условий (10) интеграл (11) ограничен, т.е. существует, и поэтому прямому преобразованию Ханкеля (11) можно поставить в соответствие обратное преобразование, которое определяется следующим образом [10]:

$$u_\rho(\rho, z) = \int_0^\infty \gamma u_\rho(\gamma, z) J_1(\gamma\rho) d\gamma. \quad (12)$$

Так как

$$\int_0^\infty \rho u_{z,\rho}(\rho, z) J_1(\gamma\rho) d\rho = -\gamma \int_0^\infty \rho u_z(\rho, z) J_0(\gamma\rho) d\rho,$$

то целесообразно определить прямое и обратное преобразование Ханкеля для аксиального компонента $u_z(\rho, z)$ вектора смещений в следующем виде

$$u_z(\gamma, z) = \int_0^\infty \rho u_z(\rho, z) J_0(\gamma\rho) d\rho, \quad (13)$$

$$u_z(\rho, z) = \int_0^\infty \rho u_z(\gamma, z) J_0(\gamma\rho) d\gamma. \quad (14)$$

Воздействуя интегральным преобразованием (11) на уравнение (4) и граничное условие (7), а преобразованием (13) – на уравнение (5) и условие (6), приводим граничную задачу (4) – (7) к следующей форме записи

$$-\alpha^2 \frac{k_s^2}{k_l^2} u_\rho(\gamma, z) + \frac{d^2 u_\rho(\gamma, z)}{dz^2} + \gamma(1 - \frac{k_s^2}{k_l^2}) \frac{du_z(\gamma, z)}{dz} = \frac{f_\rho^*(\gamma, z)}{G}, \quad (15)$$

$$\gamma(1 - \frac{k_s^2}{k_l^2}) \frac{du_\rho(\gamma, z)}{dz} - \beta^2 \frac{k_s^2}{k_l^2} u_z(\gamma, z) + \frac{d^2 u_z(\gamma, z)}{dz^2} = \frac{f_z^*(\gamma, z)}{\lambda + 2G}, \quad (16)$$

$$\left. \left\{ \frac{k_s^2}{k_l^2} \left[\frac{du_z(\gamma, z)}{dz} + \mu u_\rho(\gamma, z) \right] - 2\gamma u_\rho(\gamma, z) \right\} \right|_{z=0} = \frac{\sigma_{zz}^*(\gamma)}{G}, \quad (17)$$

$$\left. \left[\frac{du_\rho(\gamma, z)}{dz} - \mu u_z(\gamma, z) \right] \right|_{z=0} = \frac{\sigma_{z\rho}^*(\gamma)}{G}, \quad (18)$$

где

$$\begin{cases} f_\rho^*(\gamma, z) \\ \sigma_{z\rho}^*(\gamma) \end{cases} = \int_0^\infty \rho \begin{cases} f_\rho^*(\rho, z) \\ \sigma_{z\rho}^*(\rho) \end{cases} J_1(\gamma\rho) d\rho, \quad (19)$$

$$\begin{cases} f_z^*(\gamma, z) \\ \sigma_{zz}^*(\gamma) \end{cases} = \int_0^\infty \rho \begin{cases} f_z^*(\rho, z) \\ \sigma_{zz}^*(\rho) \end{cases} J_0(\gamma\rho) d\rho. \quad (20)$$

Общие решения системы дифференциальных уравнений (15) и (16) будем искать в следующем виде

$$u_\rho(\gamma, z) = -\gamma[A + A(z)]e^{\alpha z} - \beta[B + B(z)]e^{\beta z} - \gamma C(z) + \beta D(z)e^{-\beta z}, \quad (21)$$

$$u_z(\gamma, z) = \alpha[A + A(z)]e^{\alpha z} + \gamma[B + B(z)]e^{\beta z} - \alpha C(z)e^{-\alpha z} + \gamma D(z)e^{-\beta z}. \quad (22)$$

Потребуем, чтобы функции $A(z), \dots, D(z)$, формирующие частное решение неоднородной системы обыкновенных дифференциальных уравнений (15) – (16), удовлетворяли условиям минимизации объема вычислений, т.е.

$$-\gamma A'(z)e^{\alpha z} - \beta B'(z)e^{\beta z} - \gamma C'(z)e^{-\alpha z} + \beta D'(z)e^{-\beta z} = 0, \quad (23)$$

$$\alpha A'(z)e^{\alpha z} + \gamma B'(z)e^{\beta z} - \alpha C'(z)e^{-\alpha z} + \gamma D'(z)e^{-\beta z} = 0, \quad (24)$$

где штрих означает производную по координате z .

После подстановки соотношений (21) (22) в уравнения (15) и (16) получаем

$$-\gamma \alpha A'(z)e^{\alpha z} - \beta^2 B'(z)e^{\beta z} + \gamma \alpha C'(z)e^{-\alpha z} - \beta^2 D'(z)e^{-\beta z} = \frac{f_\rho^*(\gamma, z)}{G}, \quad (25)$$

$$\alpha^2 A'(z)e^{\alpha z} + \gamma \beta B'(z)e^{\beta z} + \alpha^2 C'(z)e^{-\alpha z} - \gamma \beta D'(z)e^{-\beta z} = \frac{f_z^*(\gamma, z)}{\lambda + 2G}. \quad (26)$$

Из неоднородной алгебраической системы уравнений (23) – (26) определяем производные искомых функций $A(z), \dots, D(z)$ и после интегрирования полученных результатов получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} A(z) &= \frac{1}{2\omega^2 \rho_0} \int_{-\infty}^z \left[-\frac{\gamma}{\alpha} f_\rho^*(\gamma, \xi) e^{-\alpha\xi} + f_z^*(\gamma, \xi) e^{-\alpha\xi} \right] d\xi, \\ B(z) &= \frac{1}{2\omega^2 \rho_0} \int_{-\infty}^z \left[f_\rho^*(\gamma, \xi) e^{-\beta\xi} + \frac{\gamma}{\beta} f_z^*(\gamma, \xi) e^{-\beta\xi} \right] d\xi, \\ C(z) &= \frac{1}{2\omega^2 \rho_0} \int_{-\infty}^z \left[-\frac{\gamma}{\alpha} f_\rho^*(\gamma, \xi) e^{-\alpha\xi} - f_z^*(\gamma, \xi) e^{-\alpha\xi} \right] d\xi, \\ D(z) &= \frac{1}{2\omega^2 \rho_0} \int_{-\infty}^z \left[f_\rho^*(\gamma, \xi) e^{-\beta\xi} - \frac{\gamma}{\beta} f_z^*(\gamma, \xi) e^{-\beta\xi} \right] d\xi. \end{aligned} \quad (27)$$

Константы A и B определяются из граничных условий (17) – (18).

Подставляя предполагаемый вид общих решений (21) и (22) в граничные условия (17), (18), получаем следующую систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} (\gamma^2 + \beta^2)A + 2\gamma\beta B &= Q_1, \\ -2\gamma\alpha A - (\gamma^2 + \beta^2)B &= Q_2, \end{aligned} \quad (28)$$

где

$$Q_1 = \frac{\sigma_{zz}^*(\gamma)}{G} - (\gamma^2 + \beta^2)[A(0) + C(0)] - 2\gamma\beta[B(0) - D(0)];$$

$$Q_2 = \frac{\sigma_{z\rho}^*(\gamma)}{G} + 2\gamma\alpha[A(0) - C(0)] + (\gamma^2 + \beta^2)[B(0) + D(0)]$$

Очевидно, что решение системы уравнений (28) представляются следующим образом:

$$A = -\frac{A_0}{\Delta_R}, \quad B = -\frac{B_0}{\Delta_R}, \quad (29)$$

где $\Delta_R = (\gamma^2 + \beta^2)^2 - 4\gamma^2\alpha\beta$; $A_0 = -(\gamma^2 + \beta^2)Q_1 - 2\gamma\beta Q_2$;
 $B_0 = 2\gamma\alpha Q_1 + (\gamma^2 + \beta^2)Q_2$.

Выполняя обратное преобразование по формулам (12) и (14), после определения вычета в точке $\gamma = \gamma_R$, когда $\Delta_R = (\gamma_R^2 + \beta^2)^2 - 4\gamma_R^2\alpha\beta = 0$, приходим к соотношениям (3) в которых амплитудный множитель A_R определяется следующим выражением

$$A_R^0 = \frac{\pi i}{2G\Delta_R(x_R)} \left\{ \frac{(\gamma_R^2 + \beta^2)^2}{k_s^2\alpha} \int_{-\infty}^0 [f_\rho^*(\gamma_R, z)u_\rho^{0z}(z) + f_z^*(\gamma_R, z)u_z^{0R}(z)] dz + \right. \\ \left. + (\gamma_R^2 + \beta^2)\sigma_{zz}^*(\gamma_R) + 2\gamma_R\beta\sigma_{z\rho}^*(\gamma_R) \right\} \quad (30)$$

где $\Delta_R(x_R) = \alpha\Delta_R(\chi_R)/d\chi_R$; $\chi_R = \gamma_R^2$ интегральные образы $f_\beta^*(\gamma_R, z)$ и $\sigma_{z\rho}^*(\gamma_R)$ ($\beta = \rho, z$) определены выражением (19), (20) при значении параметра интегрального преобразования $\gamma = \gamma_R$.

Интегральные образы внешних силовых факторов $f_\beta^*(\gamma_R, z)$ и $\sigma_{z\rho}^*(\gamma_R)$ определяются амплитудами компонентов вектора напряженности $H_\beta^*(\rho, z)$ переменного магнитного поля, которое формируется в объеме и на поверхности металла преобразователем электромагнитного типа и пространственное распределение которого определяется геометрическими и физическими параметрами преобразователя. По этой причине можно утверждать, что выражение (30) связывает амплитуду возбуждаемых на заданной частоте ω волн Рэлея с конструктивными параметрами преобразователя электромагнитного типа. Очевидно, что механическим выходом преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения

ультразвуковых волн следует считать произвольно выбранную точку в области существования бегущих волн, т.е. за пределами области приложения внешних сил. В рассматриваемом случае это точка на окружности радиуса $\rho > R_0$, которая находится на расстоянии z от поверхности полупространства. Вектор смещения $\vec{u}(\rho, z, t) = \vec{u}(\rho, z)e^{i\omega t}$ в точке наблюдения можно определить следующим образом

$$\vec{u}(\rho, z)e^{i\omega t} = I_0 e^{i\omega t} \vec{W}(\rho, z, \Pi), \quad (31)$$

где I_0 – амплитуда электрического тока в индукторе (в электрической цепи источника переменного магнитного поля) преобразователя электромагнитного типа; $\vec{W}(\rho, z, \Pi)$ – передаточная характеристика преобразователя в режиме излучения ультразвуковых волн; символом Π в списке аргументов векторной функции $\vec{W}(\rho, z, \Pi)$ обозначен набор геометрических и физико-механических параметров преобразователя. Компоненты векторной функции $\vec{W}(\rho, z, \Pi)$ в данном случае определяются выражениями (3) в которых вместо амплитудного множителя A_R^0 , определенного выражением (30), содержится нормированная величина $\hat{A}_R^0 = A_R^0 / I_0$. Так как выражение (31) связывает входное воздействие на преобразователь (электрический ток) и его отклик (амплитуда вектора смещения материальных частиц в точке наблюдения), то, в соответствии с определением академика А. Н. Тихонова [10], векторную функцию $\vec{W}(\rho, z, \Pi)$ можно назвать обобщенной математической моделью ультразвукового преобразователя электромагнитного типа или математической моделью электромагнитного возбуждения волн Рэлея, которые осесимметрично распространяются в радиальном направлении.

2. Математическая модель преобразователя электромагнитного типа с нормальным вектором поля намагничивания.

Для того, чтобы понять роль геометрических и физико-механических параметров ультразвукового преобразователя электромагнитного типа в формировании амплитудных значений смещений материальных частиц металла в возбуждаемой на данной частоте ω поверхностной волне Рэлея, рассмотрим преобразователь, конструкция которого схематически показана на рис.2. Вертикально ориентированное поле подмагничивания, вектор напряженности которого в объеме металлического полупространства (позиция 1 на рис. 2) полностью. Определяется аксиальным компонентом H_z^0 , создается полюсным наконечником постоянного магнита (позиция 3 на рис.2). Будем полагать, что величина H_z^0 остается неизменной в пределах области существования переменного магнитного поля.

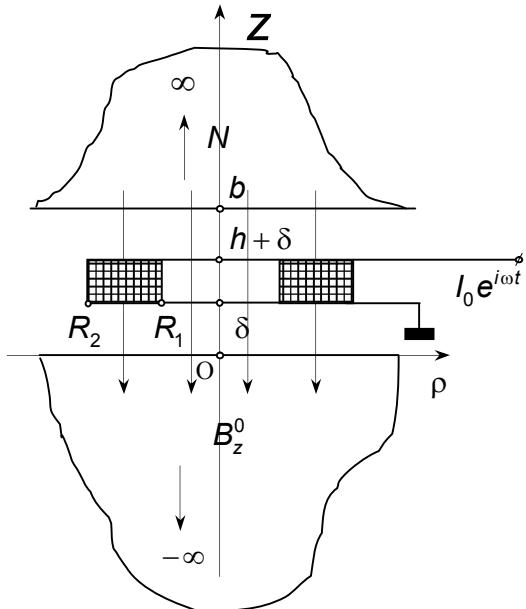


Рис. 2. Расчетная схема преобразователя
электромагнитного типа с нормальным полем
подмагничивания

Размеры полюсного наконечника в радиальном направлении в четыре – пять превосходят наружный диаметр $2R_2$ укладки витков индуктора (позиция 2 на рис. 2), который имеет форму плоского кольца высотой h и внутренним диаметром $2R_1$. В источнике переменного магнитного поля (индукторе) содержится N витков, по которым протекает переменный электрический ток $i(t) = I_0 e^{i\omega t}$. Так как полюсный наконечник имеет радиальный размер, который значительно превосходит диаметр $2R_2$ индуктора, то, в первом приближении, при выполнении расчетов силовых факторов в полупространстве $-\infty < z \leq 0$ его можно заменить полупространством $\infty > z \geq b$.

Если полупространство $z \leq 0$ заполнено металлом неферромагнитной группы, то в его объеме возникают силы Лоренца, амплитуда объемной плотности которых $f_\rho^*(\rho, z) = \mu_0 J_\varphi^*(\rho, z) H_z^0$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; $J_\varphi^*(\rho, z)$ - амплитудное значение окружного компонента вектора поверхности плотности вихревого тока, который генерируется переменным магнитным полем с компонентами вектора напряженности $H_\beta^*(\rho, z)$. Амплитуды гармонически изменяются во времени компонентов тензора напряжения Максвелла на поверхности полупространства

определяются следующим образом: $\sigma_{z\rho}^*(\rho) = \mu_0 H_\rho^*(\rho, 0) H_z^0$ и $\sigma_{zz}^* = \mu_0 H_z^*(\rho, 0) H_z^0 / 2$. Если полупространство $z \leq 0$ заполнено поликристаллическим ферромагнетиком, то, наряду с пондеромоторными силами электромагнитного поля в его объеме и на поверхности действуют магнитострикционные силы и напряжения, амплитуды которых, в общем случае, определяются следующим образом [4]: $f_i^{mc}(x_k) = -m_{pqij}(H_\rho^0 H_q^*)$; и $\sigma_{ij}^{mc} = m_{pqij} H_\rho^0 H_q^*$, где m_{pqij} – компонент тензора магнитострикционных констант, который для поликристаллического ферромагнетика определяется двумя константами m_2 и m_1 , причем $m_{pqij} = m_2 \delta_{pq} \delta_{ij} + (m_1 - m_2)(\delta_{pi} \delta_{qj} + \delta_{pj} \delta_{qi})/2$, где δ_{mn} – символ Кронекера. Так как магнитострикционные константы m_2 и m_1 имеют величины порядка 0, 1 Гн/м, то, очевидно, отношение $\sigma_{z\rho}^*(\rho) / \sigma_{z\beta}^{mc}$ имеет порядок $4\pi \cdot 10^{-6}$. Из этой оценки следует, что в полях подмагничивания с напряженностью H_z^0 порядка половины коэрцитивной силы, основным механизмом образования деформаций является прямой магнитострикционный эффект.

Применительно к рассматриваемой ситуации амплитуды магнитострикционный напряжений и сил определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}\sigma_{zz}^{mc}(\rho) &= -m_1 H_z^0 H_z^*(\rho, 0); \quad \sigma_{z\rho}^{mc}(\rho) = -(m_1 - m_2) H_z^0 H_z^*(\rho, 0); \\ f_\rho^{mc}(\rho, z) &= -m_2 H_z^0 H_{z,\rho}^* - (m_1 - m_2) H_z^0 H_{\rho,z}^*, \\ f_z^{mc}(\rho, z) &= -(m_1 - m_2) H_z^0 (H_{\rho,\rho}^* + H_\rho^*/\rho) - m_1 H_z^0 H_{z,z}^*,\end{aligned}$$

где запятая между индексами по-прежнему означает дифференцирования.

Интегральные образы поверхностных и объемных нагрузок определяются следующими соотношениями:

а) металлы неферромагнитной группы:

$$f_\rho^*(\gamma_R, z) = \mu_0 H_z^0 \int_0^\infty \rho J_\varphi^*(\rho, z) J_1(\gamma_R \rho) d\rho, \quad (32)$$

$$\sigma_{\rho z}^*(\gamma_R) = \mu_0 H_z^0 H_\rho^*(\gamma_R, 0); \quad \sigma_{zz}^*(\gamma_R) = \mu_0 H_z^0 H_z^*(\gamma_R, 0) / 2; \quad (33)$$

б) поликристаллические ферромагнетики:

$$\begin{aligned}f_\rho^*(\gamma_R, z) &= f_\rho^{mc}(\gamma_R, z) = m_1 \gamma_R H_z^0 H_z^*(\gamma_R, z) - (m_1 - m_2) H_z^0 \frac{dH_\rho^*(\gamma_R, z)}{dz}, \\ f_\rho^*(\gamma_R, z) &= f_\rho^{mc}(\gamma_R, z) = -(m_1 - m_2) \gamma_R H_z^0 H_z^*(\gamma_R, z) - m_1 H_z^0 \frac{dH_\rho^*(\gamma_R, z)}{dz}, \\ \sigma_{z\rho}^*(\gamma_R) &= \sigma_{z\rho}^{mc}(\gamma_R) = -(m_1 - m_2) H_z^0 H_z^*(\gamma_R, 0),\end{aligned} \quad (34)$$

$$\sigma_{zz}^*(\gamma_R) = \sigma_{zz}^{mc}(\gamma_R) = -m_1 H_z^0 H_z^*(\gamma_R, 0), \quad (35)$$

где интегральные образы компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля определяются следующим образом:

$$\begin{cases} H_\rho^*(\gamma_R, z) \\ H_z^*(\gamma_R, z) \end{cases} = \int_0^\infty \rho \begin{cases} H_\rho^*(\gamma_R, z) J_1(\gamma_R \rho) \\ H_z^*(\gamma_R, z) J_0(\gamma_R \rho) \end{cases} d\rho. \quad (36)$$

Из всего сказанного выше следует, что амплитудный множитель A_R^0 поверхности волны Рэлея, которая возбуждается электромагнитным способом, определяется не компонентами вектора напряженности переменного магнитного поля, а их интегральными образами по Ханкелю. По этой причине будем искать решение уравнений Максвелла, которые определяют характеристики электромагнитного поля, в терминах интегральных образов амплитудных значений $H_\beta^*(\gamma_R, z)$ компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля.

Определим вначале параметры переменного магнитного поля в воздушном зазоре между металлическим полупространством и полюсным наконечником постоянного магнита, т.е. в области ($0 \leq z \leq b$, $0 \leq \rho \leq \infty$).

Следуя уравнениям Максвелла, введем гармонически изменяющийся во времени по закону $e^{i\omega t}$ векторный потенциал, амплитудное значение которого полностью определяются окружным компонентом $A_\phi(\rho, z)$. Так как $\text{rot} \vec{A} = \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, где \vec{B} и \vec{H} векторы магнитной индукции и напряженности переменного магнитного поля в воздушном зазоре, то из уравнения Максвелла $\text{rot} \vec{H} = \vec{J}^*$, где \vec{J}^* - вектор поверхности плотности сторонних, т.е. сформированных с помощью каких-либо устройств, токов проводимости в объеме воздушного зазора, следует уравнение, которое определяет аналитические свойства функции $A_\phi(\rho, z)$:

$$-A_{\phi,zz} + \frac{1}{\rho^2} A_\phi - \frac{1}{\rho} A_{\phi,\rho} - A_{\phi,\rho\rho} = \mu_0 J_\phi^*(\rho, z), \quad (37)$$

где запятая между индексами означает операцию дифференцирования; $J_\phi^*(\rho, z)$ - амплитуда окружного компонента вектора поверхности плотности сторонних токов, причем

$$J_\phi^*(\rho, z) = \frac{I_0 N}{h(R_2 - R_1)} f_1(\rho) f_2(z), \quad (38)$$

где

$$f_1(\rho) = \begin{cases} 1 & \forall \rho \in [R_1, R_2], \\ 0 & \forall \rho \notin [R_1, R_2], \end{cases} \quad f_2(z) = \begin{cases} 1 & \forall z \in [\delta, h + \delta], \\ 0 & \forall z \notin [\delta, h + \delta]. \end{cases}$$

Определим интегральный образ функции $A_\phi(\rho, z)$ по Ханкелю следующим образом

$$A_\phi(\gamma_R, z) = \int_0^\infty \rho A_\phi(\rho, z) J_1(\gamma_R \rho) d\rho, \quad (39)$$

Воздействуя преобразованием (39) на дифференциальное уравнение (37) в частных производных, приводим его к обыкновенному уравнению в частных производных следующего вида

$$-\frac{d^2 A_\phi(\gamma_R, z)}{dz^2} + \gamma_R^2 A_\phi(\gamma_R, z) = \mu_0 J_\phi^*(\gamma_R, z), \quad (40)$$

где

$$J_\phi^*(\gamma_R, z) = \frac{I_0 N}{h(R_2 - R_1)} f_2(z) \int_0^\infty \rho f_1(\rho) J_1(\gamma_R \rho) d\rho = \frac{I_0 N}{\gamma_R h} f_2(z) W(\gamma_R, R_1, R_2)$$

Функция $W(\gamma_R, R_1, R_2)$ определяет влияние радиальных размеров индуктора на эффективность возбуждения волн Рэлея на данной частоте ω . Формула для расчета значений функции $W(\gamma_R, R_1, R_2)$ имеет следующий вид:

$$W(\gamma_R, R_1, R_2) = \frac{\pi}{2(1 - R_1/R_2)} \left[\Xi(\gamma_R R_2) - \frac{R_1}{R_2} \Xi(\gamma_R R_1) \right], \quad (41)$$

где $\Xi(\gamma_R R_k) = I_1(\gamma_R R_k) H_0(\gamma_R R_k) - I_0(\gamma_R R_k) H_1(\gamma_R R_k)$; $k=1,2$; $H_v(\gamma_R R_k)$ - функции Струве порядка $v=0,1$ [11].

Решение неоднородного обыкновенного дифференциального уравнения (40) осуществляется по стандартной схеме вариации постоянных [13]. Конечный результат вычислений можно записать в следующем виде

$$A_\phi(\gamma_R, z) = [A + A(z)] e^{-\gamma_R z} + [B + B(z)] e^{\gamma_R z}, \quad (42)$$

где A и B - подлежащие определению константы:

$$A(z) = \mu_0 \frac{I_0 N}{2\gamma_R^3 h} W(\gamma_R, R_1, R_2) [e^{\gamma_R z} - e^{\gamma_R \delta}],$$

$$B(z) = \mu_0 \frac{I_0 N}{2\gamma_R^3 h} W(\gamma_R, R_1, R_2) [e^{-\gamma_R z} - e^{-\gamma_R \delta}], \quad (43)$$

где δ - толщина воздушного зазора между индуктором и поверхностью металлического полупространства (см. рис.2)

Интегральные образы амплитудных значений компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля в области между постоянным магнитом и поверхностью металлического полупространства определяются следующим образом

$$H_\rho(\gamma_R, z) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{dA_\phi(\gamma_R, z)}{dz} = -\frac{\gamma_R}{\mu_0} \left\{ -[A + A(z)] e^{-\gamma_R z} + [B + B(z)] e^{\gamma_R z} \right\}, \quad (44)$$

$$H_z(\gamma_R, z) = \frac{\gamma_R}{\mu_0} A_\phi(\gamma_R, z) = \frac{\gamma_R}{\mu_0} \{ [A + A(z)] e^{-\gamma_R z} + [B + B(z)] e^{\gamma_R z} \}, \quad (45)$$

где варьируемые константы $A(z)$ и $B(z)$ определены соотношением (43).

На границах раздела сред с различными электрическими и магнитными параметрами должны выполняться условия сопряжения касательных составляющих векторов напряженности магнитных полей и нормальных составляющих векторов магнитной индукции [6] полей, которые существуют по обе стороны границы. Применительно к расчетной схеме, которая показана на рис.2, эти условия записываются следующим образом:

$$H_\rho(\gamma_R, b) = H_\rho^{nm}(\gamma_R, b), \quad \mu_0 H_z(\gamma_R, b) = \mu_{33}^{nm} H_z^{nm}(\gamma_R, b), \quad (46)$$

$$H_\rho(\gamma_R, 0) = H_\rho^*(\gamma_R, 0), \quad \mu_0 H_z(\gamma_R, 0) = \mu_{33}^{nm} H_z^*(\gamma_R, 0), \quad (47)$$

где $H_\beta^{nm}(\gamma_R, b)$ ($\beta = \rho, z$) – интегральные образы амплитудных значений компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля в объеме постоянного магнита (верхний слой ПМ); $H_\rho^*(\gamma_R, 0)$ – интегральные образы компонентов вектора напряженности магнитного поля в объеме металлического полупространства; μ_{33}^{nm} и μ_{33} – компоненты тензора магнитной проницаемости магнита и металла соответственно.

Приступая к расчету величины $H_\beta^{nm}(\gamma_R, z)$ и $H_\beta^*(\gamma_R, z)$ условимся, что матрицы тензоров магнитной проницаемости $\mu_{ij}^{(nm)}$ и удельной электрической проводимости $r_{ij}^{(nm)}$ материала постоянного магнита (верхний индекс ПМ) и металла (без верхнего индекса) имеют диагональный вид, т.е.

$$\left\| \mu_{ij}^{(nm)} \right\| = \begin{vmatrix} \mu_{11}^{(nm)} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{22}^{(nm)} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{33}^{(nm)} \end{vmatrix}, \quad \left\| r_{ij}^{(nm)} \right\| = \begin{vmatrix} r_{11}^{(nm)} & 0 & 0 \\ r_{22}^{(nm)} & r_{22}^{(nm)} & 0 \\ r_{33}^{(nm)} & 0 & r_{33}^{(nm)} \end{vmatrix}. \quad (48)$$

Рассмотрим процедуру определения величин $H_\beta^{nm}(\gamma_R, z)$.

Амплитудные значения компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля $H_\beta^{nm}(\rho, z)$ в объеме постоянного магнита удовлетворяют квазистационарным уравнениям Максвелла, которые записываются следующим образом:

$$\operatorname{rot} \vec{H}^{nm} = \vec{J}^{nm}, \quad \operatorname{rot} \vec{E}^{nm} = -i\omega \vec{B}^{nm}, \quad (49)$$

где \vec{J}^{nm} – амплитудные значения поверхностей плотности тока проводимости в объеме постоянного магнита, причем k -й компонент этого вектора определяется следующим образом: $\vec{J}_k^{nm} = r_{kj} E_j^{nm}$, где E_j^{nm} –

амплитуда j -ого компонента вектора \vec{E}^{nm} напряженности переменного электрического поля в объеме постоянного магнита; \vec{B}^{nm} – амплитуда вектора магнитной индукции, причем $B_k^{nm} = \mu_{kj} H_j^{nm}$.

Так как электромагнитное поле, которое создается индуктором в объеме постоянного магнита, обладает осевой симметрией, то система уравнений Максвелла (49) может быть приведена к следующему виду:

$$-H_{\rho,zz}^{nm} + H_{z,z\rho}^{nm} = -i\omega \mu_{11}^{nm} r_{22}^{nm} H_\rho^{nm}, \quad (50)$$

$$\frac{1}{\rho} H_{\rho,z}^{nm} - \frac{1}{\rho} H_{z,\rho}^{nm} + H_{\rho,z\rho}^{nm} - H_{z,\rho\rho}^{nm} = -i\omega \mu_{33}^{nm} r_{22}^{nm} H_z^{nm}. \quad (51)$$

При записи уравнений (50) и (51) было учтено, что материальные константы μ_{ij} и $r_{ij}^{(nm)}$ заданы матрицами (48). Уравнение (50) подвергнем интегральному преобразованию Ханкеля с ядром $J_1(\gamma_R \rho)$, а уравнение (51) – преобразованию с ядром $J_0(\gamma_R \rho)$. При этом интегральные образы $H_\beta^{nm}(\gamma_R, z)$ определяются как обычно, т.е.

$$\begin{cases} H_\rho^{nm}(\gamma_R, z) \\ H_z^{nm}(\gamma_R, z) \end{cases} = \int_0^\infty \rho \begin{cases} H_\rho^{nm}(\rho, z) J_1(\gamma_R, \rho) \\ H_z^{nm}(\rho, z) J_0(\gamma_R, \rho) \end{cases} d\rho$$

С учетом сделанных определений. Система уравнений (50), (52) может быть записана следующим образом:

$$-\frac{d^2 H_\rho^{nm}(\gamma_R, z)}{dz^2} - \gamma_R \frac{dH_z^{nm}(\gamma_R, z)}{dz} = -i\omega \mu_{11}^{nm} r_{22}^{nm} H_\rho^{nm}(\gamma_R, z), \quad (52)$$

$$\frac{dH_\rho^{nm}(\gamma_R, z)}{dz} = -\xi_{nm}^2 H_z^{nm}(\gamma_R, z), \quad (53)$$

где $\xi_{nm}^2 = \gamma_R^2 + i\omega \mu_{33}^{nm} r_{22}^{nm}$.

Из уравнения (53) очевидно следует, что

$$H_z^{nm}(\gamma_R, z) = -\frac{\gamma_R}{\xi_{nm}^2} \frac{dH_\rho^{nm}(\gamma_R, z)}{dz}. \quad (54)$$

Подставляя выражение (54) в уравнение (52), получаем

$$\frac{d^2 H_\rho^{nm}(\gamma_R, z)}{dz^2} - \zeta_{nm}^2 H_\rho^{nm}(\gamma_R, z) = 0, \quad (55)$$

где $\zeta_{nm}^2 = \frac{\mu_{11}^{nm}}{\mu_{33}^{nm}} \xi_{nm}^2$.

Непротиворечашее физическому смыслу решение уравнение (55) имеет следующий вид

$$H_{\rho}^{nm}(\gamma_R, z) = Ce^{-\zeta_{nm}z}, \quad (56)$$

Где C – подлежащая константа. При этом

$$H_{\rho}^{nm}(\gamma_R, z) = \frac{\gamma_R \zeta_{nm}}{\xi_{nm}^2} Ce^{-\zeta_{nm}z}. \quad (57)$$

Амплитудные значения интегральных образов компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля $H_{\beta}^*(\gamma_R, z)$ в объеме металлического полупространства определяются в полном соответствии с изложенной выше методикой определения величин $H_{\beta}^{nm}(\gamma_R, z)$. Опуская промежуточные выкладки, запишем конечный результат:

$$H_{\rho}^*(\gamma_R, z) = De^{-\zeta z}, \quad H_{\rho}^*(\gamma_R, z) = -\frac{\gamma_R \zeta}{\xi^2} De^{-\zeta z}, \quad (58)$$

где D – подлежащая определению константа; $\zeta^2 = \frac{\mu_{11}}{\mu_{33}} \xi^2$,
 $\xi^2 = \gamma_R^2 + i\omega\mu_{33}r_{22}$.

Таким образом, в составе математического описания амплитудных значений интегральных образов компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля $H_{\beta}^{nm}(\gamma_R, z)$, $H_{\beta}^*(\gamma_R, z)$ и $H_{\beta}(\gamma_R, z)$ ($\beta = \rho, z$) входят четыре константы A , B , C и D , которые единственным образом определяются из граничных условий (46) и (47). Решая неоднородную систему из четырех алгебраических уравнений относительно константы D , получаем следующий результат

$$D = \frac{I_0 N}{2\gamma} W(\gamma_R, \delta, h, R_1, R_2) F(\gamma_R b, \Pi), \quad (59)$$

где $W(\gamma_R, \delta, h, R_1, R_2)$ – частотно зависимая функция, которая определяет влияние геометрических параметров индуктора (источника переменного магнитного поля) на уровень возбуждаемого в металлическом полупространстве переменного магнитного поля; $F(\gamma_R b, \Pi)$ – функция, которая определяет влияние постоянного магнита. Входящие в состав выражения (59) функции определяются следующими выражениями:

$$W(\gamma_R, \delta, h, R_1, R_2) = W(\gamma_R, R_1, R_2) \frac{(1 - e^{-\gamma_R h})}{\gamma_R h} e^{-\gamma_R \delta}, \quad (60)$$

$$F(\gamma_R b, \Pi) = \frac{e^{\gamma_R b} [e^{-\gamma_R (2b - 2\delta - h)} (1 - \beta_1) - 1 - \beta_1]}{2[(1 + \beta_1 \beta_2) sh \gamma_R b + (\beta_1 + \beta_2) ch \gamma_R b]}, \quad (61)$$

где $\beta_1 = \frac{\mu_{33}^{nm} \gamma_R \zeta_{nm}}{\mu_0 \xi_{nm}^2}$; $\beta_2 = \frac{\mu_{33} \gamma_R \zeta_{nm}}{\mu_0 \xi^2}$.

После определения константы D и подстановки ее значения, заданного соотношения (59), в определения (58) величин $H_{\beta}^*(\gamma_R, z)$, можно определить амплитудные значения интегральных образов внешних силовых факторов, которые заданы соотношениями (32) – (35), а затем, после подстановки значений $f_{\beta}^*(\gamma_R, z)$ и $\sigma_{z\beta}^*(\gamma_R)$ ($\beta = \rho, z$) в формулу (30), определить амплитудный множитель рэлеевской волны. Выполнив все необходимые вычисления, можно записать следующие результаты.

Для вихревого механизма возбуждения поверхностных волн Рэлея (металл неферромагнитной группы) имеем

$$A_R^0 = \frac{I_0 U_0^a(\omega, \Pi)}{\gamma_R}, \quad (62)$$

где $U_0^a(\omega, \Pi)$ – эффективность преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения поверхностных волн Рэлея в металлах неферромагнитной группы; размерность передаточной функции $U_0^a(\omega, \Pi)$ – м/А; символом Π в списке аргументов обозначен набор параметров преобразователя. Частотно зависимая эффективность преобразователя определяется следующим выражением

$$U_0^a(\omega, \Pi) = -\frac{i\pi\mu_0}{4G} H_z^0 NW(\omega, \Pi) F_a(\omega, \alpha, \beta), \quad (63)$$

где $W(\omega, \Pi) = W(\gamma_R, \delta, h, R_1, R_2) F(\gamma_R b, \Pi)$ – частотно зависимая функция, которая определяет влияние геометрических и физических параметров преобразователя (символ Π) на амплитудные значения возбуждаемых волн Рэлея; $F_a(\omega, \alpha, \beta)$ – практически постоянная величина, которая определяется физико-механическими параметрами металла. Функция $F_a(\omega, \alpha, \beta)$, которая зависит от частоты только в области низких частот, определяется следующим соотношением

$$F_a(\omega, \alpha, \beta) = \frac{1}{\Lambda_0 k_s^2 \alpha} f_1(\omega, r_{22}) f_{\rho}(\omega, \alpha, \beta) (1 - \eta_a),$$

где $\Lambda_0 = 2 - [4\gamma_R^4 - 3\gamma_R^2(1 + \chi)k_s^2 + 2\chi k_s^4]/[\alpha\beta(\gamma_R^2 + \beta^2)]$ – фрагмент производной $\Delta_R(\chi_R)$; $\chi = (1 - 2\nu)/[2(1 - \nu)]$; ν – коэффициент Пуассона поликристаллического (изотропного) металла; $f_1(\omega, r_{22}) = i\omega\mu_{33}r_{22}\zeta/\xi^2 \approx \zeta$, поскольку $\omega\mu_{33}r_{22} \gg \gamma_R^2$ и $\xi^2 \approx i\omega\mu_{33}r_{22}$;

$$f_{\rho}(\omega, \alpha, \beta) = \gamma_R(\gamma_R^2 + \beta^2)/(\alpha + \zeta) - 2\alpha\beta\gamma_R/(\beta + \zeta) \approx \gamma_R(\gamma_R^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta)/\zeta;$$

$$\eta_a = \frac{k_s^2 \alpha}{\gamma_R(\gamma_R^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta)} \left(\frac{2\beta\gamma_R}{\gamma_R^2 + \beta^2} - \frac{\gamma_R \zeta}{2\xi^2} \right) \approx \frac{2k_s^2 \alpha \beta}{(\gamma_R^2 + \beta^2)(\gamma_R^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta)}$$

независящая от частоты константа, которая определяется модулями упругости поликристаллического металла.

Для металлов ферромагнитной группы основным механизмом образования деформации является прямой магнитострикционный эффект и амплитудный множитель рэлеевской волны определяется следующим образом

$$A_R^0 = \frac{I_0 U_0^{mc}(\omega, \Pi)}{\gamma_R}, \quad (64)$$

где $U_0^{mc}(\omega, \Pi)$ – эффективность преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения поверхностных волн Рэлея в намагниченных постоянным во времени вертикальным магнитным полем ферромагнетиках. Выражение для расчета функции $U_0^{mc}(\omega, \Pi)$ имеет следующий вид

$$U_0^{mc}(\omega, \Pi) = \frac{i\pi m_1}{4G} H_z^0 NW(\omega, \Pi) F_{mc}(\omega, \alpha, \beta), \quad (65)$$

где $F_{mc}(\omega, \alpha, \beta) = \frac{1}{\Lambda_0 k_s^2 \alpha} [f_\rho^{mc}(\omega, \alpha, \beta) + f_z^{mc}(\omega, \alpha, \beta) + f_\sigma^{mc}(\omega, \alpha, \beta)];$

$$\text{где } f_\rho^{mc}(\omega, \alpha, \beta) = (\gamma_R^2 + \beta^2) \zeta \left[\frac{\gamma_R^2}{\xi^2} + \left(1 - \frac{m_2}{m_1}\right) \left[\frac{\gamma_R^2}{\alpha + \zeta} - \frac{2\alpha\beta\gamma_R^2}{(\gamma_R^2 + \beta^2)(\beta + \zeta)} \right] \right];$$

$$f_z^{mc}(\omega, \alpha, \beta) = -(\gamma_R^2 + \beta^2) \gamma_R^2 \left[1 - \frac{m_2}{m_1} - \frac{\zeta^2}{\xi^2} \right] \left[\frac{\alpha}{\alpha + \zeta} - \frac{2\alpha\gamma_R^2}{(\gamma_R^2 + \beta^2)(\beta + \zeta)} \right];$$

$$f_\sigma^{mc}(\omega, \alpha, \beta) = k_s^2 \alpha \left[\frac{\gamma_R \zeta}{\xi^2} + \frac{2\gamma_R \beta}{\gamma_R^2 + \beta^2} \left(1 - \frac{m_2}{m_1}\right) \right] - \text{составляющие амплитудного}$$

множителя обусловленные действием объемных и поверхностных нагрузок в намагниченном ферромагнетике.

Подставляя определенные соотношения (62) и (64) амплитудные множители A_R^0 в формулы (3) и сравнивая полученный результат с определением (31) передаточной характеристики преобразователя электромагнитного типа, приходим к соотношениям для расчета компонентов векторной функции $\vec{W}(\rho, z, \Pi)$. Радиальный $W_\rho(\rho, z, \Pi)$ и аксиальный $W_z(\rho, z, \Pi)$ компоненты векторной передаточной характеристики преобразователя рассчитываются по следующим формулам:

$$W_\rho^{(mc)}(\rho, z, \Pi) = U_0^{(mc)}(\omega, \Pi) \left(e^{\alpha z} - \frac{2\alpha\beta}{\gamma_R^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right) H_1^{(2)}(\gamma_R \rho),$$

$$W_z^{(mc)}(\rho, z, \Pi) = -U_0^{(mc)}(\omega, \Pi) \frac{\alpha}{\gamma_R} \left(e^{\alpha z} - \frac{2\gamma_R^2}{\gamma_R^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right) H_0^{(2)}(\gamma_R \rho). \quad (66)$$

Выбор того или иного верхнего индекса в формулах (66) определяется, естественно, типом металла.

Рассмотрим количественное и качественное содержание выражений (66).

Фазовые функции $H_v^{(2)}(\gamma_R \rho)$ ($v=0,1$) при $\gamma_R \rho \geq 10$ достаточно точно [11] определяются через элементарные функции, т.е. $H_v^{(2)}(\gamma_R \rho) = \sqrt{2/(\pi \gamma_R \rho)} e^{-i(\gamma_R \rho - v\pi/2 - v\pi/4)}$, и вместе с фазовым множителем $e^{i\omega t}$ описывают уходящую от источника цилиндрическую волну.

Заключенный в круглые скобки сомножитель при функции $H_1^{(2)}(\gamma_R \rho)$ в первом соотношении (66) и умноженный на отношение α/γ_R сомножитель при функции $H_0^{(2)}(\gamma_R \rho)$ во второй формуле (66) определяют смещения материальных частиц полупространства в произвольном поперечном сечении $\rho = const$. Если вместо координаты z ввести нормированную величину $\hat{z} = z/\lambda$, где λ – длина волны Рэлея, то эти сомножители перестают зависеть от частоты и изменяются по мере погружения вглубь полупространства так, как это показано на рис. 3.

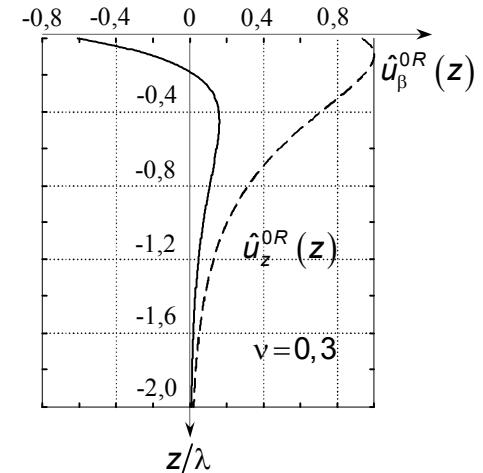


Рис. 3. Изменение амплитуд смещений материальных частиц по глубине полупространства

Отчетливо видно, что заметные уровни смещений материальных частиц наблюдаются в узком, шириной в одну длину волны, приповерхностном слое полупространства. В нем сосредоточена практически вся энергия,

которая переносится волной Рэлея. Рассмотрим сомножители $U_0^{\left(\frac{J}{mc}\right)}(\omega, \Pi)$. Они имеют практически одинаковую конструкцию. Входящие в их состав сомножители $F_J(\omega, \alpha, \beta)$ и $F_{mc}(\omega, \alpha, \beta)$ в области средних и высоких частот, когда $i\omega\mu_{33}r_{22} >> \gamma_R^2$, приобретают смысл констант, которые для металла с коэффициентом Пуассона $\nu = 0,3$ равно -0,146 и -0,735 соответственно. При этом $\gamma_R = 1,079k_S$, $\alpha = 0,891k_S$, $\beta = 0,281k_S$, $\Lambda_0 = -2,83$.

Особый интерес представляет функция $W(\omega, \Pi)$, которая имеет одну и ту же конструкцию как для металла неферромагнитной группы, так и для ферромагнетика. Это функция определяет влияние геометрических и физических параметров преобразователя на эффективность возбуждения поверхностных волн Рэлея на различных частотах. Входящая в состав функции $W(\omega, \Pi)$ аналитическая конструкция $F(\gamma_R b, \Pi)$ определяет влияние вихревых токов (скин-эффект) на эффективность работы преобразователя электромагнитного типа. На рис.4 показаны две группы кривых, рассчитанные при значении параметра $b = 0,2R_2$ (цифра 0,2 возле кривых) и $b = R_2$ (цифра 1 возле кривых). Мерой частоты, которая откладывается по горизонтальной оси рис.4, является безразмерное волновое число $\gamma_R R_2$. При выполнении вычислений были приняты следующие значения параметров: $R_2 = 5 \cdot 10^{-3}$ м; $h = 0,1R_2$; $\delta = 0,1R_2$. Материал постоянного магнита имеет удельную электрическую проводимость феррита $r_{22}^{nm} = 1$ См/м и магнитную проницаемость $\mu_{11}^{nm} = \mu_{33}^{nm} = 1000\mu_0$ ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума). Алюминий наделен следующими параметрами: плотность $\rho_0 = 2,69 \cdot 10^3$ кг/м³; модуль сдвига $G = (25 \div 26,5)$ ГПа; коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$; магнитная проницаемость равна проницаемости вакуума, т.е. μ_0 ; удельная электрическая проводимость $r_{22} = 40 \cdot 10^6$ См/м. Второй металл – ферромагнетик – углеродистая сталь средней прочности имеет следующие параметры: плотность $\rho_0 = (7,77 \div 7,85) \cdot 10^3$ кг/м³; модуль сдвига $G = (77 \div 81)$ ГПа; магнитная проницаемость $\mu_{11} = \mu_{33} = 50\mu_0$; удельная электрическая проводимость $r_{22} = 1,25 \cdot 10^6$ См/м. По оси ординат на рис.4 отложен модуль функции $F(\gamma_R b, \Pi)$. Отчетливо видно, что при больших значениях параметра b особых отличий в изменении значений функции $F(\gamma_R b, \Pi)$ для двух разных металлов не наблюдается. Более того, далеко расположенный наконечник постоянного магнита загоняет рабочие частоты преобразователя в область низких частот. Это можно объяснить тем, что переменное магнитное поле индуктора формирует в объеме постоянного магнита вторичный источник переменного магнитного поля. Этот вторичный источник формирует вторичное переменное

магнитное поле, которое существует в круге радиуса R_0 , размеры которого уже определяются радиальными размерами полюсного наконечника. Так как радиус полюсного наконечника постоянного магнита в несколько раз превышает радиус укладки витков индуктора, то можно утверждать, что действие вторичного источника в далеко расположенному от поверхности металлического полупространства полюсном наконечнике приводит к существенному увеличению размеров области существования нагрузок на поверхности и в объеме металлического полупространства. Любое увеличение размеров области нагружения сопровождается уменьшением полосы рабочих частот преобразователя и перемещением этой полосы в область низких частот. Впервые на это обстоятельство было указано в работе [13]. При уменьшении параметра b эффект «расползания» области существования внешних сил становится не так ярко выраженным, но, «благодаря» скин-эффекту, присутствует.

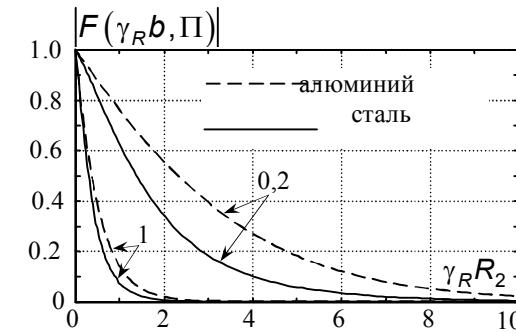


Рис. 4. Частотные потери из-за вихревых токов в системе постоянный магнит – индуктор – металлическое полупространство

На рис.5 показаны графики модуля функции $W(\omega, \Pi)$, значения которой рассчитывались в предположении, что индуктор радиуса $R_2 = 5 \cdot 10^{-3}$ м располагается на расстоянии $\delta = 0,1R_2$ над поверхностью полупространства из алюминия. Толщина индуктора $h = 0,1R_2$. Индуктор приклейен к поверхности полюсного наконечника из феррита с параметрами $\mu_{11}^{ii} = \mu_{33}^{ii} = 1000\mu_0$; $r_{22} = 1$ См/м. По оси абсцисс откладывается безразмерное волновое число $\gamma_R R_2$. Варьируемые параметром семействами кривых на рис.5 является величина R_I – внутренний радиус укладки витков индуктора, причем $R_I = nR_2$, где n – число, которое проставлено возле соответствующей кривой. При $n=0,999$, что соответствует бесконечно тонкому кольцу, числовые значения функции $W(\omega, \Pi)$ отражают предельные, в смысле частотных свойств, возможности преобразователя электромагнитного типа. По мере увеличения ширины индуктора (уменьшение радиуса R_I) наблюдается незначительное

расширение полосы рабочих частот. При этом эффективность возбуждения упругих волн в целом уменьшается.

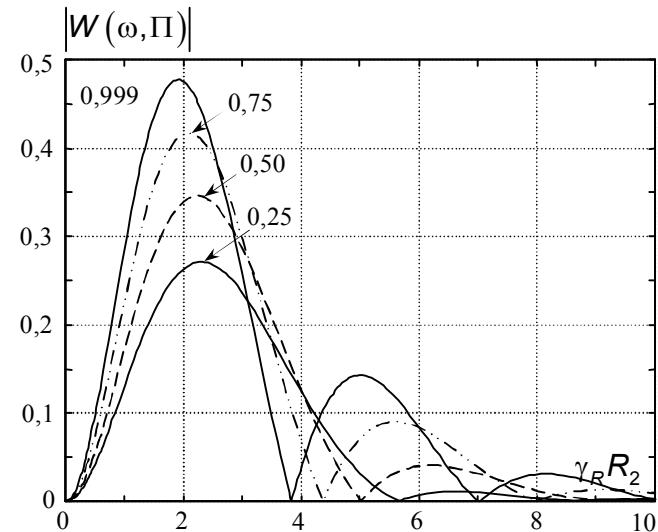


Рис. 5. Влияние геометрических и магнитоэлектрических параметров преобразователя на эффективность возбуждения волн Рэлея на различных частотах

Последнее, на что необходимо обратить внимание, это соотношение двух механизмов образования деформаций в металлах. В металлах неферромагнитной группы деформации формируются вихревоковым механизмом. Он является единственным и его эффективность сравнивать не с чем. В ферромагнетике одновременно работают два механизма – это пондеромоторное действие электромагнитного поля (вихревоковый механизм) и прямой магнитострикционный эффект. Сравнивая между собой выражения (63) и (65) нетрудно заметить, что отношение $|U_0^{mc}(\omega, \Pi)/U_0^n(\omega, \Pi)| = m_1/\mu_0$, при правильном выбранном значении напряженности поля подмагничивания H_z^0 магнитострикционная константа m_1 может достигать значений 0,1 Гн/м. Отсюда следует, что $m_1/\mu_0 = 10^6/4\pi$, т.е. деформация ферромагнетика из-за прямого магнитострикционного эффекта более чем на пять порядков могут превышать деформации, которые возникают из-за пондеромоторного действия электромагнитного поля.

Выводы. В работе впервые построена математическая модель преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения

поверхностных волн Рэлея, которая связывает амплитуду гармонически изменяющегося во времени электрического тока в индукторе с амплитудами компонентов вектора смещений материальных частиц металла в произвольно выбранной точке наблюдения за пределами области существования переменного магнитного поля. При этом учитываются практически все геометрические и физические параметры преобразователя вплоть до анизотропии магнитных и электрических свойств материалов.

Список литературы: 1. Сучков Г.М., Петрищев О.М., Десятніченко О.В., Юданова Н.М. ЕМА товщиномерія (огляд) // Вестник національного технічного університета «ХПІ», 2010. - №12. – С. 110 – 121. 2. Гринченко В. Т., Мелешко В. В. Гармонические колебания и волны в упругих телах. – Киев: Наукова думка, 1981. – 283 с. 3. Сучков Г. М. Современные возможности ЭМА дефектоскопии // Дефектоскопия, 2005, №12. С. 24 - 39. 4. Петрищев О.Н. Возбуждение электромагнитным полем волн Рэлея в ферромагнитных металлах // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2005. - №4. – С. 23 – 30. 5. Тамм И. Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с. 6. Pardee W. J. Radially propagating surface and plate waves // J. Acoust. Soc. Amer. – 1982. – V.71. - №1. – Р. 1 – 4. 7. Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. – М. – Л.: Изд – во АН СССР. – 1948. – 727 с. 8. Можен Ж. Механика электромагнитных сплошных сред. – М.: Мир, 1991. – 560 с. 9. Кошляков Н. С., Глинэр Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с. 10. Тихонов А.Н. Математическая модель // Математическая энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия, 1982. – Т.3. – С.574 – 575. 11. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовича и И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 832 с. 12. Федорюк М.В. Обыкновенные дифференциальные уравнения. – М.: Наука. 1985. – 448 с. 13. Гринченко В. Т., Петрищев О. Н. Возбуждение внешним магнитным полем упругих колебаний в продольно поляризованной магнитострикционной полосе // Прикладная механика. – 1986. – Т.22. – № 7. – С. 60-65.

Поступила в редакцию 20.05.11

О.Н. МИРОШНИЧЕНКО, канд. техн. наук, доц. ВНУ им.В.Даля,
Луганськ

А.П. ЧУРНОСОВ, аспирант, ВНУ им. В. Даля, Луганськ

В.В. ЯКОВЕНКО, д-р. техн. наук., проф. ВНУ им. В. Даля, Луганськ

МАГНИТНЫЙ НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ ВИБРОУПРОЧНЕННОГО СЛОЯ ПОВЕРХНОСТИ СТАЛЬНЫХ ИЗДЕЛИЙ

В статті розглянутий новий метод контролю верхнього зміцнюваного шару металу в процесі віброзміщення. Дано теоретичне обґрунтування методу, його приладову реалізацію і результати експерименту. Товщину і мікротвердість віброзміщеного шару металу можна розглядати як лінійні залежності свідчень імпульсного градієнтометра і електромагнітного двочастотного приладу.

In the article a new method of control of the upper layer of hardened metal in the process of vibration-hardening is examined. A theoretical justification of the method, its instrumentation implementation and results of experiments. The thickness and microhardness of vibro-hardened layer of metal can be regarded as linear dependence of gradiometer readings of pulse and dual-frequency electromagnetic device.

Введение. Виброударное упрочнение является одним из наиболее распространенных видов вибробоработки деталей. Виброупрочнение верхнего слоя металла повышает износостойкость деталей и гладкость их поверхностей [1]. Процесс виброупрочнения длится обычно 90-120 минут. Причем при достижении максимального значения микротвердости поверхностного слоя происходит разрушение верхнего упрочненного слоя. Таким образом, существует оптимальные по критерию максимализма твердости и толщины упрочняемого слоя время виброупрочнения, по истечению которого технологический процесс вибробоработки должен прекращаться.

Постановка задачи. В настоящее время нет приборов экспресс-контроля качества упрочняемого слоя металла, поэтому устанавливается среднее время виброупрочнения, что приводит к отклонению микротвердости металла от максимального и к ухудшению качества виброупрочняемой поверхности. Поэтому создание прибора контроля мониторинга качества виброупрочняемого поверхностного слоя металла является актуальной научно-технической задачей.

Существуют импульсные градиентометрические приборы контроля твердости поверхностного слоя детали [2] и методы многочастотного электромагнитного контроля толщины слоя с повышенной твердостью [3]. Эти два метода предлагаются объединить в один путем линейной комбинации результатов двух методов, что позволит проводить экспресс-контроль качества упрочняемого слоя непосредственно во время виброобработки.

Целью работы является создание и теоретическое обоснование метода и его приборной реализации контроля микротвердости виброупрочняемого поверхностного слоя металла детали и определение его толщины.

Основная часть.

1. Принцип действия прибора

Блок-схема прибора показана на рис.1. На рис.2. приведена конструкция измерительного преобразователя. Измерение параметров упрочненного слоя металла производится в два этапа. На первом этапе измерительный преобразователь торцом катушки ставится на контролируемую деталь и в обмотку катушки 1 подается импульс тока, который создает у поверхности металла напряженность поля $2 \cdot 10^5 - 6 \cdot 10^5$ А/м, длительность импульса $2 \cdot 10^3$ с. Импульсов тока может быть несколько.

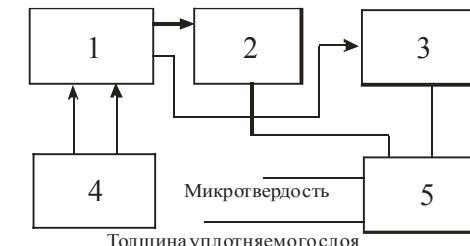


Рис.1. Блок-схема прибора измерения микротвердости и толщины выброупрочняемого слоя металла.

1-измерительный преобразователь; 2- устройство обработки сигнала градиентометра; 3-устройство обработки двухчастотного сигнала; 4-блок оценки информации; 5-блок генераторов зондирующих сигналов.

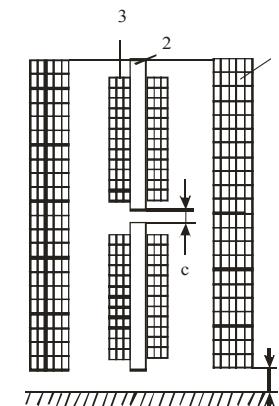


Рис.2. Измерительный преобразователь

намагничивающих импульсов, а также от величины коэрцитивной силы ферромагнитного материала детали и от толщины виброупрочненного слоя.

Имеются аналитические зависимости для расчета величины градиента поля [2], однако они не включают зависимость градиента от размеров катушки и не содержат сведений о том, как рассчитываются некоторые величины, входящие в расчетную формулу. На втором этапе измерения в катушку 1 подается ток низкой частоты 10 Гц, а в эту же катушку поступает ток высокой частоты 400 Гц. Амплитуда тока низкой частоты 4 А, амплитуда тока высокой частоты 0,05 А. Током высокой частоты запитывается катушка 2. Двухчастотное электромагнитное поле в нелинейной среде имеет гармоники. Амплитуда второй гармоники высокочастотной составляющей содержит информацию о толщине и микротвердости упрочняемого поверхностного тока.

Выходные сигналы с устройств обработки сигналов 2,3 подаются на блок оценки информации. Оценка информации происходит путем выполнения следующих действий

$$\begin{aligned} A_T &= a_0 + a_1 U_T + a_2 U_C; \\ A_C &= b_1 U_T + b_2 U_C; \end{aligned} \quad (1)$$

где A_T - величина твердости металла; A_C - толщина упрочненного слоя; a_0, a_1, a_2, b_1, b_2 - коэффициенты, которые определяются расчетным путем; U_T - напряжение градиентометра, U_C - напряжение второй гармоники электромагнитного бичастотного поля.

2. Расчет поля вектора намагниченности в детали.

Пусть катушка располагается над ферромагнитным полупространством с магнитной проницаемостью μ . Рассчитывается напряженность магнитного поля, созданная катушкой, которая представляется бесконечно тонкими слоями тока (рис.3) по методу, изложенному в [4].

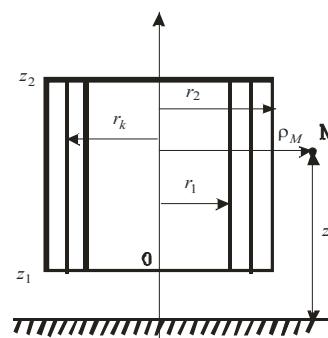


Рис.3. Геометрическая модель катушки.

Согласно этому методу обмотка катушки разбивается на m слоев, причем m выбирается из условия

$$m \geq \frac{10(\rho_2 - \rho_1)}{(\rho_2 + \rho_1)}, \quad (2)$$

где ρ_2 и ρ_1 соответственно внутренний и внешний радиус катушки.

Напряженность магнитного поля, создаваемая обмоткой намагничивания, определяется следующим выражением

$$\bar{H}(M) = \sum_{k=1}^m \delta_k \bar{\alpha}_k(M), \quad (3)$$

где $\delta_k = \frac{\delta'_k \cdot 2}{\mu + 1}$, $\delta'_k = \frac{Iw}{m|(z_2 - z_1)|}$; $\bar{\alpha}_k(M)$ - функция, определяемая

взаиморасположением тонкой k -ой обмотки и точки M .

$$\bar{\alpha}_k = (\bar{l}_z C_k + \bar{l}_\rho D_k)$$

здесь

$$C_k = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi r_k \left(\frac{1}{\sqrt{(z_M - z_2)^2 + b_k^2}} - \frac{1}{\sqrt{(z_M - z_1)^2 + b_k^2}} \right) \cos \alpha d\alpha, \quad (4)$$

$$D_k = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi r_k - \rho_M \cos \alpha \left(\frac{z_2 - z_M}{\sqrt{(z_M - z_2)^2 + b_k^2}} - \frac{z_M - z_1}{\sqrt{(z_M - z_1)^2 + b_k^2}} \right) d\alpha, \quad (5)$$

$$b_k = \sqrt{r_k^2 + \rho_M^2 - 2r_k \rho_M \cos \alpha},$$

где r_k - радиус слоя тока; ρ_M, z_M - координаты точки наблюдения; z_1, z_2 - координаты концов катушки (см. рис.2)

Составляющие и модуль напряженности магнитного поля, созданного катушкой, будут равны

$$H_\rho = \sum_{k=1}^m \delta_k C_k; \quad H_z = \sum_{k=1}^m \delta_k D_k, \quad H = \sqrt{H_\rho^2 + H_z^2}$$

Рассчитанное значение модуля напряженности магнитного поля дает возможность определить значение модуля намагниченности, соответствующее этой напряженности по следующей формуле [5]

$$M = \chi_u \frac{H_{cs} H}{H_{cs}^2 + H^2} + \frac{M_s}{\pi} \frac{H^2}{H_{cs}^2 + kH^2} \left(\operatorname{arctg} \frac{H_{cs} + H}{H_0} - \operatorname{arctg} \frac{H_{cs} - H}{H_0} \right),$$

где

$$H_0 = \frac{H_{cs}}{\operatorname{tg}\left(\frac{M_{rs} \pi}{M_s 2}\right)}; \quad k = \frac{M_s}{\pi} \frac{\operatorname{arctg}\left(2 \frac{H_{cs}}{H_0}\right)}{M_c - \frac{\chi_n H_{cs}}{2}} - 1; \quad (6)$$

χ_n - начальная восприимчивость; M_s - намагниченность насыщения; M_{rs} - остаточная намагниченность по предельной петле гистерезиса; H_{cs} - коэрцитивная сила по предельной петле гистерезиса; M_c - величина намагниченности, соответствующая точке на основной кривой намагниченности при напряженности поля равной H_{cs} .

Область ферромагнитного материала, лежащая под катушкой, разбивается на элементарные объемы, как это показано для одного сектора на рис.4.

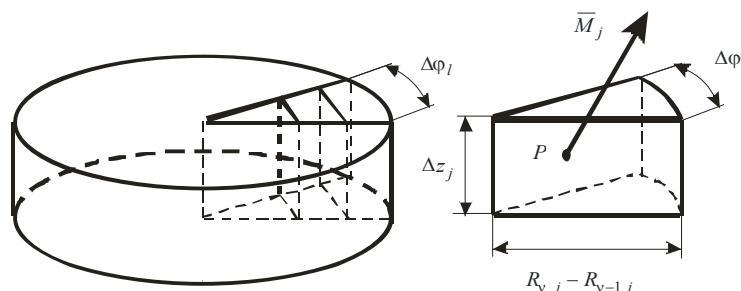


Рис.4. Разбиение локальной области, лежащей под катушкой, на элементарные объемы.

Элементарный объем (ЭО) равен

$$\Delta V_j = \pi (R_{v+1,j}^2 - R_{v,j}^2) \Delta z_j, \quad v = \overline{0-T}, \quad j = \overline{1-N} \quad (7)$$

здесь $R_{v,j}$ - радиус v -окружности j -го ЭО; T - количество окружностей, на которые разбивается область, лежащая под катушкой.

В каждом j -ом ЭО определяются по формуле (6) значения модуля вектора намагниченности. Рассчитываются составляющие вектора намагниченности

$$M_{\rho j} = M_j \frac{H_{\rho j}}{H_j}, \quad M_{zj} = M_j \frac{H_{zj}}{H_j}, \quad (8)$$

где M_j - значение модуля вектора намагниченности в j -ом ЭО.

Рассчитывается составляющая вектора размагничивающего фактора для j -го ЭО по методу, изложенному в [9]

$$N_{\rho j} = \frac{H_{\rho p j}}{M_{\rho j}}, \quad N_{zj} = \frac{H_{z p j}}{M_{zj}}, \quad (9)$$

где $H_{\rho p j}$, $H_{z p j}$ - напряженность размагничивающего поля.

Находятся значения составляющих вектора остаточной намагниченности в j -ом ЭО после отключения тока в обмотке катушки путем совместного решения системы уравнений

$$\begin{aligned} H_{\rho j} &= -N_{\rho j} M_j'; & H_{zj} &= -N_{zj} M_j'; \\ M_j' &= M'(H); & M_j' &= M'(H); \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} M'(H) &= \frac{M_s}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{H_{cs} - H}{H_0} - \operatorname{arctg} \frac{H_{cs}}{H_0} \right) + \\ &+ \frac{2M_s}{\pi} \left[1 - \frac{1}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{H_{cs} - H}{H_0} - \operatorname{arctg} \frac{H_{cs}}{H_0} \right) \right] \cdot \operatorname{arctg} \frac{H_{cs} - H}{H_0}, \end{aligned} \quad (11)$$

зависимость намагниченности от напряженности на кривой возврата [5]. Таким образом, находятся составляющие вектора остаточной намагниченности в каждом j -ом ЭО.

Область намагниченного ферромагнитного материала ограничивается там, где напряженность магнитного поля, создаваемая катушкой, становится равной напряженности Релея.

Напряженность магнитного поля в сердечниках феррозонда определяется с помощью теоремы о взаимности [6], суть которого выражается в следующем соотношении

$$\Phi = \frac{\mu_0}{Iw} \int_V \bar{H}(p) \bar{M}(p) dV, \quad p \in V \quad (12)$$

здесь Φ - магнитный поток в сердечнике феррозонда наведенного полем намагниченной области; $\bar{H}(p)$ - вектор напряженности в области V , которая создается током в обмотке расположенной по всей длине сердечника феррозонда; Iw - магнитодвижущая сила обмотки, расположенной на сердечнике феррозонда; $\bar{M}(p)$ - вектор намагниченности в объеме V ; V - объем локальной намагниченной области.

Напряженность поля в сердечнике феррозонда равна

$$H_\phi = \frac{\Phi}{\mu \mu_C S_\phi}, \quad (13)$$

где S_ϕ -площадь сечения сердечника феррозонда; $\mu_C = \frac{\mu m}{\mu + m - 1} \approx m$ - проницаемость формы сердечника феррозонда рассчитывается по формуле [8]

$$m = \frac{\lambda^2 \left[\frac{0,5\pi}{arctg 0,795\chi} \chi + 1 \right]}{0,48S_\phi + 0,003\lambda} \cdot \frac{1}{\left[1,6 - \frac{2,72}{\lambda} \ln 2\lambda - \frac{3,74}{\lambda} - 1,2 \right]}, \quad (14)$$

здесь $\lambda = \frac{2b}{a\sqrt{\pi}}$; $2b$ -длина сердечника феррозонда; a -радиус сердечника феррозонда.

Формула (13) переписывается так

$$H_\phi = \frac{1}{Iw\mu_c S_\phi} \int \bar{H}(p) \bar{M}(p) dV, \quad (15)$$

ее в первом приближении можно заменить следующей формулой:

$$H_\phi = \frac{1}{Iw\mu_c S_\phi} \sum_{j=1}^N \bar{H}_j \bar{M}_j \Delta V_j \quad (16)$$

где ΔV_j -объем ЭО; N -количество ЭО.

Поскольку сердечник феррозонда имеет круглое сечение и расположен на оси катушки, магнитное поле имеет осевую симметрию, поэтому напряженность поля в сердечнике рассчитывается так

$$H_\phi = \frac{1}{Iw\mu_c S_\phi} \sum_{v=1}^T \sum_{f=1}^F \bar{H}_{vf} \bar{M}_{vf} \Delta V_{vf} \quad (17)$$

где f -номер слоя ферромагнитного материала толщиной Δz_ϕ ; F - количество слоев, на которые разбивается локальная намагниченная область; \bar{H}_{vf} , \bar{M}_{vf} -напряженность и остаточная намагниченность в v - кольце f -ого слоя .

Если сердечник феррозонда имеет прямоугольную форму сечения, то для расчета напряженности следует использовать формулу (16). Магнитное поле создаваемое сердечником с обмоткой можно аппроксимировать полем двух разноименных, но одинаковых по числовому значению зарядов. Напряженность этого поля равна

$$\bar{H} = \frac{Iwm}{8b} a^2 \frac{1}{R^2} \bar{l}_R,$$

следовательно, в геометрических центрах колец слоев ферромагнитного материала составляющие вектора \bar{H} будут равны

$$H_{\rho vf} = \frac{Iwm a^2}{8b} \left[\frac{\frac{1}{2}(R_{v+1,f} - R_{vf})(2v+1)}{\left(d + (2f+1)\frac{\Delta z}{2} \right)^2 + \left(\frac{1}{2}(R_{v+1,f} - R_{vf})(2v+1) \right)^2} - \right. \\ \left. - \frac{\frac{1}{2}(R_{v+1,f} - R_{vf})(2v+1)}{\left(d + 2b + (2f+1)\frac{\Delta z}{2} \right)^2 + \left(\frac{1}{2}(R_{v+1,f} - R_{vf})(2v+1) \right)^2} \right] \quad (18)$$

$$H_{zvf} = \frac{Iwm a^2}{8b} \left[\frac{d + (2f+1)\frac{\Delta z}{2}}{\left(d + (2f+1)\frac{\Delta z}{2} \right)^2 + \left(\frac{1}{2}(R_{v+1,f} - R_{vf})(2v+1) \right)^2} - \right. \\ \left. - \frac{d + 2b + (2f+1)\frac{\Delta z}{2}}{\left(d + 2b + (2f+1)\frac{\Delta z}{2} \right)^2 + \left(\frac{1}{2}(R_{v+1,f} - R_{vf})(2v+1) \right)^2} \right] \quad (19)$$

Таким образом, напряженность магнитного поля, наведенного намагниченной локальной областью, может быть рассчитана по следующей формуле

$$H_\phi = \frac{a^2}{8bS_\phi} \left(\sum_{v=1}^T \sum_{f=1}^F \left[\frac{0,5\Delta R_{vf}(2v+1)M'_{\rho vf}}{(d + (2f+1)0,5\Delta z)^2 + (0,5\Delta R_{vf}(2v+1))^2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{0,5\Delta R_{vf}(2v+1)M'_{\rho vf}}{(d + 2b + (2f+1)0,5\Delta z)^2 + (0,5\Delta R_{vf}(2v+1))^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{(d + (2f+1)0,5\Delta z)M'_{z vf}}{(d + (2f+1)0,5\Delta z)^2 + (0,5\Delta R_{vf}(2v+1))^2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{(d + 2b + (2f+1)0,5\Delta z)M'_{z vf}}{((d + 2b + (2f+1)0,5\Delta z))^2 + (0,5\Delta R_{vf}(2v+1))^2} \right] \right) \quad (20)$$

здесь обозначено $\Delta R_{vf} = R_{v+1,f} - R_{vf}$

По такой же формуле рассчитывается напряженность магнитного поля в сердечнике второго полуэлемента феррозонда, только изменяется d на $d' = d + 2b + c$. Выходное напряжение феррозонда включенного по градиентометрической схеме рассчитывается по формуле

$$U_{2m} = k(H_{\phi 1} - H_{\phi 2}) = k\nabla H_{\phi} \quad (21)$$

где k -коэффициент передачи феррозонда по амплитуде второй гармоники; $H_{\phi 1}, H_{\phi 2}$ -напряженность магнитного поля в первом и втором полуэлементах феррозонда.

3. Функция намагниченности при многочастотном перемагничивании поверхности контролируемой детали.

Перемагничивание поверхностного слоя происходит двумя полями [7]

$$H_{S_2} = H_{mS_2} \sin S_2 t; \quad H_{\omega} = H_{m\omega} \cos \omega t$$

для амплитуд H_{mS_2} и $H_{m\omega}$ и частот S_2 и ω справедливы соотношения

$$H_{mS_2} \geq H_{m\omega}; \quad \omega \gg S_2; \quad H_{mS_2} \cdot S_2 \leq H_{m\omega} \cdot \omega \quad (22)$$

Глубина проникновения в металл низкочастотного поля

$$a_{S_2} = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \mu \gamma S_2}}, \quad (23)$$

где γ -проводимость ферромагнитного материала; μ -относительная магнитная проницаемость материала; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, много больше проникновение высокочастотного электромагнитного поля, которое равно [8]

$$a_{\omega} = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \mu \gamma \omega}} \ll a_{S_2} \quad (24)$$

Весь процесс взаимодействия ферромагнитного полупространства с двумя магнитными полями будет проходить в тонком (до 500 мкм) упрочняемом слое, соизмеримом с длиной волны высокочастотного поля в ферромагнетике. Напряженность низкочастотного поля по всей толщине упрочняемого слоя считается постоянной, влиянием высокочастотных вихревых токов пренебрегаем.

Зависимость намагниченности $M(t)$ раскладывается в ряд Фурье [7,8] и определяются коэффициенты вторых гармоник. Это значение намагниченности соответствует величине напряженности поля в каждом ЭО рассчитываемого по формуле [3]. Напряженность магнитного поля наведенного намагнченным участком контролируемой детали определяется с помощью теоремы о взаимности [6].

4. Результаты численного эксперимента.

В численном эксперименте использовалась катушка длиной $z_2 - z_1 = 35$ мм, с внутренним и внешним радиусами $\rho_1 = 6$ мм, $\rho_2 = 12$ мм. Число витков $w = 500$. Считалось, что в катушку подается импульс тока амплитудой $3 \cdot 10^5$ А.

Значения градиента магнитного поля рассчитывались при различных величинах коэрцитивной силы материала и при различной толщине упрочняемого слоя. Результаты расчета представлены в таблице 1.

Таблица 1 Зависимость градиента магнитного поля от коэрцитивной силы и от толщины упрочняемого слоя

Сталь20 Коэрцитивная сила, А/м	450	470	490	510	530	550
Градиент магнитного поля, А/м ² Толщина слоя 0,05 мм	$2,4 \cdot 10^4$	$2,65 \cdot 10^4$	$2,78 \cdot 10^4$	$3,01 \cdot 10^4$	$3,21 \cdot 10^4$	$3,45 \cdot 10^4$
Градиент магнитного поля, А/м ² Толщина слоя 0,15 мм	$2,51 \cdot 10^4$	$2,72 \cdot 10^4$	$2,82 \cdot 10^4$	$3,14 \cdot 10^4$	$3,33 \cdot 10^4$	$3,56 \cdot 10^4$
Градиент магнитного поля, А/м ² Толщина слоя 0,25 мм	$2,56 \cdot 10^4$	$2,75 \cdot 10^4$	$2,86 \cdot 10^4$	$3,18 \cdot 10^4$	$3,38 \cdot 10^4$	$3,61 \cdot 10^4$
Сталь 40Х Коэрцитивная сила, А/м	1200	1300	1400	1500	1600	1800
Градиент магнитного поля, А/м ² Толщина слоя 0,05 мм	$6,6 \cdot 10^4$	$7,12 \cdot 10^4$	$7,6 \cdot 10^4$	$8,15 \cdot 10^4$	$8,67 \cdot 10^4$	$9,12 \cdot 10^4$
Градиент магнитного поля, А/м ² Толщина слоя 0,15 мм	$6,69 \cdot 10^4$	$7,22 \cdot 10^4$	$7,69 \cdot 10^4$	$8,23 \cdot 10^4$	$8,74 \cdot 10^4$	$9,2 \cdot 10^4$
Градиент магнитного поля, А/м ² Толщина слоя 0,25 мм	$6,75 \cdot 10^4$	$7,3 \cdot 10^4$	$7,73 \cdot 10^4$	$8,28 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^4$	$9,25 \cdot 10^4$

Данные, приведенные в таблице 1, свидетельствуют о том, что градиент магнитного поля намагнченной области под катушкой в значительно большей степени зависит от коэрцитивной силы ферромагнитного металла, чем от толщины упрочняемого слоя. Расчет амплитуды второй гармоники

при двухчастотном намагничивании ферромагнитного металла проводился для двух ферромагнитных материалов – стали 20 и 40Х, которые до виброупрочнения имели следующие магнитные параметры:

Сталь 20: $M_s = 1,5 \cdot 10^6$ А/м; $H_c = 440$ А/м; $M_r = 0,91 \cdot 10^6$ А/м;
 $M_c = 0,64 \cdot 10^6$ А/м.

Сталь 40Х: $M_s = 1,45 \cdot 10^6$ А/м; $H_c = 1200$ А/м; $M_r = 0,71 \cdot 10^6$ А/м;
 $M_c = 0,42 \cdot 10^6$ А/м.

На рис. 4 показана зависимость напряженности амплитуды второй гармоники измеряемого магнитного поля в феррозонде от толщины упрочняемого слоя.

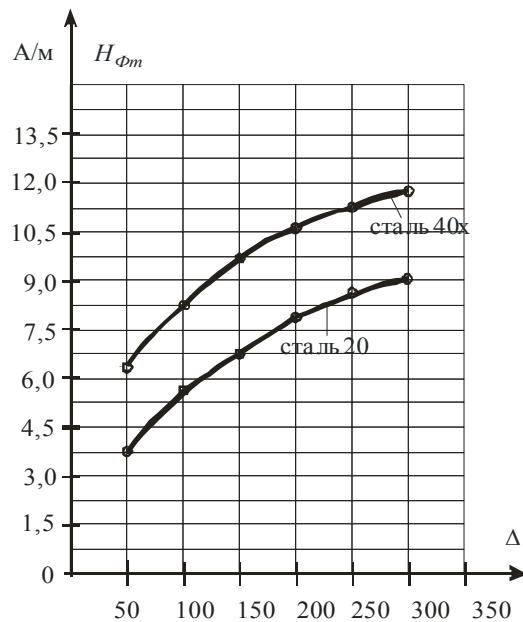


Рис. 4. Зависимость напряженности $H_{\phi m}$ от толщины упрочняемого слоя

На рис. 5. приведен график зависимости амплитуды второй гармоники напряженности двухчастотного электромагнитного поля в сердечнике феррозонда от коэрцитивной силы.

Как видно из графиков зависимость амплитуды второй гармоники от толщины упрочняемого слоя несколько существеннее, чем от коэрцитивной силы (на 25-30%).

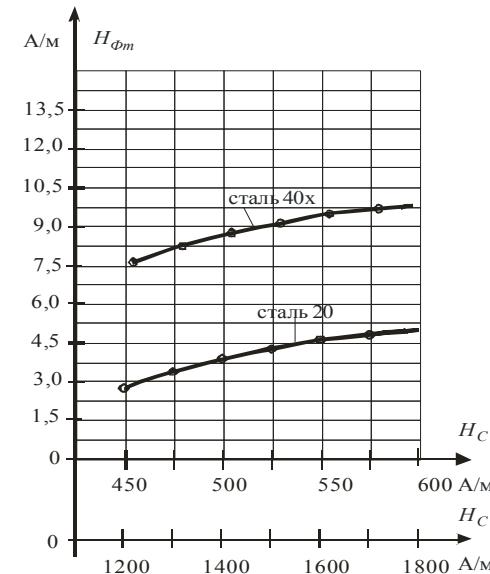


Рис.5. Зависимость напряженности $H_{\phi m}$ от коэрцитивной силы

Заключение. Толщину и микротвердость виброупрочненного слоя металла можно рассматривать как линейные зависимости показаний импульсного градиентометра и электромагнитного двухчастотного прибора. Зависимость толщины упрочняемого слоя металла в основном определяется по амплитуде второй гармоники.

Список литературы: 1.Бабичев А.В.Основы вибрационной обработки/ А.В.Бабичев, И.А.Бабичев //Основы вибрационной обработки –Ростов -на – Дону. Изд-во ДГТУ, 1999.-120 с. 2. Матюк В.Ф. Особенности влияния амплитуды и числа импульсов магнитного поля на величину градиента нормальной составляющей поля остаточной намагниченности при локальном намагничивании толстых изделий // Дефектоскопия.-1996, № 3-е, с.18-24.3. Анисимов С.Д. Электромагнитный неразрушающий контроль упрочненного слоя поверхности стальных изделий/ Анисимов С.Д., Ананченко Л.Н., Виноградова Н.Ю., Рогов И.Е./ Дефектоскопия, №1,2000,с.17-29.4. Никитченко А.Г. Расчет магнитных полей и интегральных характеристик электромагнитов с незамкнутым магнитопроводом / А.Г.Никитенко, В.П. Гринченков, Ю.А.Бахвалов // Электромеханика.-1977, №11, с. 1067-1072. 5. Мильгуй М.А. Формулы для описания нелинейных гистерезисных свойств ферромагнетиков // Дефектоскопия.-1987, №8,с.3-9. 6. Поливанов К.М. Потокосцепление намагниченного тела и электрического контура // Сборник «Исследование в области теоретического и прикладного магнетизма. АМССР Свердловск, 1967,с.181-189. 7. Мизин В.Г.Процесс двухчастотного перемагничивания ферромагнетика/ Винокуров В.Г// Методы и приборы автоматического неразрушающего контроля. - Рига, 1980, с .59-69. 8.Чурносов А.П. Математические модели магнитных полей в измерительных преобразователях твердости и толщины виброупрочненного верхнего слоя металла/ М.А.Калмыков, Д.Б.Карлов, В.В.Яковенко // Вібрації в техніці та технологіях , №3(59), 2010.,с 135-138. 9.Чурносов А.П.Математические модели магнитных полей в измерительных преобразователях твердости и толщины виброупрочненного верхнего слоя металла/ А.П.Чурносов,Д.В.Карлов, В.В.Яковенко// Вібрації в техніці та технологіях №3(59).2010.-с.135-139.

Поступила в редакцию 20.05.11

В.Г. ЛЕВЧЕНКО, аспирант, НТУ "ХПІ", Харків

РЕКОНСТРУКЦІЯ ПОВЕРХНОСТІ СВАРОЧНОГО ШВА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ СКАНИРОВАННЯ ВИХРЕТОКОВЫМ ДАТЧИКОМ

В роботі запропоновано метод реконструкції поверхні зварного шва на основі даних, отриманих в результаті сканування його поверхні вихрострумовими перетворювачами накладного та проходного типів. Отримано результати сканування у вигляді графіків поверхні зварного шва за рахунок рішення зворотньої електромагнітної задачі.

The method of reconstruction of the surface of the weld on the basis of data obtained by scanning its surface plated transducer and passing types. Try the scan results in graphs surface of the weld due to reverse the decision of the electromagnetic problem.

Вступление. При неразрушающем контроле сварных соединений зачастую целесообразно применение вихретоковых методов, которые позволяют, наряду с обнаружением дефектов, оценить физико-механическое состояние сварного шва, что дает возможность спрогнозировать его поведение в течении времени при заданных условиях эксплуатации исследуемого объекта. Основным инструментом вихретокового контроля является вихретоковый преобразователь (ВТП), который создает зондирующее электромагнитное поле и регистрирует ответную реакцию в виде выходного сигнала ВТП. Информационный сигнал ВТП зависит от большого числа факторов, в том числе от геометрии объекта контроля (ОК), его электромагнитных свойствах и наявности локальных неоднородностей (дефектов). С одной стороны, многопараметровость информационного сигнала ВТП является явным преимуществом данного метода. С другой стороны, в случае сварного соединения, неопределенность геометрии и существенная неоднородность магнитных и электрических свойств данного объекта вносит неоднозначность в результат контроля дефектов и физико-механических свойств. Зачастую, отстройку от влияния геометрии можно осуществить путем создания зондирующего электромагнитного поля определенной геометрии и частоты. Что касается неоднородности электромагнитных свойств, то учет этого фактора можно выполнить только после сложных и трудоемких дополнительных исследований (магнитных и электрических испытаний) [1].

Основная часть. Задачей настоящей работы является трехмерная реконструкция структуры сварного соединения с учетом его специфических магнитных и электрических свойств, по выходному сигналу ВТП в электромагнитном поле со специальной геометрией в зоне контроля. В работе [2] авторами была предложена математическая модель сварного

соединения, которая основана на взаимодействии элементарных колецевых вихревых токов в ОК с внешним зондирующем электромагнитным полем. Суперпозиция всех элементарных магнитных полей системы "ВТП-ОК" в математическом плане приводит к решению простой системы линейных алгебраических уравнений.

$$\begin{cases} \dot{Z}_{hh} = \text{const} & \dot{Z}_{hu} = \text{const} & \dot{Z}_{ho} = \text{const} \\ \dot{Z}_{uh} = \text{const} & \dot{Z}_{uu} = \text{const} & \dot{Z}_{uo} = \text{const} \\ \dot{Z}_{oh} = \text{const} & \dot{Z}_{ou} \neq \text{const} & \dot{Z}_{oo} \neq \text{const} \end{cases} \times \begin{vmatrix} \dot{I}_h \\ \dot{I}_u \\ \dot{I}_o \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \dot{E}_h \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (1)$$

где \dot{Z}_{hh} , \dot{Z}_{hi} , \dot{Z}_{ho} , \dot{Z}_{ih} , \dot{Z}_{ii} , \dot{Z}_{io} , \dot{Z}_{oi} , \dot{Z}_{oo} - коэффициенты, представляющие собой соответствующие комплексные сопротивления обмоток и образца, а также учитывающие магнитные связи системы;

\dot{I}_h , \dot{I}_i и \dot{I}_o - намагничивающий, измерительный и вихревой ток; \dot{E}_h - ЭДС в намагничивающей обмотке преобразователя.

Обратная задача восстановления поверхности сварного шва решается по следующему алгоритму. Вначале, в качестве известных параметров принимаются измеренные значения намагничивающего тока \dot{I}_h и выходной сигнал измерительной обмотки ВТП (амплитуда и фаза тока \dot{I}_i). В качестве неизвестного вихревого тока \dot{I}_o в объекте контроля принимаются предварительно рассчитанные значения для идеализированной модели сварного соединения. Коэффициенты \dot{Z}_{hh} , \dot{Z}_{hi} , \dot{Z}_{ho} , \dot{Z}_{ih} , \dot{Z}_{ii} , \dot{Z}_{io} , \dot{Z}_{oi} для витков намагничивающей и измерительной обмоток рассчитываются по разработанной ранее методике [2]. При этом, коэффициенты \dot{Z}_{oi} , \dot{Z}_{oo} , которые описывают взаимодействие ОК с обмотками ВТП считаются неизвестными. Решение уравнения (1) для искомых коэффициентов \dot{Z}_{oi} , \dot{Z}_{oo} осуществляется с использованием метода решения переопределенных систем или задачи линейного программирования в системе Matlab.

Для подтверждения предложенного метода были проведены исследования геометрии сварного соединения трубы, фрагмент которой показан на рис. 1. Труба помещалась в поперечное по отношению ее оси, электромагнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца. На рис. 2 приведена функциональная схема установки, реализующая амплитудный и фазовый методы сканирования сварного шва в поперечном однородном магнитном поле. Установка содержит вихретоковые преобразователи проходного ПВТП и накладного НВТП типа.

Исходными данными для расчета является семейство выходных сигналов проходной и накладной измерительных обмоток вихретокового

преобразователя, которые получены сканированием ОК в продольном и радиальном направлении (по образующей цилиндра).



Рис. 1 Объект исследования со сварным швом.

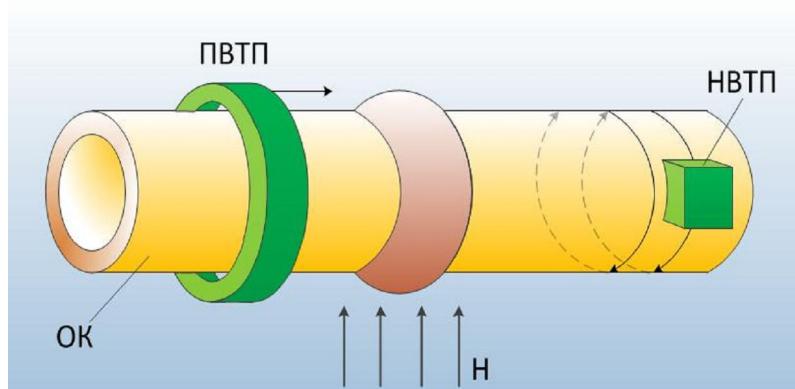


Рис. 2. Функциональная схема системы контроля

В выбранных отсчетных точках по длине и образующей были получены зависимости выходного сигнала ВТП для обеих измерительных обмоток. Для каждой отсчетной точки (шаг 2 мм) решалось уравнение (1) относительно неизвестных коэффициентов \dot{Z}_{oi} и \dot{Z}_{oo} . Далее, исходя из известных магнитных и электрических свойств шва и основного металла, с

использованием соответствующих алгоритмов системы Matlab восстанавливалась трехмерная геометрия поверхности сварного соединения, которая показана на рис. 3.

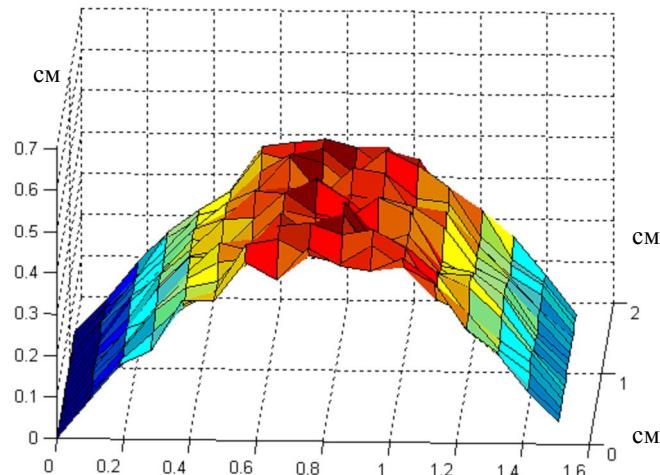


Рис. 3. Реконструкция поверхности фрагмента трубы со сварным швом.

Поверхность сварного соединения отображается на графике в реальных единицах измерения и соответствует специфическим размерам самого шва.

Выводы. Полученная в результате расчетов поверхность сварного соединения существенно идеализирована и не отображает реального состояния шва, по причине недостаточного набора исходных экспериментальных данных и малой разрешающей способности измерительной обмотки ВТП. Тем не менее, данный метод дает принципиальную возможность осуществлять трехмерную реконструкцию геометрии исследуемых объектов, в том числе и с дефектами.

Список литературы: 1. Неразрушающий контроль: Справочник. В 7 т. Т. 2 / Под общ. ред. В.В Клюева. – М.: Машиностроение, – 2003. – 688 с. 2. Тюпа И.В., Левченко В.Г. Расчетные и экспериментальные исследования сварного соединения. Вісник Національного технічного університету "Харківський політехнічний інститут". – Харків: НТУ "ХПІ"- №14.- 2009. –С.104-108.

Поступила в редакцию 20.05.11

Г.М. СУЧКОВ, доктор техн. наук, НТУ «ХПІ», Харків

В.М. ЄРОЩЕНКОВ, студент, НТУ «ХПІ», Харків

Е.В. МІЩАНЧУК, студент, НТУ «ХПІ», Харків

К.Л. НОЗДРАЧОВА, асистент, НТУ «ХПІ», Харків

Н.В. ТИТОВА, к.т.н., доц., БУМіБ, Бердянськ

МОЖЛИВІСТЬ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КОНТРОЛЮ ЗВАРНИХ З'ЄДНАНЬ БЕЗ ВИДАЛЕННЯ ФАРБОВОГО ПОКРИТТЯ

Виконано дослідження спрямовані на розробку технології ультразвукового контролю виробів із зварними швами при відсутності операцій зачистки поверхні металу від фарби. Визначено умови, за яких можлива реалізація нової технології.

The studies aimed at developing technology ultrasonic testing products with welds in the absence of operations stripping paint from metal surfaces. The conditions under which the possible implementation of new technology.

Вступ. Рівень промислового розвитку провідних країн на сучасному етапі характеризується не тільки об'ємом виробництва та асортиментом випущеної продукції, але і показниками її якості. Ось чому одна з найважливіших задач у промисловості - це постійне покращення якості випущеної продукції. Сучасна технологія нараховує сотні різноманітних способів зварювання. Якість зварних з'єднань перевіряють вибірковими руйнівними та неруйнівними випробуваннями за допомогою радіаційних, ультразвукових, магнітних, електромагнітних та інших методів контролю. Проведені в останні роки роботи показують, що якість зварних з'єднань коливається у широкому діапазоні і в окремих галузях промисловості та будівництві може бути недостатньою [1]. Тому постає проблема якісного, достовірного і безпечного контролю зварних з'єднань. Важливе значення має розроблення методів, які б дозволяли визначати дефекти в зварних з'єднаннях з достатньою достовірністю при малих втратах часу на проведення дефектоскопії. Аналіз операцій підготовки та проведення контролю показав, що суттєві втрати часу відбуваються в процесі підготовки поверхні введення ультразвукових імпульсів в об'єкт контролю – його зачистки. Тому робота, направлена на розробку технології контролю зварних швів, без видалення фарбового покриття з поверхні металу, є актуальну.

Основна частина. Під час первинних досліджень і розробки методу контролю використані взірці з вуглецевих і марганцевистих сталей з товщиною від 10 до 100 мм, в яких виготовлені зварні з'єднання з повним проплавленням. Подальші дослідження виконані на реальних промислових об'єктах – корпусах суден, будівельних конструкціях, нафто- та газопроводах та ін., поверхня яких була захищена від корозійних уражень фарбою з різною товщиною нанесеного шару. Дослідження виконані

спеціалістом 2 рівня з ультразвукового контролю. Контроль проводився дефектоскопом УД4-Т прямими і похилими перетворювачами поздовжніх і поперечних хвиль з кутом введення $0^\circ \pm 1,5^\circ$; $45^\circ \pm 1,5^\circ$; $60^\circ \pm 1,5^\circ$ та $70^\circ \pm 2^\circ$ робочою частотою від 2 до 5 МГц. Для настроювання параметрів дефектоскопа: лінійності розгортки; лінійності підсилення прийомного тракту (результати настроювання наведено в таблиці 1).

Таблиця 1 Допустимі обмеження лінійності посилення дефектоскопу

Посилення, дБ	Висота сигналу на екрані, %	Обмеження
+2	101	Не менше ніж 95%
0	80	(опорна лінія, вісь координат)
-6	40	Від 37% до 43%
-12	20	Від 17% до 23%
-18	10	Від 8% до 12%
-24	5	нижче 8%, який бачимо

Налаштування параметрів контролю та дефектоскопу виконувалося на стандартних зразках за ISO V1 і V2 та двох, однакових за характеристиками, спеціальних зразках, дані яких наведені в таблиці 2. Кожен спеціальний контрольний зразок (К3) не повинен мати внутрішніх дефектів і повинен бути виготовлений з того ж матеріалу, що й об'єкт контролю. К3 повинен бути забезпечений сертифікатом, що підтверджує марку матеріалу, з якого він виготовлений, і метрологічним свідоцтвом про його основні геометричні розміри. На одному з таких зразків на поверхні введення УЗ імпульсів було нанесено шар фарби. Матеріал покриття і технологія його нанесення повинні бути такими ж, як на об'єкті контролю. В К3 виготовлені моделі дефектів у вигляді бічних циліндричних свердлінь.

Час дії розгортки дефектоскопа вибирається таким, щоб перекрити мінімум $1.25 S$ зони сканування. Необхідний розмір зони сканування (S) залежить від товщини об'єкта і обчислюється таким чином:

$$S = 2T\tg\alpha,$$

де T - товщина об'єкта контролю;

α - кут введення акустичних імпульсів похилим перетворювачем.

Для визначення зміни амплітуди луна-сигналу від бокового свердління в контрольному зразку, при зміні відстані до свердління, будеться крива дистанційно-амплітудного коригування (DAC-крива).

Положення перетворювачів та їх позиції відносно моделі дефекту, як показано на рис.1.

Таблиця 2 Вимоги до спеціальних контрольних зразків

Товщина контролюемого матеріалу (мм)	Товщина зразка (мм)	Діаметр бокового свердління (мм)	Відстань від свердління до однієї з поверхонь зразка (мм)
$10 < t \leq 50$	40 або T	$\varnothing 3 \pm 0.2$	T/2 і T/4
$50 < t \leq 100$	75 або T		

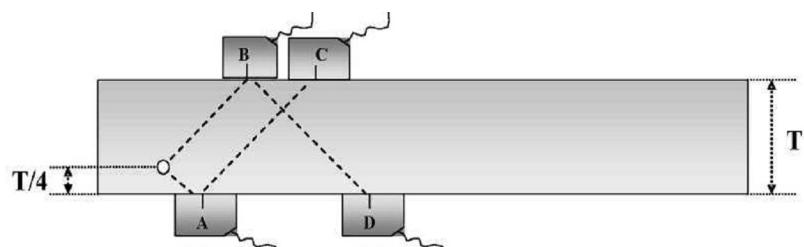


Рис.1. Схема побудови DAC – кривої на КЗ без фарбового покриття

Зображення побудованої DAC – кривої наведено на рис.2.

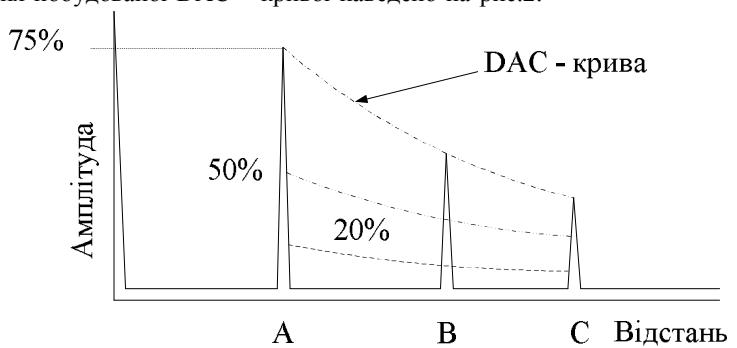


Рис.2. Типове зображення контрольної DAC – кривої

Контрольна крива DAC будеться окрім для прямих і похилих перетворювачів. Для похилих перетворювачів луна-сигнал, відбитий від просвердленого отвору в КЗ максимізується, і регулятор посилення встановлюється так, щоб амплітуда луна-сигналу становила 75% розміру

екрана дефектоскопа (ПВЕ). Налагоджене посилення називається первинним посиленням, встановлюється на різних відстанях до відбивача, як вказано на рис.1, або аналогічних. Відповідні амплітуди луна-сигналу відзначаються на екрані. Ці точки пов'язані лінією з рівномірно розподіленими параметрами, що має довжину розгортки і охоплює необхідну область сканування. Ця лінія є контрольна крива DAC. Перша точка DAC повинна бути обрана так, щоб відстань від точки введення променя до свердління було не менш ніж 0.6 N (N – довжина стріли датчика в більшій зоні). Коли DAC налаштована, дві додаткові криві, 20% і 50% DAC, відображаються на екрані. У місцях, де DAC через значну відстань від перетворювача до моделі дефекту (свердління) зменшується нижче 25% ПВЕ, посилення на цій ділянці має бути збільшено, і створена нова крива DAC, рис.3.

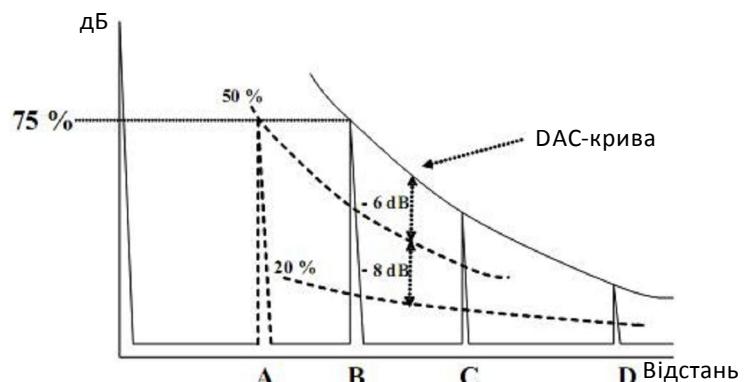


Рис. 3. DAC – крива у випадку значного послаблення ультразвукового сигналу в матеріалі КЗ

Якщо ультразвуковий дефектоскоп оснащений часовим регулюванням чутливості, то у цьому випадку може бути створена DAC-крива у вигляді горизонтальної лінії по всій довжині розгортки.

Подальше налаштування дефектоскопу виконується на контролюємою об'єкті поза зоною званого з'єднання, як це показано на рис.4. Скановані поверхні повинні бути чистими і гладкими, вільні від бруду, окалини, іржі, близько зварювання, і т.д., що може вплинути на результати контролю.

Для надійного контролю використовується та ж контактна рідина, що і для калібрування. Температура контролюваного об'єкту повинна бути між 0° і 40°. Поза цими межами дефектоскоп і датчики потрібно настроювати на контрольному стандартному зразку з тією ж температурою контролюваного вузла. Будь-яка можлива розбіжність у затуханні і характері поверхні між стандартним зразком і контролюваним об'єктом повинна бути перевірена. Перевірка проводиться таким методом.

Використовуються два похилих перетворювача того ж типу, що й під час тестування. Датчики розміщаються на об'єкті контролю, як показано на рис.4.

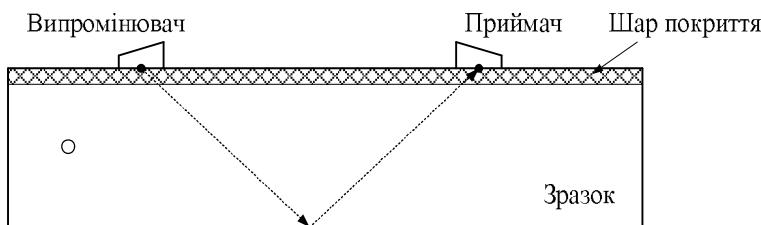


Рис. 4. Пояснення принципу корегування чутливості дефектоскопу та матеріалу контролюемого виробу з нанесеною фарбою на поверхню введення ультразвукових імпульсів

Один з перетворювачів працює як випромінювач, у той час як другий діє як приймач. Перший луна-сигнал доведений до максимуму і за допомогою регулювання посилення налаштовується до досягнення DAC. Відзначається настройка підсилення. Не змінюючи цю настройку підсилення, перетворювачі переміщують на стандартний зразок. Луна-сигнал регулюється до досягнення DAC-кривої, та відзначається налаштування посилення. Різниця в амплітуді луна-сигналу між двома матеріалами може бути визначена за допомогою атенюатора. При цьому вживають наступні заходи:

- якщо різниця показань атенюатора на КЗ і об'єкті контролю менше 2 дБ, коригування не потрібно.
- якщо різниця більше 2 дБ, але менше 12 дБ, її необхідно відрегулювати шляхом збільшення чутливості на визначену різницю.
- якщо послаблення донного сигналу перевищує 12 дБ, необхідно розглянути причину, і виконати подальшу підготовку сканованих поверхонь до проведення контролю, якщо це є доцільним.

Подальші операції контролю проводяться за загальними засадами.

Висновок. Встановлена можливість ультразвукового контролю зварних швів без видалення фарбового покриття.

Список літератури: 1. Неразрушающий контроль : справочник в 7 т. Т. 3. Ультразвуковой контроль / В.В. Клюев, И.Н. Ермолов, Ю.В. Ланге ; под ред. В.В. Клюева. – М. : Машиностроение, 2004. – 864 с.

Поступила в редколегію 20.05.11

УДК 620.179

Ю.Г. БЕЗЫМЯННЫЙ, д-р техн. наук. ИПМ им. И.М. Францевича
НАН Украины, Киев

Г.А. БОГДАН, аспирант, НТУУ «КПІ», Київ

И.Г. ЕВКО, соискатель, НТУУ «КПІ», Київ

Н.А. ИВАНИЮК, аспирант, НТУУ «КПІ», Київ

Е.А. КОЗИРАЦКИЙ, соискатель, ИПМ им. И.М. Францевича
НАН Украины, Київ

КОНТРОЛЬ НЕОДНОРОДНОСТИ СВОЙСТВ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Робота присвячена дослідженню за допомогою вимірювання швидкості поширення пружної хвилі нерівномірності розподілу властивостей у зразках порошкових матеріалів, одержуваних з різних по складу порошків, за різними технологіями і які мають різні комплекси фізико-механічних властивостей.

The present paper is devoted to investigations of inhomogeneity in distribution of properties of powder material samples that were produced from different powder compositions, by different technologies and possess different complexes physical and chemical properties. The investigations have been performed by measuring velocities of elastic wave propagation.

Введение. Цель порошковой металлургии – синтез материалов с наперёд заданными физико-механическими свойствами [1,2]. Теоретическая оценка физических и механических свойств разрабатываемого материала при заданных свойствах исходных порошков возможна далеко не всегда [3]. Для порошковой металлургии характерны разброс свойств изделий в пределах одной партии, неидентичность свойств образцов и реальных изделий, значительно отличающихся по форме и размерам [4]. В результате особенностей технологических процессов и несовершенства технологического оборудования возможен разброс свойств порошкового материала по объёму [5]. Поэтому возникает необходимость получения реальных значений свойств и их разброса для каждого образца материала посредством неразрушающих методов [4]. Перспективными для решения этой задачи являются структурночувствительные акустические методы неразрушающего контроля [6]. Принципы использования акустических методов для оценки неоднородности свойств порошковых материалов изложены в работе [7]. Представляет практический интерес разработка и проверка возможностей методик такого контроля для отработки конкретных технологий создания реальных порошковых материалов.

Постановка задачи. Порошковые материалы – это гетерогенные системы, компоненты которых (частицы) отличаются физическими свойствами, размерами, формой, дисперсностью и т.д. Формирование

структуры и свойств порошкового материала проходит постадийно путём определённых комбинаций прессования и температурной обработки распределённых по объёму пресс-формы порошков. При этом протекают два основных процесса: компактирование и консолидация частиц. Параллельно могут возникать химические превращения и взаимодействия. Среди факторов, влияющих на однородность свойств в объёме материала: неидеальность поверхности частиц, степень равномерности их распределения по объёму, степень равномерности распределения силовых и температурных полей. Комбинация этих факторов носит случайный характер и определяет степень однородности распределения свойств по объёму материала и разброс свойств между партиями образцов.

Задачей настоящей работы является исследование возможности оценки по результатам измерений скорости распространения (СР) упругой волны (УВ) неоднородности свойств в объёме образцов, степени повторяемости свойств между образцами одной и различных партий порошковых материалов, отличающихся свойствами исходных порошков, технологией изготовления, формой и размерами образцов.

Объект исследования: Объектами исследования были изготовленные в ИПМ НАНУ образцы четырёх видов, отличающиеся фазовым составом и размерами частиц исходного порошка, технологией получения и целевым назначением материала, формой и размерами образцов. Характеристики образцов для исследований приведены в таблице, внешний вид – на рис.1. Направление прессования совпадает с направлением 1. Образцы 3 и 4 сразу после указанного технологического процесса получали в приведенном виде. Образцы 1 и 2 после указанного технологического процесса получали сначала в виде технологических заготовок (рис.2), из которых вырезали образцы для исследований. Для устранения приповерхностных дефектов после резки образцы шлифовали.

Таблица Характеристики образцов для исследований

№ п/п	*	Размеры, мм			Технология получения	Фазовый состав	Размеры частиц, мкм	Назначение материала
		<i>l</i>	<i>a</i>	<i>h</i>				
1	а	20-25	3-5	3-5	горячее имп. прессование	WC-20Co	< 5	Высоко-модульный
2	а	20-25	3-5	3-5	-"-	Cu-30Cr	10-25	Электро-контакты
3	а	43	6,3-6,7	6,3-6,8	холодное прессование	Cu-20W Cu-50W	15-100	Специальное
4	б	-	30	14; 18,5	-"-	Fe	<160	Модельный

* – позиция на рис.1.

Экспериментальные исследования. СР УВ С определяли по времени сквозного прохождения упругого импульса через исследуемый образец.

Прозвучивание образцов проводили в двух направлениях. При этом озвучивали различные зоны материала образца. Радиус зоны прозвучивания определяется шириной диаграммы направленности излучающего и приёмного преобразователей. Схемы прозвучивания образцов показаны на рис.1. Стрелками отмечены направления и места приложения оси излучающего преобразователя. Измерение времени прохождения проводили на частоте 5 МГц методом радиоимпульса с дискретной задержкой [8]. Структурная схема измерений показана на рис.3. Её работа описана в [9].

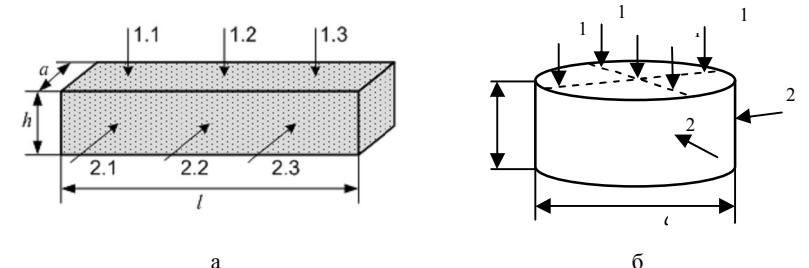


Рис. 1. Образцы для исследований, направления и зоны их прозвучивания.

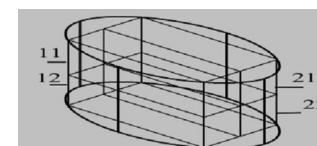


Рис. 2. Схема расположения образцов в технологической заготовке.

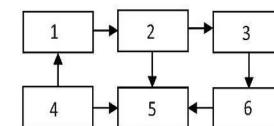


Рис. 3. Структурная схема измерений:
1 – генератор импульсов; 2 и 6 – усилитель;
3 – акустическая измерительная камера;
4 – измеритель временных интервалов;
5 – двухканальный осциллограф.

Скорость распространения упругой волны определяли по формуле:

$$C = \frac{h}{t_{изм} - t_o},$$

где $t_{изм}$ – измеряемое время; t_o – систематическая погрешность измерений.

Погрешность определения СР УВ в исследуемых образцах не превышала 0,5 %.

На рис.4 приведены результаты определения СР УВ в различных направлениях и для разных зон прозвучивания одного образца: № 1, 2, 3 или 4.

На рис.5 приведены результаты определения СР УВ для зоны 2 в различных направлениях прозвучивания образцов № 1 и 2, вырезанных из разных участков технологической заготовки.

На рис.6 приведены результаты определения СР УВ для зоны 2 в различных направлениях прозвучивания образцов № 1 и 2, вырезанных из разных участков технологической заготовки и изготовленных в разных плавках при одинаковых технологических режимах.

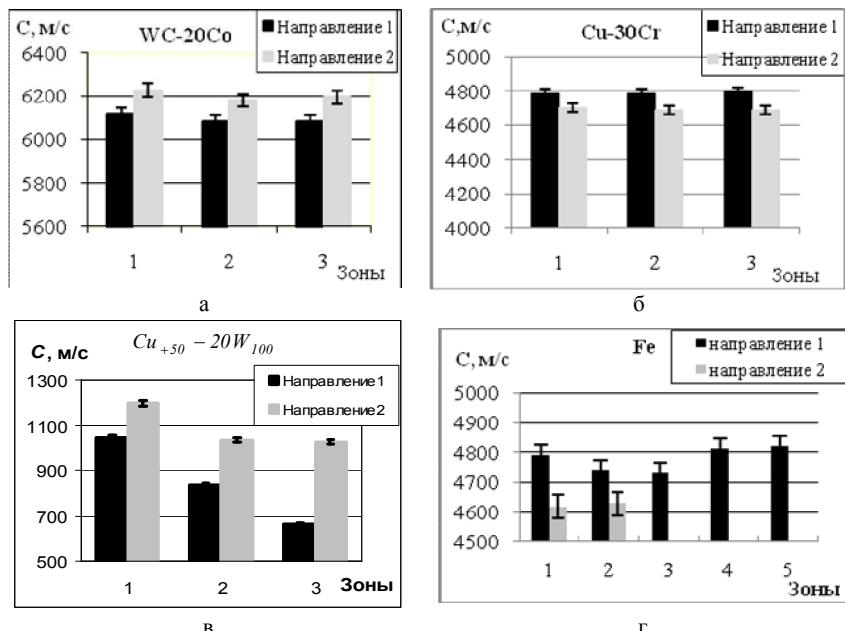


Рис. 4. Распределение скорости распространения упругой волны по зонам образца для разных направлений прозвучивания: а – №1; б – №2; в – №3 и г – №4.

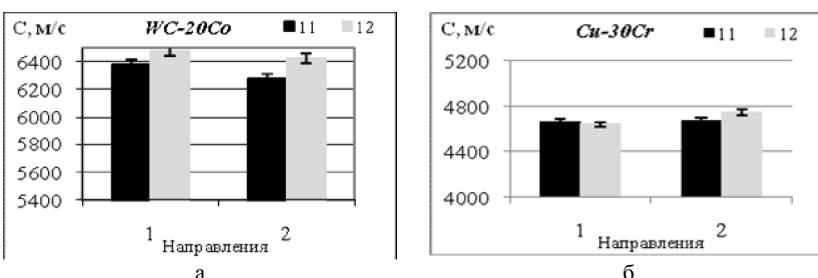


Рис. 5. Распределение скорости распространения упругой волны по направлениям прозвучивания в зоне 2 образцов № 1 и 2, вырезанных из разных участков (11 и 12) технологической заготовки.

На рис.7 приведены результаты определения СР УВ в различных направлениях и для разных зон прозвучивания образцов № 4 из одной партии одинаковых и разных размеров.

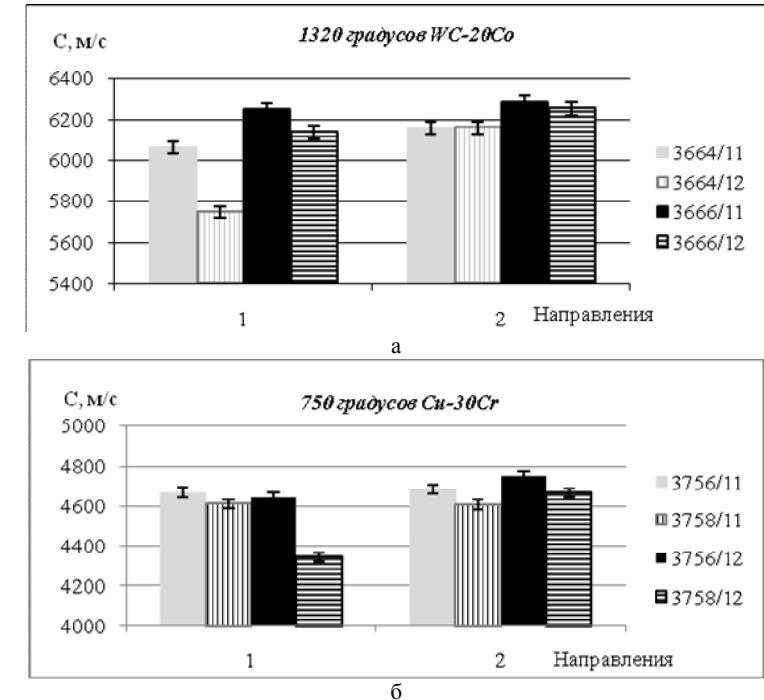


Рис. 6. Распределение скорости распространения упругой волны по направлениям прозвучивания в зоне 2 образцов № 1 и 2, вырезанных из разных участков (11 и 12) технологической заготовки и изготовленных в разных плавках (а – 3664 и 3666, б – 3756 и 3758) при одинаковых технологических режимах.

На рис.8 приведены результаты определения СР УВ в различных направлениях и для разных зон прозвучивания образца № 3 при варьировании массового содержания фаз в исходных порошках.

На рис.9 приведены результаты определения СР УВ в различных направлениях и для разных зон прозвучивания образца № 3 при варьировании соотношения размеров фаз в исходных порошках.

Анализ результатов. Из рис.4 видно, что для материалов, получаемых по технологии горячего импульсного прессования, разброс значений СР УВ в направлении, перпендикулярном направлению прессования, измеренных на одном образце для одного направления прозвучивания в различных зонах, находится в пределах погрешности измерений, тогда как для технологии холодного прессования этот разброс значительно превышает погрешность измерений и доходит до 20 % при прозвучивании в направлении прессования и 10 – в перпендикулярном. У всех образцов установлена анизотропия свойств, величина которой для каждого материала отличается.

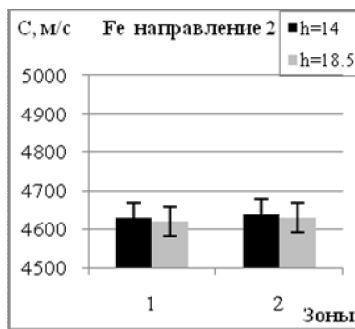
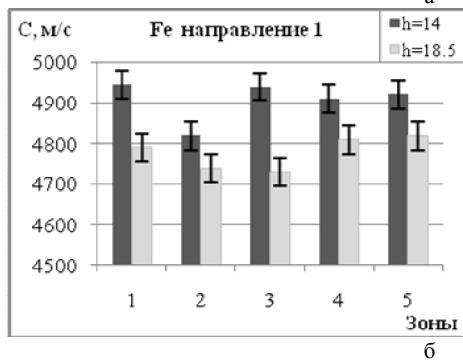
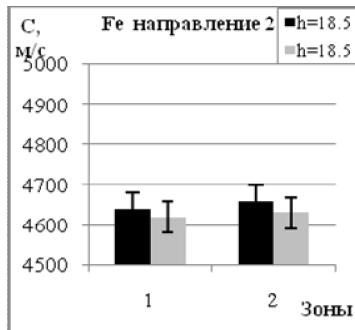
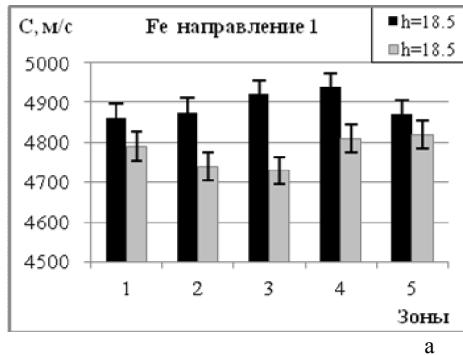


Рис.7. Распределение скорости распространения упругой волны по направлениям и зонам прозвучивания образцов № 4, изготовленных в одной партии при одинаковых технологических режимах, если размеры образцов:
а – одинаковые; б – разные.

Из рис.5 видно, что для материалов Cu-30Cr разброс значений СР УВ в направлении прессования по оси симметрии технологической заготовки, измеренный при прозвучивании вдоль оси прессования остаётся в пределах погрешности измерений и становится соизмеримым с ней при прозвучивании в направлении, перпендикулярном прессованию. Для WC-20Co этот разброс превышает погрешность измерений и доходит до 4 % при прозвучивании в направлении прессования и 5 – в перпендикулярном. Анизотропия свойств материалов сохраняется. Меньший разброс значений СР УВ в Cu-30Cr по сравнению с WC-20Co, очевидно, связан с более мягкой матрицей материала.

Из рис.6 видно, что для обоих материалов, получаемых по технологии горячего импульсного прессования, разброс значений СР УВ в направлении прессования по оси симметрии технологической заготовки для различных плавок увеличивается на несколько процентов. Кроме того, при прозвучивании в направлении прессования возможно появления значений с

уменьшением значений СР УВ до 10 %. Последнее, очевидно, связано с появлением дефектных образцов с повышенной пористостью.

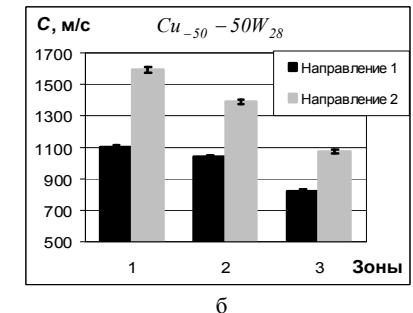
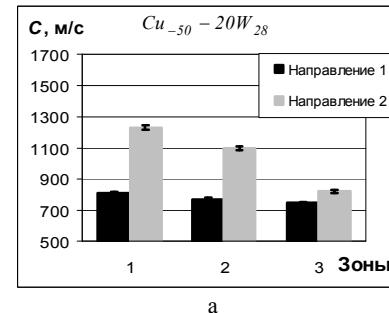


Рис. 8. Распределение скорости распространения упругой волны по зонам для разных направлений прозвучивания образца № 3 в зависимости от содержания добавки: а – 20, б – 50 м.ч. W.

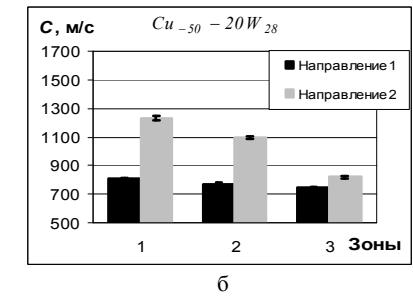
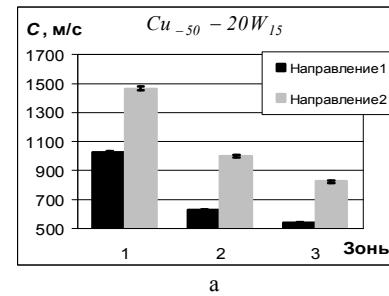


Рис. 9. Распределение скорости распространения упругой волны по зонам для разных направлений прозвучивания образца № 3 в зависимости от размеров частиц W: а – 15, б – 28 мкм.

Из рис. 7 видно, что для материалов, получаемых по технологии холодного прессования, разброс значений СР УВ для различных образцов также увеличивается. При этом образцы большего размера имеют меньший разброс значений между собой.

Из рис. 8 и 9 видно, что для материалов, получаемых по технологии холодного прессования, разброс значений СР УВ существенно зависит от содержания фаз и соотношения размеров частиц.

Чувствительность СР УВ к изменениям в исследуемых материалах в рассматриваемых случаях можно объяснить следующим. В результате особенностей исследуемых технологических процессов в материалах формировалась неоднородная (статистически однородная) структура. Поэтому, измеряемое в процессе эксперимента эффективное значение СР УВ, по аналогии с двухфазным материалом [10], является функцией свойств матрицы, добавочных компонентов, качества контактов между ними,

остаточной пористости и результатов химического взаимодействия между компонентами, а так же других случайных факторов. Что и показано экспериментально.

Выводы. Установлено, что значение скорости распространения упругой волны в объеме изделия из порошкового материала неодинаковы и зависят от зоны и направления прозвучивания, различно ориентированных относительно направления прессования, свойств и комбинаций исходных порошков, особенностей технологического процесса. Разброс этих значений увеличивается для различных изделий и партий изделий.

Физическая связь скорости распространения упругой волны с другими свойствами материала (как минимум, плотностью, характеристиками упругости и дефектностью) позволяет предположить, что разброс скорости связан с разбросом и этих характеристик. Поэтому неравномерность скорости распространения упругой волны может быть мерой неоднородности свойств получаемых материалов и качества технологического процесса.

Дальнейшее направление исследований может быть связано с использованием для подобных оценок других структурочувствительных акустических характеристик материала, например, затухания упругой волны. Список литературы: 1. Бальшин М. Ю. Научные основы порошковой металлургии и металлургии волокна. – М.: Металлургия, 1972. – 336 с. 2. Сучасне матеріалознавство ХХІ сторіччя. / Відп. ред. І.К.Похідня. - Кий: Наук. думка, 1998. С. 447-472. 3. Скороход В.В. Теория физических свойств пористых и композиционных материалов и принципы управления их микроструктурой в технологических процессах // Порошковая металлургия. – 1995. – № 1/2. – С.53-70. 4. Роман О.В., Скороход В.В., Фриман Г.Р. Ультразвуковой и резистометрический контроль в порошковой металлургии. – Мн.: Вышш. шк., 1989. – 182 с. 5. Федорченко И.М., Андреевский Р.А. Основы порошковой металлургии. – К.: АН УССР, 1963. – 420 с. 6. Безымянный Ю.Г. Возможности акустических методов при контроле структуры и физико-механических свойств пористых материалов // Порошковая металлургия. – 2001. – № 5-6. – С.23-33. 7. Безымянный Ю.Г. Акустическое отображение материалов, изготавляемых методами порошковой металлургии. // Акустичний вісник. – т.9. № 2. – 2006. – С.3-16. 8. Труэлл Р., Эльбрус Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. – М.: Мир, 1972. – 302 с. 9. Безымянный Ю.Г., Спіфандцева Т.О., Козирацький С.О. Дослідження впливу структури композита на основі мідного порошку із вольфрамовими вкрапленнями на швидкість поширення пружної хвилі. // Вісник Національного технічного університету "ХПІ". Зб. наук. праць. Тематичний випуск "Електроенергетика и преобразовательная техника". – Харків: НТУ "ХПІ" – № 12. – 2010. С. 148-155. 10. Безымянный Ю. Г. Использование акустических характеристик для контроля структуры пористых материалов // Электронная микроскопия и прочность материалов. – К. – 1999. – С. 93-105.

Поступила в редакцию 20.05.11

СОДЕРЖАНИЕ

Стенциль Й.І., Рябіченко А.В., Літвінов К.А. Фізичні моделі перетворень в ультразвукових засобах контролю рівня рідинних середовищ	3
Стенциль Й.І., Євсюков В.В., Шаповалов О.І. Математичні моделі ультразвукового засобу контролю рівня рідинних середовищ за реперним каналом	19
Стенциль Й.І., Поркуян О.В., Проказа О.І. Дослідження вимірювального контролю технологічних параметрів при реологічних перетвореннях хімічних процесів	31
Стенциль Й.І., Поркуян О.В., Кузнецова О.В. Дослідження похибок оптимального контролю технологічного процесу випарювання аміачної селітри методом інтегрального функціоналу	37
Стенциль Й.І., Шаповалов О.І., Томсон А.В., Янішина А.С. Основи теорії магнітострікційного засобу контролю рівня рідинних середовищ	45
Стенциль Й.І., Томсон А.В., Євсюков В.В., Літвінов К.А. Дослідження похибок реперного каналу ультразвукових засобів контролю рівня рідинних середовищ	55
Кондрашов С.І., Григоренко І.В., Денисенко Г.О. Дослідження можливості корекції динамічної похибки при тестовому контролі у випадку експоненційної моделі зміни входного сигналу	61
Баранов М.И., Лысенко В.О. Приближенный расчет напряженности магнитного поля и плотности тока в воздействующем на древесину сильноточном плазменном канале искрового разряда линейной молнии	69
Киреева Ж.А., Киреев В.А., Семенец А.Ю. Диагностирование ошибок монтажа цифровых узлов радиоэлектронной аппаратуры	79
Авраменко А.А., Скопенко В.В., Горкунова И.Б. Вихревотоковый контроль дефектов цилиндрических изделий в поперечном поле	84
Глоба С.Н. Физические основы капиллярного неразрушающего контроля	88
Горкунов Б.М., Тищенко А.А. Метод суперпозиции при определении глубины упрочненного слоя вихревотоковым методом	94
Глебова Л.В. Выбор режимов работы емкостного преобразователя акустических колебаний	98
Львов С.Г., Багмет О.Л., Скопенко В.В. Устройство для размагничивания ферромагнитных изделий	102
Сучков Г.М., Десятниченко А.В. Портативный ЭМА толщиномер для контроля металлоизделий	106
Полулях К.С., Медведева Л.А., Тополов И.И. К расчету параметров цифровых вольтметров уравновешивающего преобразования	111

Сучков Г. М., Хомяк Ю.В., Добробаба М.В. Исследование модели накладного ортогонального вихревокового преобразователя.....	113
Хорошайло Ю.Е., Светличный В.А. Математическая модель накладного трансформаторного вихревокового преобразователя.....	127
Гальченко В.Я., Остапущенко Д.Л., Якимов А. Н. Эффективный алгоритм анализа топографии магнитного поля в задачах оптимального синтеза проходных аксиально-симметричных намагничивающих систем.....	133
Рижиков В.Д., Ополонін О.Д., Волков В.Г., Лисецька О.К., Галкін С.Н., Воронкін Е.Ф. Двохенергетична цифрова рентгенографічна система з можливістю розділення речовин за ефективним атомним номером.....	144
Тюпа И.В. Формализованный метод расчета информационного вихревого тока в объекте контроля.....	152
Горбашова А.Г., Петрищев О.Н., Сучков Г.М. Электромагнитное возбуждение радиально распространяющихся поверхностных волн Рэлея	159
Мирошиниченко О.Н., Чурносов А.П., Яковенко В.В. Магнитный неразрушающий контроль виброупрочненного слоя поверхности стальных изделий.....	183
Левченко В.Г. Реконструкция поверхности сварочного шва по результатам сканирования вихревоковым датчиком.....	195
Сучков Г.М., Єрощенков В.М., Міщенчук Е.В., Ноздрачова К.Л., Титова Н.В. Можливість ультразвукового контролю зварних з'єднань без видалення фарбового покриття.....	199
Безымянный Ю.Г., Богдан Г.А., Евко И.Г., Иванюк Н.А., Козирацкий Е.А. Контроль неоднородности свойств порошковых материалов по результатам акустических измерений.....	204

НАУКОВЕ ВИДАННЯ

ВІСНИК НАЦІОНАЛЬНОГО ТЕХНІЧНОГО УНІВЕРСИТЕТУ «ХПІ»

Сборник научных трудов «Электроэнергетика и преобразовательная техника»

Збірник наукових праць № 19, 2011 рік

Науковий редактор
Г.М. Сучков, д-р техн. наук, проф.

Технічний редактор
к.т.н. Е.Л. Ноздрачева

Відповідальний за випуск
к.т.н. І.Б. Обухова

Обл. вид. №

Підп. до друку 15.06.2011 р. Формат 60x84 1/16 Папір
офсетний.

Riso-друк. Гарнітура Таймс. Ум. друк. арк. 10,0.
Наклад 300 прим. 1-й з-д 1-100. Зам. № 225 . Ціна договірна.

Видавничий центр НТУ «ХПІ».
Свідоцтво про державну реєстрацію ДК №3657 від 24.12.2009 р.
61002, Харків, вул. Фрунзе, 21

Друкарня НТУ «ХПІ». 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21