

Безкорвайный В.С.

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОГО U-ОБРАЗНОГО ФЕРРОЗОНДОВОГО ДАТЧИКА ДЕФЕКТОВ ТИПА «ТРЕЩИНА»

В статье предлагается совершенно новый принцип построения магнитной системы феррозондового датчика, состоящего из двух U-образных сердечников, позволяющие практически полностью компенсировать магнитные поля помех при сохранении сигнала дефекта. Разработанная математическая модель дает возможность получить аналитические зависимости для расчета магнитного потока, индуцированного дефектом и негладкостью контролируемой поверхности, и напряженности магнитного поля в сердечниках феррозондового датчика.

Ключевые слова: феррозонд, датчик, магнитная система, сердечник, дефект, помехоустойчивость.

Введение

Из всех видов помех, которые воздействуют на феррозонд во время обнаружения дефектов несплошности ферромагнитной детали, наиболее существенной является помехи, вызванные негладкостью контролируемой поверхности (ступеньки, галтельные переходы, край детали, намагниченная область и т.п.). Ослабление действия этой помехи производит включение полуэлементов феррозонда по схеме градиентометра [1,2]. Напряженность полей рассеяния таких помех многократно превышает напряженность поля рассеяния дефектов и имеют значительный градиент. Применение градиентометрического метода включения полуэлементов феррозонда не всегда гарантирует эффективное подавление помехи. Поэтому разрабатываются методы компенсации такого рода помех путем введения в магнитную систему датчика дефектоскопа дополнительного феррозонда с удлиненным сердечником [3], однако и этот метод не обеспечивает полное устранение помехи.

Анализ предыдущих исследований

Феррозонд-градиентометр горизонтально расположен над дефектом и измеряет тангенциальную составляющую напряженности поля дефекта (рис. 1).

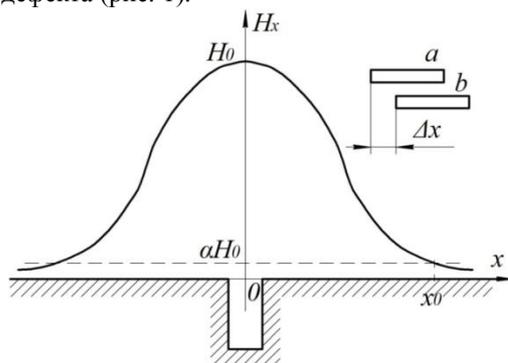


Рис. 1. Феррозонд-градиентометр, измеряющий поле дефекта

Горизонтальная составляющая напряженности магнитного поля рассеяния дефекта в первом приближении аппроксимируется функцией

$$H(x) = \frac{H_0}{1 + \beta^2 x^2}, \quad (1)$$

где H_0 – максимальное значение напряженности поля.

Зависимость измеряемого феррозондом напряженности поля от x и Δx имеет вид

$$\Delta H(x, \Delta x) = H_a(x) - H_b(x) = H\beta^2 \frac{\alpha x \Delta x + \Delta x^2}{(1 + \beta^2 x^2)(1 + \beta^2 (x + \Delta x)^2)}. \quad (2)$$

Максимальное значение зависимость (2) имеет при $x = x_m$, находящееся из условия $dH_n dx = 0$

$$x_m = \frac{1}{\beta\sqrt{3}} = \frac{x_0}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}} \quad (3)$$

и равно

$$\Delta H_{\max}(\Delta x) = H_0 \beta^2 \frac{1,15 \Delta x + \Delta x^2}{1,33 \left(1 + \beta^2 \left(\frac{1}{\beta\sqrt{3}} + \Delta x^2 \right) \right)}. \quad (4)$$

Вводится коэффициент определяющий соотношение максимального значения напряженности H_0 и функции H_{\max} [3]

$$k(\Delta x, \beta) = \frac{\Delta H_{\max}}{H_0} = \beta^2 \frac{1,15\Delta x + \Delta x^2}{1,33 \left(1 + \beta^2 \left(\frac{1}{\beta\sqrt{3}} + \Delta x^2 \right) \right)}. \quad (5)$$

Расчет численных значений функции $k(\Delta x, \beta)$ иллюстрирует то, что даже при двукратном изменении Δx , при максимальных значениях β напряженность ΔH_{\max} не превышает 0,3–1,5 А/м, в то время, когда H_0 составляет 10–50 А/м, а $k = 3 \cdot 10^{-2}$. Уменьшение величины β характерно для магнитных полей рассеяния дефектов с раскрытием 0,5–1 мм, для подповерхностных дефектов, а так же при $\Delta x < 5 \cdot 10^{-3}$. В этом случае $k < 0,01$ и выходной сигнал феррозондового измерительного преобразователя соизмерим с уровнем электромагнитных помех ($k < 0,01$).

Подавление помехи путем использования градиентометрической схемы включения обмоток феррозонда при высоком уровне помехи и ее градиента малоэффективно и требует низкого порога чувствительности феррозонда 0,1–0,5 А/м, достаточной помехоустойчивости устройства обработки сигнала [4].

Более эффективным способом подавления помехи является использование в измерительном преобразователе двух феррозондов, один из которых имеет высокую чувствительность к полю рассеяния дефекта, а второй обладает очень низкой чувствительностью к полю дефекта и достаточную чувствительность к магнитному полю помехи. Выходные обмотки двух феррозондов включаются по дифференциальной схеме. Феррозонд, чувствительный к полю дефекта, в дальнейшем именуется измерительным, второй, имеющий низкую чувствительность к полю дефекта и достаточную чувствительность к полю помехи, называется компенсационным.

В [3] предложен вариант магнитной системы измерительного феррозондового преобразователя, в которой компенсационный феррозонд имеет более длинные сердечники, чем измерительный феррозонд. Этим достигается получение уменьшенной чувствительности компенсационного феррозонда к магнитному полю рассеяния дефекта. Однако в значительной мере чувствительность компенсационного феррозонда к полю дефекта сохраняется, к тому же из-за существенной разницы в длинах сердечников основного и компенсационного феррозондов появляется сложность при компенсации помехи.

Цель работы

Целью работы является разработка математической модели нового метода компенсации помехи, который основан на использовании компенсационного феррозонда, сердечник которого имеет конструкцию, лишаящую возможность воспроизводить сигнал дефекта, и имеет такую же чувствительность к полю помехи, как и основной феррозонд.

Материал и результаты исследований

Предлагается совершенно новый принцип построения магнитной системы измерительного преобразователя, суть которого иллюстрируется рис. 2 а), б).

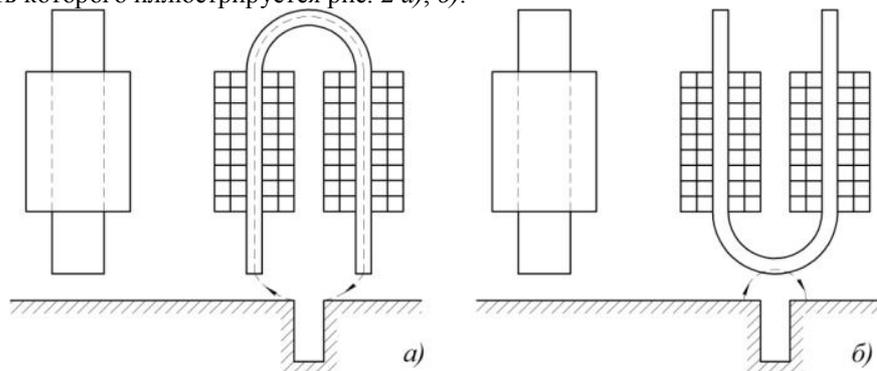


Рис. 2 Магнитные системы измерительного (а) и компенсационного феррозондов (б)

Как видно из рисунков основной (измерительный) феррозонд (а) имеет переемы сердечников сверху, то есть в противоположной стороне от дефекта, у компенсационного феррозонда (б) переемы сердечников находится в непосредственной близости от дефекта и шунтирует поле дефекта. Поэтому чувствительность компенсационного феррозонда к полю дефекта практически отсутствует. В то же время чувствительность компенсационного феррозонда к полю магнитной помехи такая же, как и у основного феррозонда. Поскольку магнитные системы двух феррозондов идентичны, возможна полная компенсация магнитного поля помехи при сохранении сигнала дефекта. Геометрическая модель магнитной системы феррозонда с полузамкнутым сердечником показана на рис. 3.

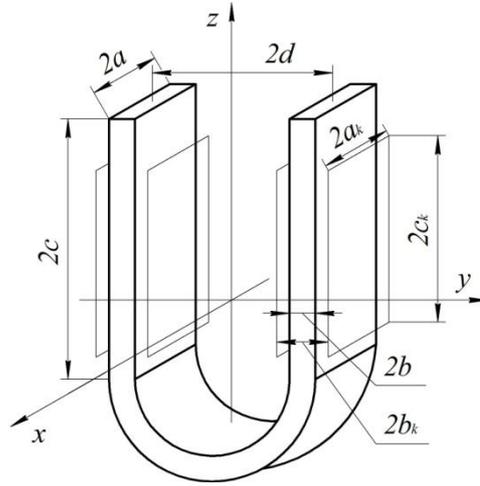


Рис. 3. Геометрическая модель магнитной системы феррозонда с полузамкнутым сердечником

Магнитный скалярный потенциал, создаваемый катушками с током (рис. 4), рассчитывается путем замены витков с током – токовым слоем [5], поверхностная плотность которого равна $\delta = \frac{iw}{2c_k}$.

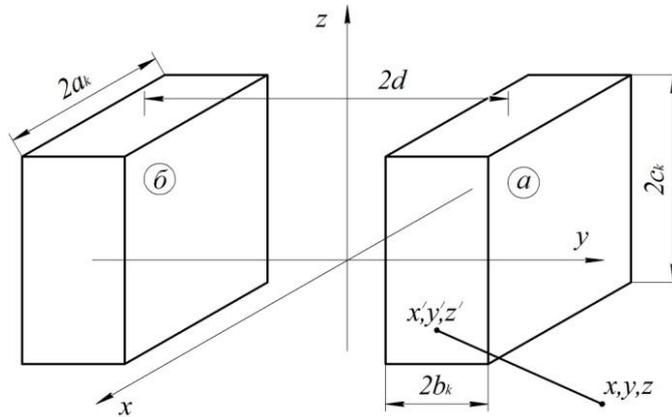


Рис. 4. Геометрическая модель катушек феррозонда

Магнитный скалярный потенциал одной катушки определяется в соответствии со следующим интегралом [6]:

$$\varphi = \frac{\delta}{4\pi} \int_{-c_k}^{c_k} \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-a_k}^{a_k} \frac{z' dx' dy' dz'}{\left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right]^{\frac{3}{2}}}. \quad (6)$$

Для рассматриваемой системы (6) запишется так

$$\varphi = \varphi_a + \varphi_b = \frac{\delta}{4\pi} \left[\int_{-c_k}^{c_k} \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-a_k}^{a_k} \frac{z' dx' dy' dz'}{\left[(x-x')^2 + (y-y'-d)^2 + (z-z')^2 \right]^{\frac{3}{2}}} - \int_{-c_k}^{c_k} \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-a_k}^{a_k} \frac{z' dx' dy' dz'}{\left[(x-x')^2 + (y-y'+d)^2 + (z-z')^2 \right]^{\frac{3}{2}}} \right].$$

При интегрировании следует учитывать, что $c_k \gg b_k$; $a_k \gg b_k$, тогда применяется теорема о среднем

$$\varphi = \frac{\delta_{b_k}}{2\pi} \left[\ln \frac{x-a_k + \sqrt{(x-a_k)^2 + (y-d)^2 + (z-c_k)^2}}{x+a_k + \sqrt{(x+a_k)^2 + (y-d)^2 + (z-c_k)^2}} - \ln \frac{x-a_k + \sqrt{(x-a_k)^2 + (y-d)^2 + (z+c_k)^2}}{x+a_k + \sqrt{(x+a_k)^2 + (y-d)^2 + (z+c_k)^2}} - \right. \\ \left. - \ln \frac{x-a_k + \sqrt{(x-a_k)^2 + (y+d)^2 + (z-c_k)^2}}{x+a_k + \sqrt{(x+a_k)^2 + (y+d)^2 + (z-c_k)^2}} + \ln \frac{x-a_k + \sqrt{(x-a_k)^2 + (y+d)^2 + (z+c_k)^2}}{x+a_k + \sqrt{(x+a_k)^2 + (y+d)^2 + (z+c_k)^2}} \right]. \quad (7)$$

Скалярный магнитный потенциал, создаваемый слоем магнитных зарядов будет равен [7]

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\sigma dS_p}{R_{PQ}}, \quad (8)$$

где σ – плотность простого слоя фиктивных зарядов;

P, Q – точки источника и наблюдателя.

Расчет σ проводится путем численного решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода

$$A\sigma = \varphi - \varphi_\delta, \quad (9)$$

$$\text{где } A = \frac{1}{4\pi} \int \frac{1}{R_{pq}} dS';$$

φ_δ – потенциал, создаваемый катушками с током.

Так как уравнение (9) является сингулярным, при численном его решении используется метод предложенный в [8].

Поверхность сердечника феррозонда разбивается на N прямоугольных элементарных площадок (ЭП) ΔS_j , считается, что на каждой ЭП $\delta = const$, $j = \overline{1, N}$. В этом случае уравнение (9) сводится к системе линейных уравнений

$$[A][\sigma] = [\varphi] - [\varphi_\delta] \quad (10)$$

или

$$\frac{1}{4\pi} \left[\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N-1} \sigma_j \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \Delta S_j + \sigma_j \int_{\Delta S_j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} dS_j \right] = \varphi_i + \varphi_{\delta i}, \quad (11)$$

если стороны ЭП $\Delta a_j, \Delta b_j$, то

$$\int_{\Delta S_j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} dS_j = \int_0^{a_j} d\xi \int_0^{b_j} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\eta = \Delta a_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta b_j}{\Delta a_j} + \Delta b_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta a_j}{\Delta b_j}. \quad (12)$$

Таким образом, элементы матрицы [A] имеют следующие формулы для их расчета

$$a_{ij} = \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \Delta a_j \Delta b_j \text{ при } i \neq j; \quad a_{ii} = \Delta a_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta b_j}{\Delta a_j} + \Delta b_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta a_j}{\Delta b_j} \text{ при } i = j. \quad (13)$$

Так как сердечник феррозонда имеет полукруглую перемычку, то расчет элементов матрицы [A] производится в цилиндрической системе координат (рис. 5) [9].

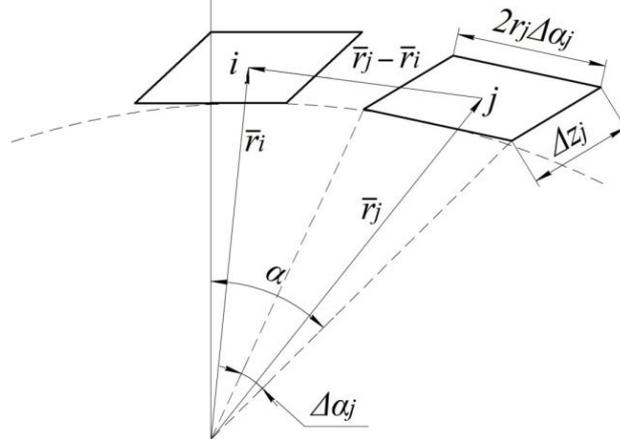


Рис. 5. Геометрическая модель магнитной системы феррозонда в цилиндрической системе координат

$$a_{ij} = \frac{\Delta z_j \Delta \alpha_j r_j}{\left[r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos(\alpha_i - \alpha_j) + (z_i - z_j)^2 \right]} \text{ при } i \neq j; \quad a_{ij} = \Delta z_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta \alpha_j r_j}{\Delta z_j} + \alpha_j r_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta z_j}{\Delta \alpha_j r_j} \text{ при } i = j$$

После решения уравнения (11) определяется магнитный потенциал, создаваемый катушками и сердечником

$$\varphi = \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \Delta S_j + \varphi_\delta. \quad (14)$$

Для того чтобы получить упрощенные зависимости для функции φ , в первом приближении предлагается считать плотность слоя магнитных зарядов равной плотности зарядов на торцах сердечника феррозондов [10]. Величина плотности простого слоя зарядов на торцах сердечника феррозонда рассчитывается по формуле

$$\sigma = M_n = (\mu_\Phi - 1)H, \quad (15)$$

где M_n – нормальная составляющая намагничённости на торцах сердечника феррозонда;

$$\mu_{\Phi} = \frac{m\mu}{m + \mu + 1};$$

m – проницаемость формы сердечника, рассчитывается по формуле [11]

$$m = \frac{\pi(l^2 - 0,25c_k^2)}{4ab \left(\ln \frac{3,6l}{a+b} \right)}, \quad (16)$$

где l – длина сердечника феррозонда;

$$l = \pi d + 4c;$$

H – напряженность магнитного поля.

Можно использовать еще более приближенную формулу

$$M_n = \sigma = \frac{iW \cdot \mu_{\Phi}}{l}. \quad (17)$$

Для приближенного значения потенциала, создаваемого феррозондом, воспользуемся формулой

$$\varphi = \frac{\mu_{\Phi} \cdot iW \cdot c}{4\pi \cdot b} \times \left[\ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-0,15c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y-b)^2 + (z-0,15c)^2}} - \ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y+b)^2 + (z-0,15c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y+b)^2 + (z-0,15c)^2}} \right]. \quad (18)$$

Для феррозонда с перемычкой внизу

$$\varphi_d = \varphi_{ad} + \varphi_{bd} = \frac{\mu_{\Phi} iW b}{4\pi c} \times \left[\ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y-d)^2 + (z+c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y-d)^2 + (z+c)^2}} - \ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y+d)^2 + (z+c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y+d)^2 + (z+c)^2}} \right]. \quad (19)$$

Для феррозонда с перемычкой сверху

$$\varphi_u = \varphi_{au} + \varphi_{bu} = \frac{\mu_{\Phi} iW b}{4\pi c} \times \left[\ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y-d)^2 + (z-c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y-d)^2 + (z-c)^2}} + \ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y+d)^2 + (z-c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y+d)^2 + (z-c)^2}} \right]. \quad (20)$$

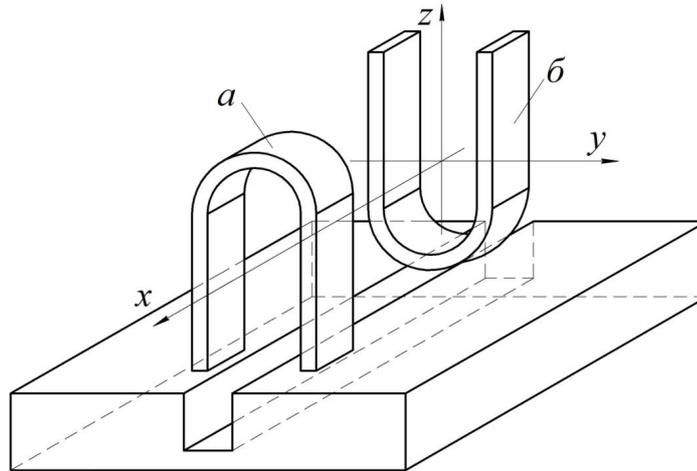
Расчет магнитного потока для вертикально расположенных сердечников с перемычкой внизу производится по формуле

$$\Phi_d = \frac{\mu_0 \cdot M_n \cdot a_d \cdot c_d}{iW} (\varphi_{ad} + \varphi_{bd}). \quad (21)$$

Расчет магнитного потока для вертикально расположенных сердечников с перемычкой сверху сердечников

$$\Phi_u = \frac{\mu_0 \cdot M_n \cdot a_d \cdot c_d}{iW} (\varphi_{au} + \varphi_{bu}). \quad (22)$$

Расположение феррозондов над дефектом и в пространстве показано на рисунках 6, 7.



a – основной феррозонд, b – компенсационный феррозонд

Рис. 6. Расположение феррозондов над дефектом

Для расчета напряженности магнитного поля в сердечниках феррозонда предлагается следующая формула:

6. Bezkorovaynyy V. S., Branspiz M. U., Peter Mather, Yakovenko V. V. «Calculation of the magnetic field intensity in the core of ferroprobes induced by defect based on theorem of reciprocity» / V. S. Bezkorovaynyy, M. U. Branspiz, Peter Mather, V. V. Yakovenko // Вісник ЧНУ ім. В.Даля. – 2013. – № 3 (192). – С. 14–16.
7. Vladimir Bezkorovaynyy, S. Boureima, Dmitry Serhienko «Calculation of magnetic systems of speed and gear teeth integrity sensors» / Vladimir Bezkorovaynyy, S. Boureima, Dmitry Serhienko // ТЕКА Commission of Motorization and Energetics in agriculture. – 2012. – Vol.12. – № 4. – PP. 13–18.
8. Bhag S. B. Electromagnetic Field Theory Fundaments. 2-nd edition / S. B. Bhag, R. Hiziroglu Huseyin. – Cambridge U.K, 2004. – 681 p.
9. Fengzhu Y. I. Application of 3-D FEM in the simulation analysis for MFL signals / Y I. Fengzhu, Wang Changlong // Now Destructive Testing and condition Monitoring. – 2009. – Vol. 51. – № 1. – PP. 32–35.
10. Букреев В. В., Безкоровайный В. С., Яковенко В. В. «К расчету функции преобразования магнитной системы датчика металлодетектора» / В. В. Букреев, В. С. Безкоровайный, В. В. Яковенко // Вісник ЧНУ ім. В.Даля. – 2013. – №15 (204). – С. 14–16.
11. Афанасьев Ю. В., Горобей В.Н. К расчеты проницаемости формы сердечников феррозондов. – Труды метрологических институтов СССР. – Л.: Энергия, 1975. – № 180 (240).

У статті пропонується абсолютно новий принцип побудови магнітної системи феррозондового датчика, що складається з двох *U*-подібних осердів, що дозволяють практично повністю компенсувати магнітні поля перешкод при збереженні сигналу дефекту. Розроблена математична модель дає можливість отримати аналітичні залежності для розрахунку магнітного потоку, індукованого дефектом і негладкою контрольованою поверхнею, і напруженості магнітного поля в осердях феррозондового датчика.

Ключові слова: феррозонд, датчик, магнітна система, осердя, дефект, перешкодостійкість.

The paper proposes a completely new principle of magnetic ferroprobe sensor system consisting of two *U*-shaped cores, allowing almost completely offset the magnetic field interference while maintaining signal defect. The developed mathematical model makes it possible to obtain analytical dependence for the calculation of the magnetic flux induced defect and rough test surface, and the magnetic field in the core ferroprobe sensor.

Keywords ferroprobe, sensor, magnetic system, the core defect, noise immunity.

Сведения об авторе:

Безкоровайный В. С., аспирант кафедры «Электромеханика» ВНУ им. В. Даля

Рецензент: Яковенко В.В. д.т.н., проф ВНУ им. В. Даля.

Bezkorovaynyy V. S.

DEVELOPMENT OF MATHEMATICAL MODELS NOISEPROOF U-SHAPED FERROPROBE DEFECTS, SUCH AS "CRACKS"

The paper proposes a completely new principle of magnetic ferroprobe sensor system consisting of two U-shaped cores, allowing almost completely offset the magnetic field interference while maintaining signal defect. The developed mathematical model makes it possible to obtain analytical dependence for the calculation of the magnetic flux induced defect and rough test surface, and the magnetic field in the core ferroprobe sensor.

Keywords: ferroprobe, magnetic system, the core defect, noise immunity.

Introduction

Of all the types of interference that affect the ferroprobe during defect detection discontinuity ferromagnetic part, the most significant is the interference caused by nonsmoothness test surface (steps, hollow chamfer, edge details, magnetized area, etc.). Weaken the effect of the noise switch on half-cell ferroprobe scheme gradiometer [1,2]. Tensions stray fields such interference is many times the intensity of the stray field defects and have a considerable gradient. Application of the method include the gradiometer ferroprobe half-cell does not always guarantee effective suppression of interference. Therefore, methods of compensating for this kind of noise by introducing a magnetic sensor system flow additional ferroprobe with extended core are being developed [3], but this method does not provide a complete elimination of interference.

Analysis of previous studies

Ferropubes-gradiometer horizontally located above the defect and measures the tangential component of the field defect (Fig. 1).

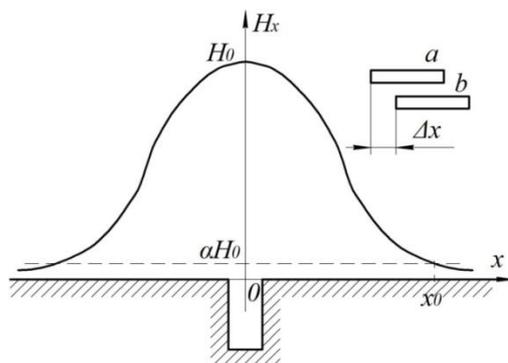


Fig. 1. Ferropubes-gradiometer measuring field defect

The horizontal component of the magnetic stray field of the defect in the first approximation function is approximated

$$H(x) = \frac{H_0}{1 + \beta^2 x^2}, \quad (1)$$

where H_0 – maximum field strength.

Dependence of the measured field strength from the ferroprobe x and Δx has the form

$$\Delta H(x, \Delta x) = H_a(x) - H_b(x) = H\beta^2 \frac{\alpha x \Delta x + \Delta x^2}{(1 + \beta^2 x^2)(1 + \beta^2 (x + \Delta x)^2)}. \quad (2)$$

The maximum value of the dependence (2) has at $x = x_m$, located from the condition $dH_n dx = 0$

$$x_m = \frac{1}{\beta\sqrt{3}} = \frac{x_0}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{\alpha}{1 - \alpha}} \quad (3)$$

and is equal to

$$\Delta H_{\max}(\Delta x) = H_0 \beta^2 \frac{1,15\Delta x + \Delta x^2}{1,33 \left(1 + \beta^2 \left(\frac{1}{\beta\sqrt{3}} + \Delta x \right)^2 \right)}. \quad (4)$$

We introduce the coefficient determines the ratio of the maximum voltage H_0 function and $H_{\max n}$ [3]

$$k(\Delta x, \beta) = \frac{\Delta H_{\max}}{H_0} = \beta^2 \frac{1,15\Delta x + \Delta x^2}{1,33 \left(1 + \beta^2 \left(\frac{1}{\beta\sqrt{3}} + \Delta x \right)^2 \right)}. \quad (5)$$

The calculation of the numerical values of the function $k(\Delta x, \beta)$ illustrates that even with the double dimension Δx , at maximum β tension ΔH_{\max} less than 0,3–1,5 A/m, whereas when H_0 is 10–50 A/m, but $k = 3 \cdot 10^{-2}$. Decrease in β characteristic of the magnetic stray fields of defects with the disclosure 0,5–1 mm, for subsurface defects, as well as $\Delta x < 5 \cdot 10^{-3}$. In this case $k < 0,01$ and the output of the ferroprobe transducer is commensurate with the level of electromagnetic interference ($k < 0,01$).

Suppression of interference by using gradient metric circuit-breaker ferroprobe high level of noise and its gradient is inefficient and requires a low threshold of sensitivity ferroprobe 0,1–0,5 A/m, immunity sufficient signal processing device [4].

A more efficient method is to use interference suppression in the transmitter ferroprobes two, one of which has a high sensitivity to scattering field defect, while the second has a very low sensitivity to the field defect and a sufficient sensitivity to the magnetic field interference. Output windings of two ferroprobes included a differential circuit. Ferroprobes sensitive field defects, hereinafter referred to as measuring, the second having a low sensitivity to the field defect and a sufficient sensitivity to the interference field, is called compensation.

In [3] proposed a variant of the magnetic ferroprobe transducers measuring system in which the compensation ferroprobe has a core length than measuring ferroprobe. This is achieved by obtaining a reduced sensitivity of the compensation ferroprobe to the magnetic field scattering defect. However, much of the flux gate sensitivity of the compensation to the field defect is saved to the same due to a significant difference in the length of the core of the basic and compensating ferroprobes appears difficulty in compensation interference.

The aim of the work

The aim is to develop a mathematical model of a new method of compensating interference, which is based on the use of compensatory ferroprobe, the core of which has a structure makes it impossible to reproduce the defect signal, and has the same sensitivity to field interference as the main ferroprobe.

Material and research results

Offers a completely new principle of the magnetic system of the transmitter, the essence of which is illustrated in Fig. 2 a), б).

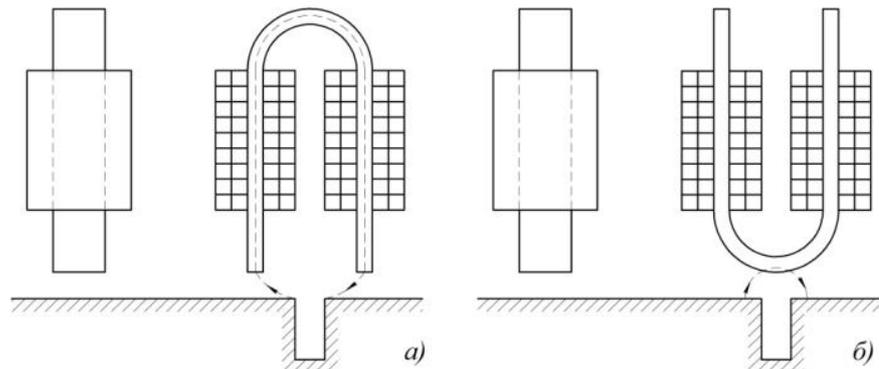


Fig. 2 Magnetic measurement system (a) and compensatory ferroprobes (b)

As can be seen from the figures the main (measuring) ferroprobe (a) has a jumper from the top of cores, that is on the opposite side from a defect in compensatory ferroprobe (b) cores jumper is in the vicinity of the defect and shunt field defect. Therefore, the sensitivity of the compensation ferroprobe to the field defect is virtually nonexistent. At the same time, compensating the ferroprobe sensitivity to magnetic field interference is the same as that of the main ferroprobe. Since the magnetic system of two identical ferroprobes possible full payment of the magnetic field interference while maintaining signal defect. The geometric model of the magnetic ferroprobe system with a semi-core is shown in Fig. 3.

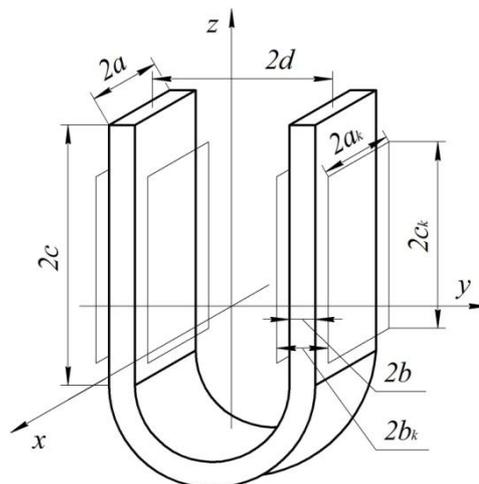


Fig. 3. Geometrical model of the magnetic flux gate system with a semi closed core

The magnetic scalar potential created by the coil with a current (Fig. 4), is calculated by replacing the coils with a current - current sheet [5], which is equal to the surface density $\delta = \frac{iw}{2c_k}$.

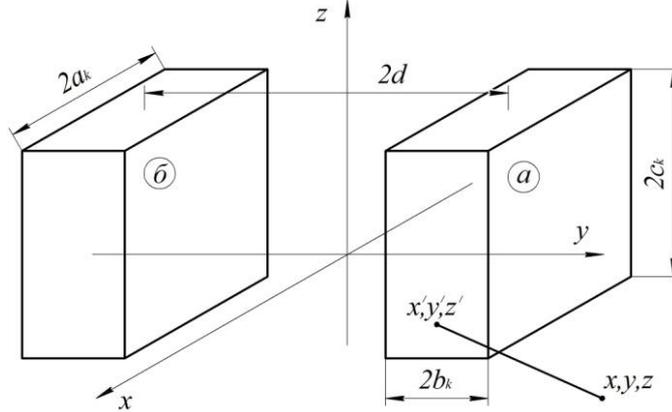


Fig. 4. The geometrical model coils ferroprobe

The magnetic scalar potential of one coil is defined by the following integral [6]:

$$\varphi = \frac{\delta}{4\pi} \int_{-c_k}^{c_k} \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-a_k}^{a_k} \frac{z' dx' dy' dz'}{\left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right]^{\frac{3}{2}}}. \quad (6)$$

For the system (6) can be written as

$$\varphi = \varphi_a + \varphi_b = \frac{\delta}{4\pi} \left[\int_{-c_k}^{c_k} \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-a_k}^{a_k} \frac{z' dx' dy' dz'}{\left[(x-x')^2 + (y-y'-d)^2 + (z-z')^2 \right]^{\frac{3}{2}}} - \int_{-c_k}^{c_k} \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-a_k}^{a_k} \frac{z' dx' dy' dz'}{\left[(x-x')^2 + (y-y'+d)^2 + (z-z')^2 \right]^{\frac{3}{2}}} \right].$$

In the integration should take into account that $c_k \gg b_k; a_k \gg b_k$, when applying the mean value theorem

$$\varphi = \frac{\delta_{b_k}}{2\pi} \left[\ln \frac{x-a_k + \sqrt{(x-a_k)^2 + (y-d)^2 + (z-c_k)^2}}{x+a_k + \sqrt{(x+a_k)^2 + (y-d)^2 + (z-c_k)^2}} - \ln \frac{x-a_k + \sqrt{(x-a_k)^2 + (y-d)^2 + (z+c_k)^2}}{x+a_k + \sqrt{(x+a_k)^2 + (y-d)^2 + (z+c_k)^2}} - \right. \\ \left. - \ln \frac{x-a_k + \sqrt{(x-a_k)^2 + (y+d)^2 + (z-c_k)^2}}{x+a_k + \sqrt{(x+a_k)^2 + (y+d)^2 + (z-c_k)^2}} + \ln \frac{x-a_k + \sqrt{(x-a_k)^2 + (y+d)^2 + (z+c_k)^2}}{x+a_k + \sqrt{(x+a_k)^2 + (y+d)^2 + (z+c_k)^2}} \right]. \quad (7)$$

Scalar magnetic potential generated by a layer of magnetic charges will be equal to [7]

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\sigma dS_p}{R_{PQ}}, \quad (8)$$

where σ – the density of a single layer of fictitious charges;

P, Q – point source and the observer.

Calculation σ carried out by the numerical solution of a Fredholm integral equation of the first kind

$$A\sigma = \varphi - \varphi_\delta, \quad (9)$$

where $A = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{R_{PQ}} dS'$;

φ_δ – potential generated by the coils with current.

Since the equation (9) is singular, the numerical method is used its decision proposed in [8].

Surface of the core ferroprobe is divided into N rectangular elementary areas (EA) ΔS_j , it is believed that each

EA $\delta = const$, $j = \overline{1, N}$. In this case, equation (9) reduces to a system of linear equations

$$[A][\sigma] = [\varphi] - [\varphi_\delta] \quad (10)$$

or

$$\frac{1}{4\pi} \left[\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N-1} \sigma_j \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \Delta S_j + \sigma_j \int_{\Delta S_j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} dS_j \right] = \varphi_i + \varphi_{\delta i}, \quad (11)$$

if the parties EA $\Delta a_j, \Delta b_j$, then

$$\int_{\Delta S_j} \frac{1}{|\bar{r}_i - \bar{r}_j|} dS_j = \int_0^{a_j} d\xi \int_0^{b_j} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\eta = \Delta a_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta b_j}{\Delta a_j} + \Delta b_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta a_j}{\Delta b_j}. \quad (12)$$

Thus, the elements of the matrix [A] are the following formulas are

$$a_{ij} = \frac{1}{|\bar{r}_i - \bar{r}_j|} \Delta a_j \Delta b_j \text{ at } i \neq j; \quad a_{ii} = \Delta a_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta b_j}{\Delta a_j} + \Delta b_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta a_j}{\Delta b_j} \text{ at } i = j. \quad (13)$$

Since the core has a semicircular ferroprobe jumper, the calculation of elements of the matrix [A] is produced in a cylindrical coordinate system (Fig. 5) [9].

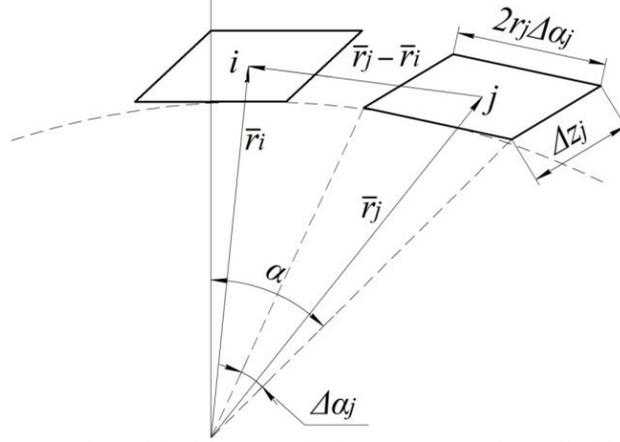


Fig. 5. The geometric model of the magnetic flux gate system in a cylindrical coordinate system

$$a_{ij} = \frac{\Delta z_j \Delta \alpha_j r_j}{\left| r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos(\alpha_i - \alpha_j) + (z_i - z_j)^2 \right|} \text{ at } i \neq j; \quad a_{ij} = \Delta z_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta \alpha_j r_j}{\Delta z_j} + \alpha_j r_j \operatorname{arcsch} \frac{\Delta z_j}{\Delta \alpha_j r_j} \text{ at } i = j$$

After the decision equation (11) determines the magnetic potential generated by the coil and the core

$$\varphi = \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j}{|\bar{r}_i - \bar{r}_j|} \Delta S_j + \varphi_\delta. \quad (14)$$

In order to get simplified according to the function, in the first approximation is proposed that the density of the layer of magnetic charges equal to the charge density at the ends of the core ferroprobes [10]. The density of a simple layer of charges at the ends of the core is calculated by the formula ferroprobe

$$\sigma = M_n = (\mu_\Phi - 1) H, \quad (15)$$

where M_n – the normal component of the magnetization at the ends of the core ferroprobe;

$$\mu_\Phi = \frac{m\mu}{m + \mu + 1};$$

m – core shape permeability is calculated by the formula [11]

$$m = \frac{\pi(l^2 - 0,25c_k^2)}{4ab \left(\ln \frac{3,6l}{a+b} \right)}, \quad (16)$$

where l – core length ferroprobe;

$$l = \pi d + 4c;$$

H – magnetic field strength.

Can be used more approximate formula

$$M_n = \sigma = \frac{i w \cdot \mu_\Phi}{l}. \quad (17)$$

For an approximate value of the potential created by ferroprobe, use the formula

$$\varphi = \frac{\mu_\Phi \cdot i w \cdot c}{4\pi \cdot b} \times \left[\ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-0,15c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y-b)^2 + (z-0,15c)^2}} - \ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y+b)^2 + (z-0,15c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y+b)^2 + (z-0,15c)^2}} \right]. \quad (18)$$

For ferroprobe with a jumper at the bottom

$$\varphi_d = \varphi_{ad} + \varphi_{bd} = \frac{\mu_\Phi i w b}{4\pi c} \times \left[\ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y-d)^2 + (z+c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y-d)^2 + (z+c)^2}} - \ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y+d)^2 + (z+c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y+d)^2 + (z+c)^2}} \right]. \quad (19)$$

For ferroprobe with a jumper from the top

$$\varphi_u = \varphi_{au} + \varphi_{bu} = \frac{\mu_\phi i w b}{4\pi c} \times \left[\ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y-d)^2 + (z-c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y-d)^2 + (z-c)^2}} + \ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y+d)^2 + (z-c)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y+d)^2 + (z-c)^2}} \right]. \quad (20)$$

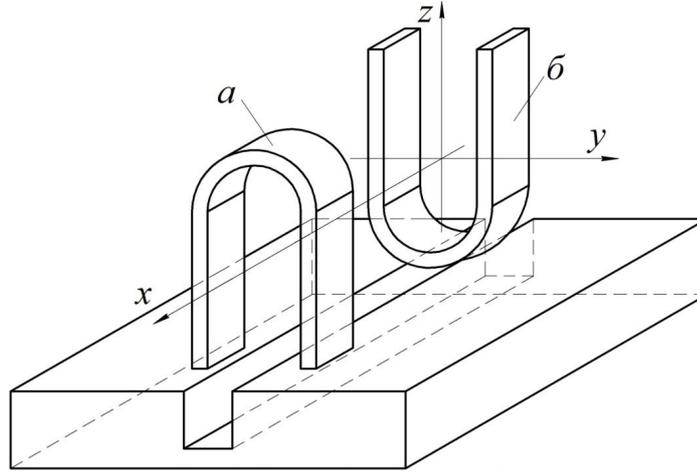
The calculation of the magnetic flux for the vertically arranged cores with a bridge at the bottom by the formula

$$\Phi_d = \frac{\mu_0 \cdot M_n \cdot a_\phi \cdot c_\phi}{i w} (\varphi_{ad} + \varphi_{bd}). \quad (21)$$

The calculation of the magnetic flux for the vertically arranged cores with a jumper from the top of cores

$$\Phi_u = \frac{\mu_0 \cdot M_n \cdot a_\phi \cdot c_\phi}{i w} (\varphi_{au} + \varphi_{bu}). \quad (22)$$

Location ferroprobes over the defect in the space shown in Fig. 6, 7.



a - the main flux gate, *b* - compensation flux gate
Fig. 6. Location of defect ferroprobes

For the calculation of the magnetic field in the core ferroprobe propose the following formula:

$$H_{u,d} = \frac{M_n}{4\pi \cdot a \cdot l} \times \int_{-2c_\phi}^0 \int_{-a_\phi}^{a_\phi} \left[\ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y_\phi + b_\phi - d)^2 + (z_\phi - c m h)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y_\phi + b_\phi - d)^2 + (z_\phi - c m h)^2}} - \ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y_\phi - b_\phi - d)^2 + (z_\phi - c m h)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y_\phi - b_\phi - d)^2 + (z_\phi - c m h)^2}} + \right. \quad (23)$$

$$\left. + \ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y_\phi + b_\phi + d)^2 + (z_\phi - c m h)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y_\phi + b_\phi + d)^2 + (z_\phi - c m h)^2}} - \ln \frac{x-a + \sqrt{(x-a)^2 + (y_\phi - b_\phi + d)^2 + (z_\phi - c m h)^2}}{x+a + \sqrt{(x+a)^2 + (y_\phi - b_\phi + d)^2 + (z_\phi - c m h)^2}} \right] dx dz.$$

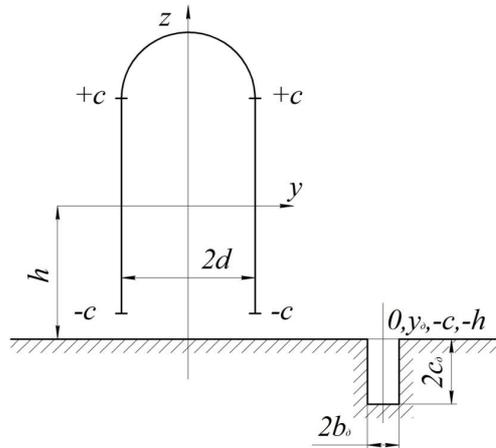


Fig. 7. Placement of the flux gate with a U-shaped core in space

As a first approximation calculation can be performed using the following relationship:

$$H_{u,d} = \frac{M_n \cdot a_\delta \cdot c_\delta}{a \cdot l} \times \left[\ln \frac{-a + \sqrt{a^2 + (y_\delta - b_\delta - d)^2 + (c \cdot mh)^2}}{a + \sqrt{a^2 + (y_\delta - b_\delta - d)^2 + (c \cdot mh)^2}} - \ln \frac{-a + \sqrt{a^2 + (y_\delta + b_\delta - d)^2 + (c \cdot mh)^2}}{a + \sqrt{a^2 + (y_\delta + b_\delta - d)^2 + (c \cdot mh)^2}} - \right. \\ \left. - \ln \frac{-a + \sqrt{a^2 + (y_\delta - b_\delta + d)^2 + (c \cdot mh)^2}}{a + \sqrt{a^2 + (y_\delta - b_\delta + d)^2 + (c \cdot mh)^2}} + \ln \frac{-a + \sqrt{a^2 + (y_\delta + b_\delta + d)^2 + (c \cdot mh)^2}}{a + \sqrt{a^2 + (y_\delta + b_\delta + d)^2 + (c \cdot mh)^2}} \right] dx dz. \quad (24)$$

The minus sign corresponds to the flux gate with a jumper at the top, a plus sign - with a bridge at the bottom.

Conclusion

Proposed and theoretically justified fluxgate magnetic system transmitter consisting of two ferroprobe with a U-shaped magnetic cores, one of which is the principal, and the second - compensation. Compensation ferroprobe has the same configuration with the main core that provides almost full compensation of the magnetic field interference.

The mathematical model of the magnetic field in the core of a ferroprobe induced defect makes it possible to obtain analytical dependence for calculation of magnetic flux and magnetic field in the core ferroprobe different geometrical configurations of the different sizes of the defect.

References

1. Afanas'ev Ju. V. Ferrozondy / Afanas'ev Ju. V. – L. : Jenergija, 1969. – 168 s.
2. Poltavcev A. Ju. Sovershenstvovanie metoda ocenki karakteristik vyhodnogo signala ferrozonda pri kontrole defektov sploshnosti ferromagnitnyh izdelij: dis. ... kand. tehn. nauk : 05.11.13 / Poltavcev Andrej Jur'evich. – Lugansk, 2010. – 182 s.
3. Zhuchenko N.A. Sovershenstvovanie defektoskopii detalej hodovoj chasti podvizhnogo sostava: dis. ... kand. tehn. nauk : 05.11.13 / Zhuchenko Natal'ja Aleksandrovna. – Lugansk, 2008. – 178 s.
4. Zacepin N. N. Magnitnaja defektoskopija / N.N. Zacepin, L. V. Korzhova. – Mn. : Nauka i tehnika, 1981. – 208 s.
5. Bezkorovaynyy V. S., Livcov Ju. V., Tarasenko O. V., Jakovenko V. V. Matematicheskie modeli magnitnogo polja v sisteme datchika kontrolja poverhnostnogo sloja metalla / V. S. Bezkorovajnyj, Ju. V. Livcov, O. V. Tarasenko, V. V. Jakovenko // Elektromechanichni i energozberigajuchi sistemi. – 2014. – № 1. – S. 66–75.
6. Bezkorovaynyy V. S., Branspiz M. U., Peter Mather, Yakovenko V. V. «Calculation of the magnetic field intensity in the core of ferroprobes induced by defect based on theorem of reciprocity» / V. S. Bezkorovaynyy, M. U. Branspiz, Peter Mather, V. V. Yakovenko // Visnik SNU im. V. Dalja. – 2013. – № 3 (192). – S. 14–16.
7. Vladimir Bezkorovaynyy, S. Boureima, Dmitry Serhienko «Calculation of magnetic systems of speed and gear teeth integrity sensors» / Vladimir Bezkorovaynyy, S. Boureima, Dmitry Serhienko // TEKA Commission of Motorization and Energetics in agriculture. – 2012. – Vol. 12. – № 4. – PP. 13–18.
8. Bhag S. B. Electromagnetic Field Theory Fundamentals. 2-nd edition / S. B. Bhag, R. Hiziroglu Huseyin. – Cambridge U.K, 2004. – 681 p.
9. Fengzhu Y. I. Application of 3-D FEM in the simulation analysis for MFL signals / Y I. Fengzhu, Wang Changlong // Now Destructive Testing and condition Monitoring. – 2009. – Vol. 51. – № 1. – PP. 32–35.
10. Bukreev V. V., Bezkorovaynyy V. S., Jakovenko V. V. «K raschetu funkcii preobrazovanija magnitnoj sistemy datchika metallodetektora» / V. V. Bukreev, V. S. Bezkorovaynyy, V. V. Jakovenko // Visnik SNU im. V. Dalja. – 2013. – № 15 (204). – S. 14–16.
11. Afanas'ev Ju. V., Gorobej V.N. K raschetu pronicaemosti formy serdechnikov ferrozondov. – Trudy metrologicheskikh institutov SSSR. – L.: Jenergija, 1975. – № 180 (240).

About the author:

Bezkorovaynyy V. S., graduate student "Electromechanics" East Ukrainian National University named after V. Dahl

Reviewer: V. Yakovenko Doctor of Science Professor of East Ukrainian National University named after Volodymyr Dahl.