

1. Х о л л э н д Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. М., "Энергия", 1963, с. 4.
2. Ч е р н о б р о в к и н Д.И. и др. - В сб.: "Материалы научно-технической конференции. М., ГИРЕДМЕТ, 1974.
3. Ч е р н о б р о в к и н Д.И., К о р ж И.А., П и г а - н о в М.Н. "Приборы и техника эксперимента", 1976, № 3.
4. Ч е р н о б р о в к и н Д.И. и С а х а р о в Ю.Г. "Микроэлектроника", т. 2, вып. I, 1973, с. 82.
5. C.V. Chandrasekhar, P.N. Mezatra at all Trans. Farad. Soc., 63, 1295, 1967.
6. Ч е р н о б р о в к и н Д.И. "Приборы и техника эксперимента", 1971, № 3, с. 159.
7. Ч е р н о б р о в к и н Д.И. и др. - В сб.: "Труды совещания по применению РЭМ в микроэлектронике", М., ГИРЕДМЕТ, 1975.
8. К у т о л и н С.А. и др. "Электронная техника", сер. I2, вып. 1(7), 1971, с. 64.

УДК 620.179.14

Ю.И.Стеблев, в.Н.Буров, В.В.Шатерников

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ  
И МЕТОДЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ  
ТОЛЩИНЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕНОК ЗАМКНУТЫХ ОБОЛОЧЕК

Проведение точных электромагнитных измерений параметров металлических изделий ограниченных размеров и сложной формы, например металлических стенок замкнутых оболочек, связано с определенными трудностями, так как из-за кривизны поверхности изделия возникает значительная погрешность измерений.

В работе анализируется влияние кривизны изделия на точность измерения толщины накладными вихретоковыми преобразователями (ВТП). Идеализированной расчетной моделью для теоретического анализа служит сплюснутый двухслойный эллипсоид вращения, расположенный в однородном квазистационарном магнитном поле  $H_0 \exp(i\omega t)$ , которое направлено параллельно оси вращения эллипсоида (рис. 1).

Решение задачи приведем относительно электрического векторного потенциала  $\vec{A}$ , связанного с электрическим и магнитным полем

соотношениями [1]:

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}; \quad \vec{E} = \frac{1}{i\omega \epsilon \mu} \text{grad}(\text{div } \vec{A}) - i\omega \vec{A}, \quad (1)$$

где  $\vec{B}$  - вектор индукции магнитного поля;

$\vec{E}$  - напряженность электрического поля;

$\epsilon \mu \mu$  - диэлектрическая и магнитная проницаемость среды.

С учетом уравнений Максвелла и согласно обозначениям, приведенным на рис. 1, соотношения (1) в сплюсненной сфероидальной системе координат  $(\xi, \eta, \psi)$  имеют вид [2]:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ (1 + \eta^2) \frac{\partial \dot{A}_{p,3}}{\partial \xi} \right] + \quad (2)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ (1 - \eta^2) \frac{\partial \dot{A}_{p,3}}{\partial \eta} \right] +$$

$$\left( \frac{1}{1 + \eta^2} - \frac{1}{1 - \eta^2} \right) \dot{A}_{p,3} = 0;$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ (1 + \eta^2) \frac{\partial \dot{A}_2}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ (1 - \eta^2) \frac{\partial \dot{A}_2}{\partial \eta} \right] + \left[ \frac{1}{1 + \eta^2} - \frac{1}{1 - \eta^2} - h_2^2 (\xi^2 + \eta^2) \right] \dot{A}_2 = 0, \quad (3)$$

где  $h_2^2 = -a^2 K_2^2$ ;  $K_2^2 = -i \mu_0 \mu_2 \sigma_2 \omega$ ;

$\dot{A}_p, \dot{A}_2, \dot{A}_3$  - векторные потенциалы вторичного поля и поля в средах II и III.

Векторный потенциал в среде I представим в виде суперпозиции:

$$\dot{A}_1 = \dot{A}_0 + \dot{A}_p, \quad (4)$$

где  $\dot{A}_0$  - векторный потенциал однородного магнитного поля.

С учетом известных решений [2], имеем

$$\dot{A}_1 = \frac{1}{2} \mu_0 \mu_1 H_0 a i P_1'(\xi) P_1'(\eta) + c Q_1'(\xi) P_1'(\eta); \quad (5)$$

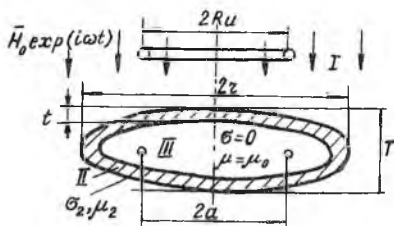
$$\dot{A}_2 = [D_1 R_{11}^{(m)}(-ih_2, \xi) + D_2 R_{11}^{(3)}(-ih_2, \xi)] S_{11}(-ih_2, \eta), \quad (6)$$

где  $C, D_{1,2}$  - коэффициенты, определяемые из граничных условий (2);

$P_1'$  и  $Q_1'$  - присоединенные функции Лежандра I-го и 2-го рода;

$R_{11}^{(m)}$  и  $R_{11}^{(3)}$  - радиальные сфероидальные функции I-го и 3-го рода, I-го порядка и I-й степени;

$S_{11}$  - угловые сфероидальные функции первого рода, которые могут быть представлены в следующем виде [3]:



Р и с.1. Сфероидальная металлическая оболочка в переменном магнитном поле

$$S_{11}(-ih_2, \eta) = \sum_n d_n'(n_2) \rho_{n+1}'(\eta). \quad (7)$$

Штрих над знаком суммирования означает, что в сумму включаются только члены с четным  $n$ . Коэффициенты  $d_n'$  определены в [3].

С учетом конечности решения уравнения Лапласа в области III, векторный потенциал  $\vec{A}_3$  представим в виде

$$\vec{A}_3 = M \rho_1'(i\zeta) \rho_1'(\eta), \quad (8)$$

где  $M$  - постоянный коэффициент.

Используя аналитические выражения (5)-(8), а также свойство ортогональности полиномов  $\rho_m'(\eta)$  и граничные условия [2], получим систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов  $C$ ,  $D_{1,2}$  и  $M$ :

$$C Q_1'(i\zeta_1) - D_1 R_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta_1) d_0'(-ih_2) - D_2 R_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta_1) d_0'(-ih_2) = -\frac{1}{2} \mu_0 \mu_1 H_0 a i \rho_1'(i\zeta_1); \quad (9)$$

$$C \frac{2}{\mu_1} Q_1(i\zeta_1) - D_1 \frac{d_0'(-ih_2)}{\mu_2} \rho_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta_1) - D_2 \frac{d_0'(-ih_2)}{\mu_2} \rho_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta_1) = -\mu_0 H_0 a i \rho_1(i\zeta_1); \quad (10)$$

$$D_1 R_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta_2) d_0' + D_2 R_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta_2) d_0' - M \rho_1'(i\zeta_2) = 0; \quad (11)$$

$$D_1 \frac{d_0'}{\mu_2} \rho_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta_2) + D_2 \rho_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta_2) \frac{d_0'}{\mu_2} - M \frac{2}{\mu_3} \rho_1(i\zeta_2) = 0, \quad (12)$$

где  $\rho_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta_{1,2}) = \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[ \sqrt{1 + \zeta^2} R_{11}^{(3)}(-ih_2, i\zeta) \right]_{\zeta = \zeta_{1,2}}$

Из системы уравнений можно определить коэффициент  $C$ , определяющий поле реакции сфероидальной оболочки.

Напряжение, вносимое в измерительную катушку ВТН диаметром  $2R_u$ ,

$$\dot{U}_{\delta H} = i\omega 2\pi R_u W C \rho_1'(\eta_u) Q_1'(i\zeta_u), \quad (13)$$

где  $W$  - число витков измерительной катушки;

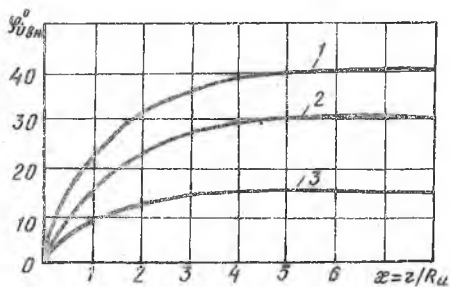
$\zeta_u, \eta_u$  - ее сфероидальные координаты.

В соответствии с выражением (13) были рассчитаны зависимости выходного сигнала ВТН применительно к задаче измерения толщины изделия с симметричной криволинейной поверхностью. Правильность расчета проверялась экспериментально на установке, содержащей наклад-

ной трансформаторный ВТП, расположенный над сферoidalной оболочкой радиусом  $z$  из алюминиевого сплава, генератор ГЗ-56, усилитель В6-4 и фазометр Ф2-13.

На рис. 2 показаны зависимости фазы  $U_{\text{ВТП}}$  для различных значений обобщенных параметров:  $\beta = R_{\mu} \sqrt{\omega \mu \sigma_2}$ ,  $\lambda = \frac{2t}{R_{\mu}}$  и  $x = \frac{z}{R_{\mu}}$ . Из приведенных зависимостей следует, что параметр кривизны поверхности изделия  $x$  оказывает более существенное влияние на величину фазы  $U_{\text{ВТП}}$ , чем обобщенный параметр толщины  $\lambda$  в области  $x < 6,0$ , поэтому возникает задача повышения достоверности измерений.

Высокую точность измерений можно обеспечить, применив методы вспомогательных измерений. С этой целью в толщиномер вводятся два канала обработки сигналов, на входе которых подключены ВТП с различными радиусами измерительных катушек [4]. Сигналы двух ВТП —  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  обрабатываются в блоке обработки сигналов, алгоритм работы которого строится, исходя из коррекции установленных зависимостей (см. рис. 2) по параметру  $x$ .



Р и с. 2. Зависимости фазы  $U_{\text{ВТП}}$  от параметров  $\lambda$  и  $x$  ( $\beta = 2,6$ ;  $\frac{t}{R_{\mu}} = 0,1$ ):  
1- $\lambda = 0,6$ ; 2- $\lambda = 0,4$ ; 3- $\lambda = 0,18$

Применительно к рассматриваемой задаче разработан алгоритм, по которому вычисляется величина  $\varphi_{\text{рк}} = \varphi_1 + [3,49(\frac{\varphi_1}{\varphi_2}) + 0,06\varphi_1 - 7,06]^2$ . По величине  $\varphi_{\text{рк}}$  толщину изделия в диапазонах  $\lambda = 0,18 \div 0,6$  и  $x = \infty \div 2,2$  можно измерить почти в 6 раз точнее, чем по величине  $\varphi_1$ .

## Л и т е р а т у р а

1. Стреттон Д.А. Теория магнетизма. М., Гостехиздат, 1948.

2. Шатерников В.Е., Стеблев Ю.М., Курозаев В.П. Взаимодействие электромагнитного поля идеализированного индукционного преобразователя с двухслойным сферoidalным объектом. — В сб.: "Неразрушающие методы контроля качества материала, полуфабрикатов и деталей". Куйбышевский авиационный институт, 1975.

3. Морс Ф.М., Фемшбах Р. Методы теоретической физики. М., И.,-Л., 1972.

4. Денискин В.П., Никultzин В.С., Трахтенберг Л.И. Авторское свидетельство СССР № 240272, Б.И.№12, 1969.

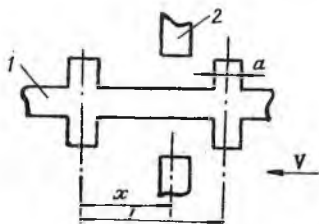
УДК 681.375.53

А.И.Никонов, И.И.Фефелов, И.С.Фролов

О ВЛИЯНИИ ДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА  
ЗУБЧАТЫХ ИНДУКТИВНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ  
НА ПОЛОЖЕНИЯ ГРАНИЦ СМЕНЫ КОДА

Анализ динамических свойств зубчатых преобразователей перемещений в код представляет интерес, прежде всего, с точки зрения определения допустимых величин скоростей движения их якорей или кодирующих дисков.

На рис. 1 изображены конструктивные элементы модулятора магнитной проводимости преобразователя накапливающего типа. Такая конструкция



Р и с.1. Рабочие зазоры преобразователя накапливающего типа: Т-шаг нанесения зубцов; а-длина зуба; х-внутришаговая координата центра пары подвижных зубцов 1, расположенных слева от пары неподвижных зубцов 2; V - скорость перемещения подвижной части

соответствует, кроме того, одному разряду преобразователя считывания (рис.2), где подвижная часть 4 образует рабочие зазоры с магнитопроводами считывающих элементов 1-3.

Рассмотрим мостовую схему [1], в плечо которой включена рабочая обмотка зубчатого преобразователя (рис. 3). Ее выход 1-2 через усилитель и детектор связаны со входом порогового устройства.

Обозначим

$$e(t) = E_m \cos \omega t, \quad (1)$$

где  $E_m$  - амплитуда питающего напряжения частоты  $f = \frac{\omega}{2\pi}$  ;  
 $G_p(x)$  - проводимость магнитной цепи зубчатого преобразователя;  
 $G_s$  - магнитная проводимость компенсационного дросселя;  
 $Z$  - величина опорного сопротивления.