

УДК 621.3.014.4 / 537.8

МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ ПРОВОДЯЩЕГО ТЕЛА ДЛЯ ЗАДАЧ ВИХРЕТОКОВОЙ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ

Филиппов Д.М.¹, Луговской Н.В.², Бержанский В.Н., Панков Ф.Н.

*Таврический национальный университет имени В .И. Вернадского, проспект академика
Вернадского 4, Симферополь 295007, Республика Крым, Россия*

E-mail: grantarc@mail.ru¹, lugovskoynv@mail.ru²

В статье предложена математическая модель трёхмерного квазистационарного электромагнитного поля, возникающего вблизи поверхности проводящего объекта контроля при анализе его дефектности методом вихретоковой магнитооптической дефектоскопии. Исследована теоретическая 3D-зависимость распределения магнитного поля у границ образца от его толщины, рабочей частоты и фазы регистрации динамической доменной структуры магнитооптического сенсора. Результаты проведённого магнитооптического эксперимента находятся в хорошем соответствии с модельными расчётами.

Ключевые слова: вихревые токи, система интегро-дифференциальных уравнений, вихретоковый дефектоскоп.

PACS: 98.80. ± k

ВВЕДЕНИЕ

Магнитооптическая (МО) вихретоковая (ВТ) дефектоскопия является относительно новым методом определения дефектности металлических конструкций и ее возможности изучены далеко не полностью. Основным преимуществом МО ВТ дефектоскопии является непосредственная визуализация дефектов в режиме реального времени, малые габариты и относительная простота изготовления основных деталей дефектоскопа.

Принцип работы МО вихретокового интроскопа основан на реакции динамической доменной структуры (ДДС) магнитооптического сенсора на распределение магнитных полей, создаваемых вихревыми токами в исследуемом образце из проводящего материала [1, 2]. Возбуждение ВТ осуществляется индуктором переменного магнитного поля. Визуализация доменной структуры в магнитооптическом сенсоре осуществляется с помощью эффекта Фарадея. Наличие дефектов (трещин, микропор, внедрения второй фазы и др.) в объекте контроля приводит к изменению траекторий вихревых токов и соответствующему изменению конфигурации порождаемых ими магнитных полей. Эффективность МО визуализации дефектов зависит как от вида дефектов, так и от параметров работы дефектоскопа (типа МО сенсора, амплитуды и частоты переменного тока индуктора, момента времени регистрации ДДС, величины подмагничивающего поля). Частично экспериментальный поиск оптимальных условий регистрации МО ВТ на примере дефектов в виде линейных щелей проводился в [3].

Представляет интерес расчет топологии создаваемого вихревыми токами магнитного поля при его рассеянии на дефектах различного рода и моделирование временной зависимости распределения ВТ, которая является решающим фактором при регистрации ДДС стробоскопическим методом. Простейшим видом такого дефекта является граница плоского образца.

Целью настоящей работы является проведение математического моделирования магнитных полей, создаваемых вихревыми токами в объемах и на границах тестовых объектов, и сравнение модели с результатами магнитооптического эксперимента.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫБОР МЕТОДА ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Рассмотрим электромагнитную систему, которая состоит из индуктора переменного тока I и проводящего неферромагнитного тела в форме параллелепипеда (пластины) 2 (Рис. 1).

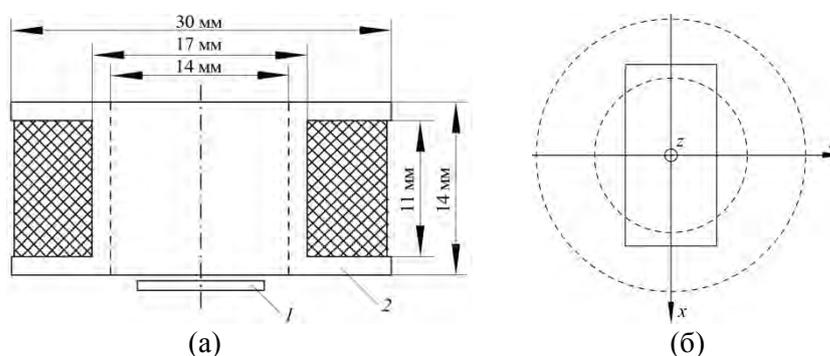


Рис. 1. Электромагнитная система: а – осевое сечение; б – вид «сверху».

Сердечник индуктора изготовлен из стеклотекстолита. Обмотка выполнена из медного провода сечением 1,5 мм и содержит 41 виток. Переменный ток в обмотке индуктора меняется во времени по заданному, в общем случае несинусоидальному, закону. Материал пластины считается однородным с известной удельной электрической проводимостью γ . На Рис. 1 указаны геометрические размеры индуктора и оси системы координат, относительно которой задаётся положение электромагнитной системы. Размеры пластины на Рис. 1 не указаны, поскольку расчёт и экспериментальные исследования проводились для пластин разных размеров. Воздушный зазор между индуктором и пластиной составляет 0,1 мм.

Под действием переменного поля в объёме пластины индуцируются вихревые токи. Для математического описания распределения этих токов и создаваемого ими поля задачу приходится формулировать в трёхмерной постановке. Решение данной задачи аналитически, без введения дополнительных упрощений, невозможно. В то же время существует достаточно большое многообразие численных методов, позволяющих осуществить анализ рассматриваемого процесса. Ниже приведён

краткий обзор научных исследований в области вихретоковой дефектоскопии, в которых для моделирования квазистационарного электромагнитного поля применялись различные численные методы. Дана сравнительная оценка этих методов.

В [4] для расчёта поля рассеивания, создаваемого сварным швом в стальной трубе, применён метод конечных элементов, практическая реализация которого осуществлена в коммерческом программном пакете ANSYS. Существенным недостатком данного метода является необходимость построения дискретной сетки во всей расчётной области, включая окружающее электромагнитную систему пространство (вообще говоря, неограниченное) и воздушные зазоры, которые в задачах дефектоскопии часто составляют несколько микрон. При попытке построения сетки в таких областях возникает потребность в весьма значительных объёмах физической памяти компьютера. С целью усовершенствования метода конечных элементов был разработан комбинированный метод конечных и граничных элементов [5], однако он характеризуется усложнённой математической моделью, затрудняющей его практическую реализацию. В связи с этим ряд авторов [6, 7] отдают предпочтение методу интегральных уравнений, который лишён недостатков выше описанных методов.

В соответствии с изложенным, в настоящей статье для моделирования электромагнитного поля объектов контроля будет использован метод интегральных уравнений.

2. ВЫВОД СИСТЕМЫ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ПЛОТНОСТИ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ

Запишем закон полного тока в дифференциальной форме и выразим вектор напряжённости электрического поля \vec{E} через электродинамические потенциалы \vec{A} и φ :

$$\vec{\delta}(M, t) = \gamma \vec{E}(M, t) = -\gamma \frac{\partial \vec{A}(M, t)}{\partial t} - \gamma \text{grad} \varphi(M, t), \quad (1)$$

где $\vec{\delta}$ – мгновенное значение вектора плотности вихревых токов в точке $M(x, y, z)$ объёма V проводника.

Векторный потенциал \vec{A} представляет собой суперпозицию векторного потенциала первичных токов \vec{A}_0 и векторного потенциала, создаваемого вихревыми токами:

$$\vec{A}(M, t) = \vec{A}_0(M, t) + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\delta}(N, t)}{r_{MN}} dV_N. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), получим следующее уравнение:

$$\vec{\delta}(M, t) = -\gamma \frac{\partial \vec{A}_0(M, t)}{\partial t} - \frac{\mu_0 \gamma}{4\pi} \int_V \frac{\partial \vec{\delta}(N, t)}{\partial t} \frac{dV_N}{r_{MN}} - \gamma \text{grad} \varphi(M, t). \quad (3)$$

Для отыскания скалярного электрического потенциала $\varphi(M, t)$ необходимо составить и решить краевую задачу, граничные условия для которой вытекают из требования равенства нулю нормальной компоненты вектора плотности вихревых токов: $\delta_n(Q, t) = 0$ ($Q \in S$; S – поверхность проводника). Используя (1), получаем:

$$\frac{\partial \varphi(Q, t)}{\partial n_Q} = -\frac{\partial \vec{A}(Q, t)}{\partial t} \vec{n}_Q. \quad (4)$$

Таким образом, имеем:

$$\begin{cases} \Delta \varphi(M, t) = 0, & M \in V; \\ \frac{\partial \varphi(Q, t)}{\partial n_Q} = -\frac{\partial \vec{A}(Q, t)}{\partial t} \vec{n}_Q, & Q \in S. \end{cases} \quad (5)$$

Решение краевой задачи (5) ищем в виде потенциала простого слоя электрических зарядов:

$$\varphi(M, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oint_S \frac{\sigma(P, t)}{r_{MP}} dS_P, \quad P \in S. \quad (6)$$

Воспользуемся предельными свойствами нормальной производной потенциала простого слоя

$$\frac{\partial \varphi(Q, t)}{\partial n_Q} = \frac{\sigma(Q, t)}{2\epsilon_0} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oint_S \sigma(P, t) \frac{(\vec{r}_{PQ}, \vec{n}_Q)}{r_{PQ}^3} dS_P. \quad (7)$$

Тогда, подставляя (7) в (4), получим интегро-дифференциальное уравнение, связывающее плотности электрического заряда и вихревых токов:

$$\begin{aligned} & \sigma(Q, t) - \frac{1}{2\pi} \oint_S \sigma(P, t) \frac{(\vec{r}_{PQ}, \vec{n}_Q)}{r_{PQ}^3} dS_P = \\ & = -\frac{\mu_0 \epsilon_0}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{\vec{\delta}(N, t) \vec{n}_Q}{r_{QN}} dV_N - 2\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{A}_0(Q, t), \vec{n}_Q). \end{aligned} \quad (8)$$

Исходя из (6) получим выражение для $-\gamma \text{grad} \varphi(M, t)$, входящее в уравнение (3):

$$-\gamma \operatorname{grad} \varphi(M, t) = \frac{\gamma}{4\pi\epsilon_0} \oint_S \sigma(P, t) \frac{\vec{r}_{PM}}{r_{PM}^3} dS_P.$$

Учитывая последнее выражение, из (3) второе получим интегро-дифференциальное уравнение, дополняющее уравнение (8) до полной системы:

$$\begin{aligned} \vec{\delta}(M, t) + \frac{\mu_0 \gamma}{4\pi} \int_V \frac{\partial \vec{\delta}(N, t)}{\partial t} \frac{dV_N}{r_{MN}} = \\ = \frac{\gamma}{4\pi\epsilon_0} \oint_S \sigma(P, t) \frac{\vec{r}_{PM}}{r_{PM}^3} dS_P - \gamma \frac{\partial \vec{A}_0(M, t)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (9)$$

Отметим, что полученная здесь система интегро-дифференциальных уравнений согласуется с результатами теоретических исследований, проведённых в [8] для неподвижных ферромагнетиков, в поле которых движется неферромагнитный проводник, находящийся в жидкой фазе.

3. РАСЧЁТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И МЕТОД РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ (8,9)

Магнитное поле, создаваемое исследуемой электромагнитной системой и действующее на МО сенсор, может быть найдено как суперпозиция полей тока индуктора и вихревых токов пластины:

$$\vec{H}(M, t) = \vec{H}_0(M, t) + \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{[\vec{\delta}(N, t), \vec{r}_{MN}]}{r_{MN}^3} dV_N. \quad (10)$$

Для вычисления $\vec{H}_0(M, t)$, входящей в (10), и $\vec{A}_0(M, t)$, входящего в (8,9), можно воспользоваться известными результатами для поля кольца с током, например из [9].

В действующем макете дефектоскопа ток индуктора изменяется во времени по кусочно-линейному закону (Рис. 2, а). Производная от этой функции представляет собой кусочно-постоянную функцию — меандр (Рис. 2, б, график, построенный сплошной линией).

В правых частях уравнений системы (8,9) стоят величины, пропорциональные производной тока индуктора по времени, имеющей разрывы первого рода в точках $t = \pm T/4$ (Рис. 2, б). Наличие этих разрывов затрудняет процесс численного решения системы (8,9). Во избежание этого целесообразно применять непрерывную аппроксимацию функции $di(t)/dt$:

$$g(t) = \frac{16I_m}{\pi T} \left[\operatorname{arctg} \left(\left(\frac{t}{\gamma} \right)^\alpha \right) - \frac{\pi}{4} \right], \quad (11)$$

где α – положительное чётное целое число; T – период колебаний тока; параметр $\gamma = T/4$ – соответствует точкам разрыва функции $di(t)/dt$. Чем выше параметр α , тем выше кривизна $g(t)$ в соответствующих точках и меньше погрешность аппроксимации. Так, при $\alpha = 1000$ (используется далее в расчётах) среднеквадратичная погрешность аппроксимации составляет 2,5%. На Рис. 2 (б) приведены примеры функции $g(t)$ при различных значениях параметра α .

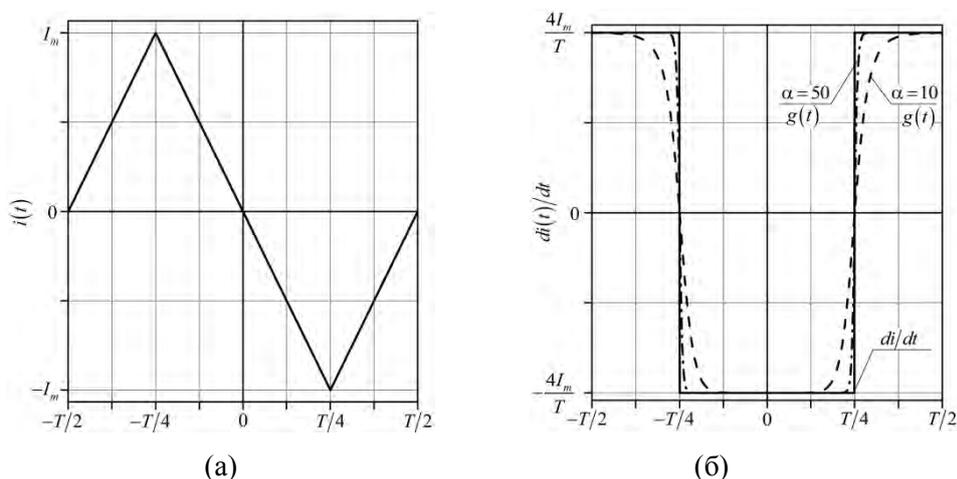


Рис. 2. Зависимость тока индуктора от времени (а) и аппроксимация его производной (б) функцией $g(t)$ (11).

Таким образом, в расчётах целесообразно пользоваться заменой $\partial \vec{A}_0(M, t) / \partial t = g(t) \vec{a}_0(M)$ (где $\vec{a}_0(M)$ – векторный потенциал первичного поля при токе, равном 1 А).

Система уравнений (8,9) решалась методом последовательных приближений при кусочно-постоянной аппроксимации функций $\vec{\delta}(M, t)$ и $\sigma(Q, t)$. В качестве начального приближения принималось следующее: $\vec{\delta}^{(0)} = -\gamma \partial \vec{A}_0 / \partial t$. При выбранной аппроксимации искомых функций поверхностные интегралы, входящие в (8,9), заменялись на интегралы по элементам разбиения поверхности пластины, при этом точка Q фиксировалась в центре соответствующего элемента. Объёмные интегралы, входящие в (8,9), заменялись интегралами по элементам разбиения объёма пластины, точка M фиксировалась в центре соответствующего элемента. Отметим, что поверхностные интегралы вычислялись как двукратные по аналитическим формулам. Объёмные интегралы, соответственно, – как трёхкратные, один из которых вычислялся аналитически, остальные – численно.

Период колебаний T разбивался на N_T равных интервалов времени. Для численного дифференцирования функции $\delta(N, t)$ применялась формула Рунге [10].

4. ПРИМЕРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчёт проводился для двух пластин, изготовленных из электротехнической меди с удельной электрической проводимостью $\gamma = 5,8 \cdot 10^7$ См/м. Размеры первой пластины вдоль осей x , y и z соответственно составили 14 мм, 6 мм и 0,05 мм. Размеры второй пластины отличались только толщиной, которая составила $d = 0,3$ мм. Амплитуда тока индуктора равна 1,5 А.

При численном решении системы (8,9) поверхность пластин разбивалась на 1840 прямоугольных элементов, объёмы пластин – на 7200 элементов в виде параллелепипедов. Шаг разбиения периода менялся в интервале от 0,5 мкс до 2 мкс в зависимости от характера изменения вихревого тока во времени.

Пластина толщиной 0,05 мм. Практический интерес представляет распределение нормальной компоненты напряжённости магнитного поля в области над пластиной в зависимости от начальной фазы тока. На Рис. 3 приведено распределение вдоль оси y нормальных компонент поля индуктора, поля вихревых токов и результирующего поля, которое действует на магнитооптический сенсор, в зависимости от фазы тока индуктора на двух различных частотах 20 и 60 кГц.

Как видно из Рис. 3, поле, создаваемое электромагнитной системой МОВТ дефектоскопа, обладает выраженной пространственной неоднородностью, причём эта неоднородность обеспечивается главным образом влиянием вихревых токов. Также видно, что с изменением частоты тока изменяется характер распределения магнитного поля. Расчёты показали, что вдоль оси x поле меняется незначительно, поэтому по графикам Рис. 3 можно вполне судить о величине поля во всей интересующей области.

На Рис. 4 показаны топограммы результирующего магнитного поля при частоте тока индуктора 60 кГц, действующего на магнитооптический сенсор. Тёмные тона на топограммах означают минимум поля, светлые тона – максимум. На Рис. 4 видны чёткие очертания границ пластины, где магнитное поле вихревых токов меняет свое направление на противоположное.

Из Рисунков 3 и 4 видно, что картины поля, характерные для фаз $-T/4$ и $T/4$, абсолютно инверсны друг другу. Однако для фаз $-T/8$ и $T/8$ подобной инверсии не наблюдается, то есть зависимость тока от времени в промежутке $(-T/4; T/4)$ несимметрична относительно оси ординат.

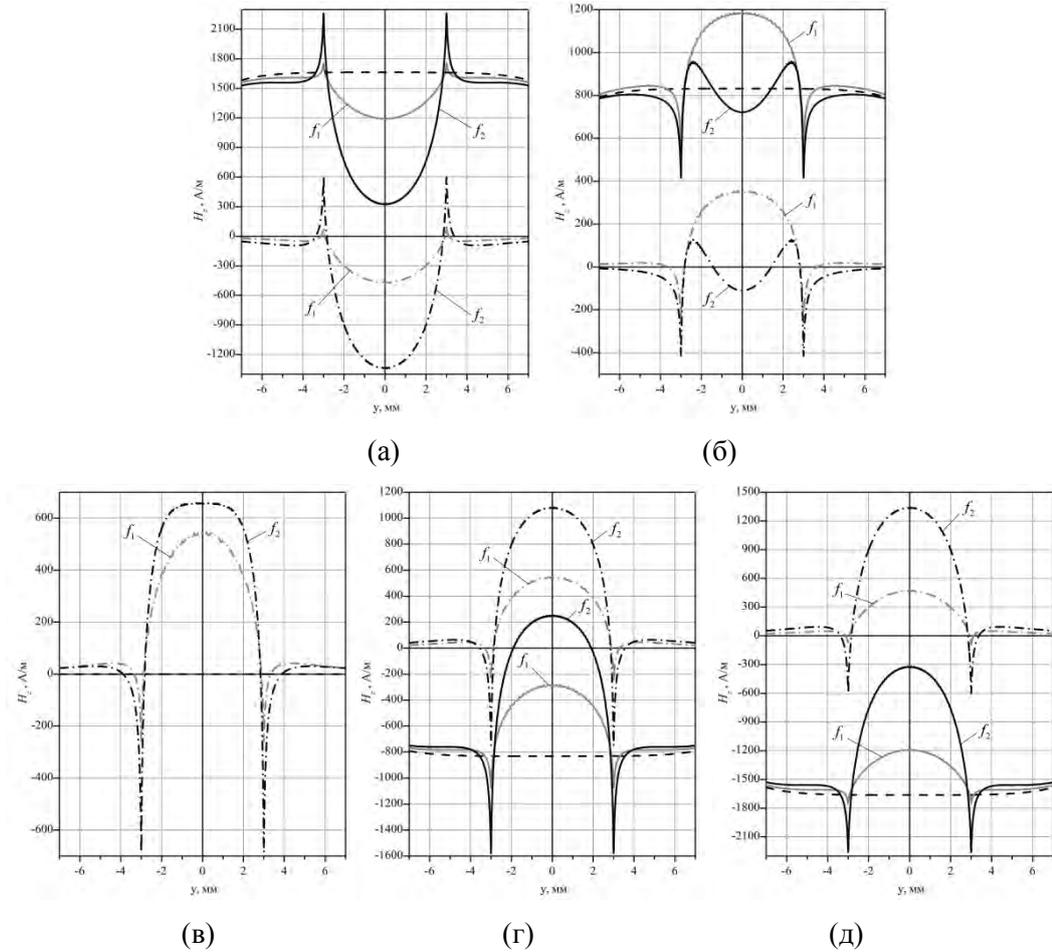


Рис. 3. Распределение z -компоненты напряжённости магнитного поля над поверхностью пластины $d = 0,05$ мм при $x = 0$ в зависимости от начальной фазы тока индуктора: $-T/4$ (а), $-T/8$ (б), $t=0$ (в), $T/8$ (г) и $T/4$ (д), ($f_1 = 20$ кГц, $f_2 = 60$ кГц). Здесь: пунктир – поле индуктора; пунктир с точкой – поле вихревых токов; сплошная линия – результирующее поле.

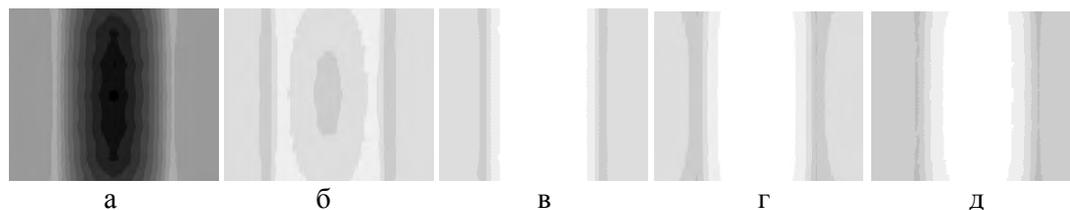


Рис. 4. Топограммы результирующего магнитного поля вблизи поверхности пластины $d = 0,05$ мм при $x = 0$ в зависимости от начальной фазы тока индуктора: $-T/4$ (а), $-T/8$ (б), $t = 0$ (в), $T/8$ (г) и $T/4$ (д). ($f_2 = 60$ кГц).

Это видно из Рис. 5, на котором показаны зависимости силы индуцируемого тока $i_{\text{и}}(t)$ от времени для двух случаев: при $f_1 = 20$ кГц и при $f_2 = 60$ кГц. Величина $i_{\text{и}}(t)$ вычислялась по формуле:

$$i_{\text{и}}(t) = \int_S \vec{\delta}(N, t) d\vec{S}, \quad (12)$$

где S – площадка, равная половине поперечного сечения пластины и лежащая в плоскости этого сечения.

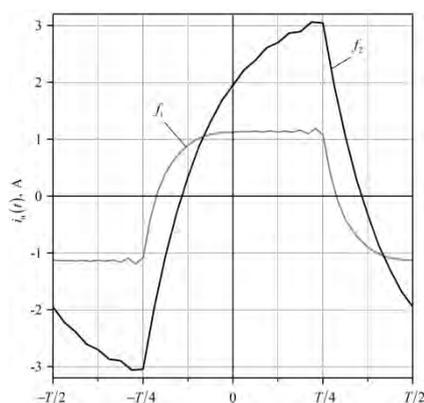


Рис. 5. Зависимость силы индуцируемого тока от времени для пластины толщиной 0,05 мм ($f_1 = 20$ кГц, $f_2 = 60$ кГц).

Из рисунка видно, что в пределах полупериода сила тока изменяется во времени по экспоненциальному закону. При частоте 20 кГц ток быстро возрастает в интервале $(-T/4; -T/8)$, а затем принимает практически постоянное значение. При частоте 60 кГц ток возрастает на протяжении всего полупериода.

Наблюдаемые частотные отличия связаны с явлением самоиндукции. В уравнении (9) интегральный член, стоящий в левой части, является следствием закона электромагнитной индукции. Этот член содержит производную от плотности

вихревого тока по времени. Чем ниже частота, тем меньше величина этой производной, и, как следствие, тем меньше влияние интегрального члена на плотность вихревых токов $\vec{\delta}(M, t)$. В предельном случае, когда интегральный член пренебрежимо мал, плотности вихревого тока и электрического заряда будут меняться во времени по прямоугольному закону.

В случае высокой частоты тока индуктора влияние самоиндукции становится определяющим, поскольку вклад интегрального члена становится значительным. При этом индуцируемый ток меняется во времени по линейному закону. Случаи, к которым относятся зависимости, приведённые на Рис. 5 находятся между описанными предельными случаями.

Характерными точками на графиках Рис. 5 являются точки пересечений функций $i_{\text{и}}(t)$ с осью времени. Величина $i_{\text{и}}(t)$, согласно формуле (12), может быть равна нулю в том случае, когда ток меняет своё направление в пределах половины сечения пластины. То есть в моменты времени, соответствующие данным точкам, вихревой ток в пластине протекает сложным образом. Представление о распределении тока в рассматриваемые моменты времени можно получить из Рис. 3 (б): поле за пределами пластины ведёт себя так, как будто ток в ней положителен, а в пределах пластины, соответственно, как будто ток отрицателен. То есть по периметру пластины вихревой ток протекает в одном направлении, а в глубине пластины – в противоположном.

Наглядное представление о характере замыкания тока в объёме пластины можно получить из Рис. 6, на котором показаны графики распределения вектора плотности вихревого тока, соответствующие пяти начальным фазам (ось x здесь направлена вверх, ось y – вправо).

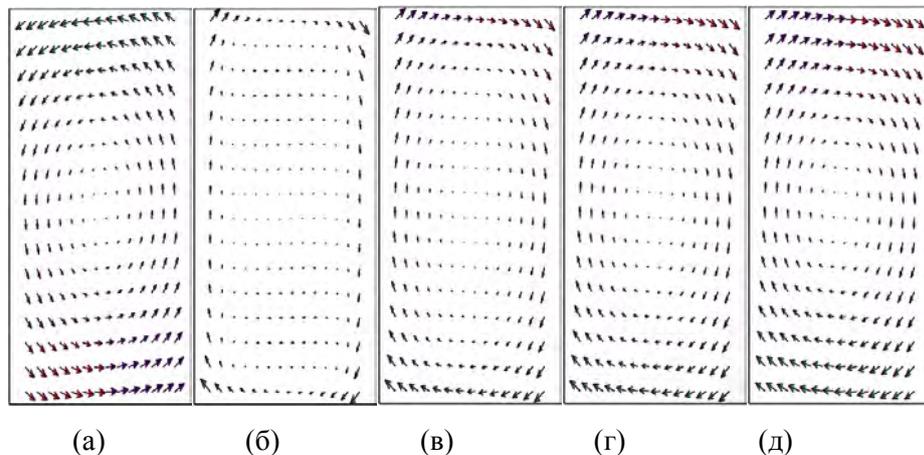


Рис. 6. Распределение вектора плотности вихревого тока в объёме пластины толщиной 0,05 мм в зависимости от начальной фазы тока индуктора. Обозначения те же, что и на Рис. 4 ($f_2 = 60$ кГц).

Пластина толщиной $d = 0,3$ мм. На Рис. 7 приведены зависимости нормальной компоненты напряжённости магнитного поля от координаты y , полученные для второй пластины. Зависимости соответствуют тем же начальным фазам тока, которые рассматривались в предыдущем примере. Расчёты проводились для частот $f_1 = 20$ кГц и $f_2 = 60$ кГц.

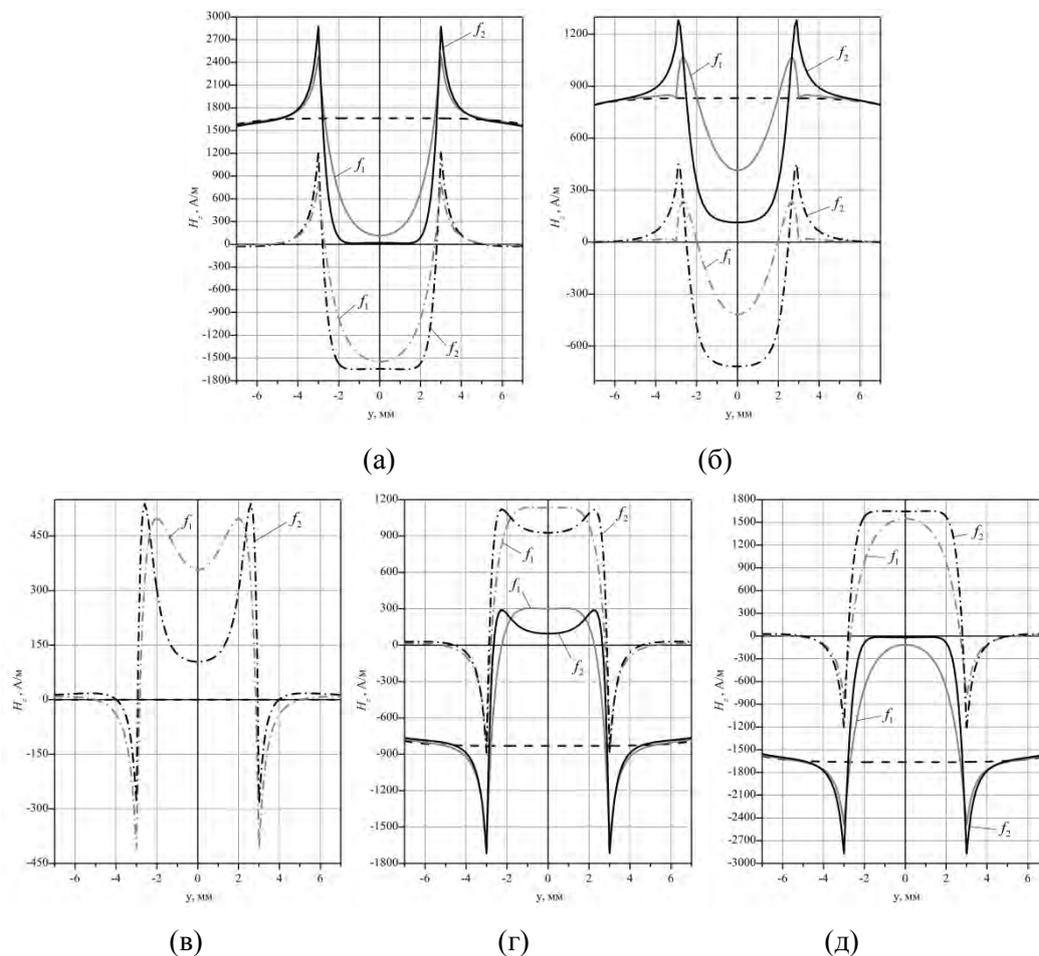


Рис. 7. Распределение z -компоненты напряжённости магнитного поля над поверхностью пластины $d = 0,3$ мм при $x = 0$. Обозначения те же, что и на Рис. 3.

Ниже, на Рис. 8, приведены топограммы магнитного поля, соответствующие рассматриваемому случаю при частоте $f_2 = 60$ кГц.

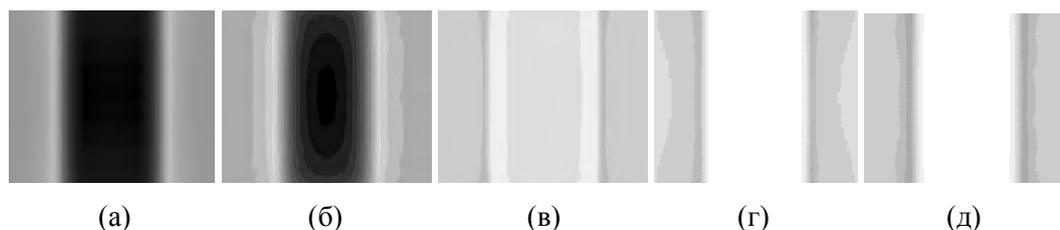


Рис. 8. Топограммы результирующего магнитного поля в объеме пластины $d = 0,3$ мм и вблизи ее границы. Обозначения те же, что и на Рис 4. ($f_2 = 60$ кГц).

Из Рис. 8 видно, что наиболее «контрастные» картины поля получаются при начальных фазах тока $\pm T/4$ (Рис. 8, а и 8, д). Это связано с тем, что в данных случаях поле над пластиной в центральной зоне, занимающей около 60% от её ширины, близко к однородному и быстро возрастает по модулю при приближении к краю (форма кривой H_z стремится к «прямоугольной» (см. Рис. 8, а и 8, д)). Диапазон изменения поля вихревых токов при этом составляет 2800 А/м. При начальной фазе тока $+T/8$ (Рис. 8, г) диапазон изменения поля вихревых токов ниже и составляет около 2000 А/м. Однако скорость убывания поля у края пластины в этом случае выше. Данное обстоятельство приводит к появлению на соответствующей топограмме узких тёмной полос, очерчивающих края пластины. Из приведённого анализа можно сделать следующий практический вывод: если разрешающая способность оптической системы дефектоскопа достаточно высока, то оптимальной фазой для регистрации образа является $+T/8$, поскольку при этом будет достигнуто более точное позиционирование границы исследуемого образца; если же разрешающая способность оптической системы недостаточна, зафиксировать узкую полосу будет трудно, поэтому в данном случае рекомендуется осуществлять регистрацию МО образа при фазах тока $\pm T/4$.

На Рис. 9 приведены зависимости силы индуцируемого тока от времени, полученные для второй пластины. Видно, что вихревой ток в пластине при частоте $f_2 = 60$ кГц меняется во времени практически по линейному закону и находится в противофазе с током индуктора (см. Рис. 2, а). Как показали расчёты, дальнейшее увеличение толщины пластины при частоте тока 60 кГц не приводит к качественному изменению характеристики тока. Магнитное поле, создаваемое вихревым током, как видно из Рис. 7, в значительной степени компенсирует поле индуктора в области над пластиной (особенно это видно на Рис. 7, а, 7, г и 7, д), что обеспечивает сильный градиент суммарного поля при приближении к границе пластины. Поэтому практический интерес представляет определение расчётным путём таких минимальных толщин пластины, соответствующих частотам 20 и 60 кГц, при которых форма индуцируемого тока становится кусочно-линейной. Было установлено, что эти толщины для пластин из меди для указанных частот соответственно равны 0,6 мм и 0,2 мм.

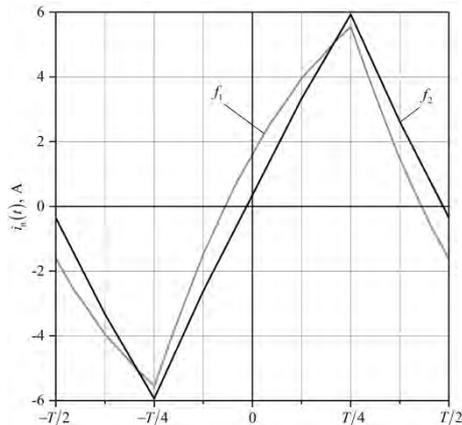


Рис. 9. Зависимость силы индуцируемого тока от времени для пластины толщиной 0,3 мм ($f_1 = 20$ кГц, $f_2 = 60$ кГц).

Ниже приведены распределения вектора плотности вихревого тока в пластине при частоте $f_2 = 60$ кГц. Рис. 10 (б) фиксирует момент времени, в который наблюдается убывание тока, замыкающегося по внешнему краю пластины, а ток, линии которого более удалены от края, сохраняет свою величину. При этом топограмма поля, соответствующая данному моменту времени (Рис. 8, б) отображает искажённый образ в виде тёмной полосы, ширина которой меньше, чем реальный размер пластины. В последующий момент времени периферийный ток изменит своё направление, а ток, замыкающийся в глубине объёма, всё ещё будет протекать прежним образом. Это выразится в описанном выше эффекте циркуляции тока в объёме образца во встречных направлениях.

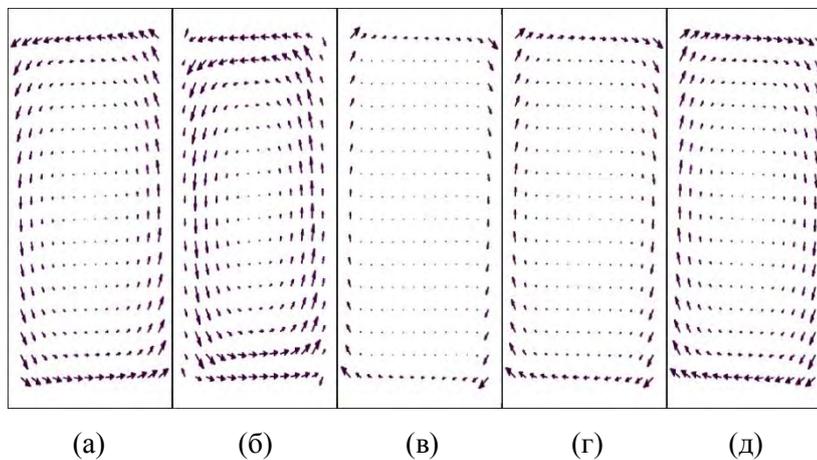


Рис. 10. Графики распределения вектора плотности вихревого тока в объёме пластины $d = 0,3$ мм.

5. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для проверки результатов моделирования был проведён эксперимент на вихретоковом дефектоскопе с использованием описанных выше тестовых образцов и индуктора нормального поля.

Вихретоковый дефектоскоп состоит из двух основных частей: электронного блока управления и блока магнитооптической регистрации. Электронный блок формирует напряжения и токи для работы индуктора переменного поля, светодиодного излучателя и катушки постоянного поля. Контроль частоты и тока индуктора осуществляется частотомером и цифровым вольтметром. Определение магнитооптического вихретокового образа объекта осуществляется стробоскопическим способом. Положение фазы включения импульса засветки относительно фазы тока индуктора определяется фазометром. Ток в индукторе изменяется по треугольному закону (Рис. 2, а).

Магнитооптический сенсор – монокристаллическая пленка феррита граната толщиной 5 мкм размещается непосредственно под индуктором на медной пластине. Светодиодный излучатель освещает исследуемую область поляризованным белым светом. Отражаясь от зеркала, напыленного на нижнюю поверхность магнитооптического преобразователя, свет дважды проходит сквозь активную область феррит-гранатовой пленки и меняет угол поляризации в зависимости от состояния ее динамической доменной структуры. После отражения свет проходит анализатор, линзовую систему и попадает на ПЗС приёмник. Приёмник подключен к персональному компьютеру, что позволяет наблюдать магнитооптический образ объекта исследования в режиме реального времени и фиксировать происходящее в форматах цифровой фотографии или фильма.

На Рис. 11 слева представлены фотографии магнитооптических образов медной полосы 0,3 мм при положении строба $-T/4$ (а), $-T/8$ (б), $t = 0$ (в), $T/8$ (г) и $T/4$ (д). На изображениях справа представлена топология результирующего магнитного поля, полученная в результате решения системы уравнений (8) – (9). Как видно из рисунка, эксперимент хорошо согласуется с модельными расчетами. Фото, соответствующие фазам $-T/8$ и $-T/4$, отображают пластину темным светом со светлыми полосами на границах, а остальные – светлым с темными полосами на ее границе. Так же хорошо прослеживается, как в эксперименте, так и при моделировании, что наиболее «контрастные» картины поля получаются при начальных фазах тока $\pm T/4$.

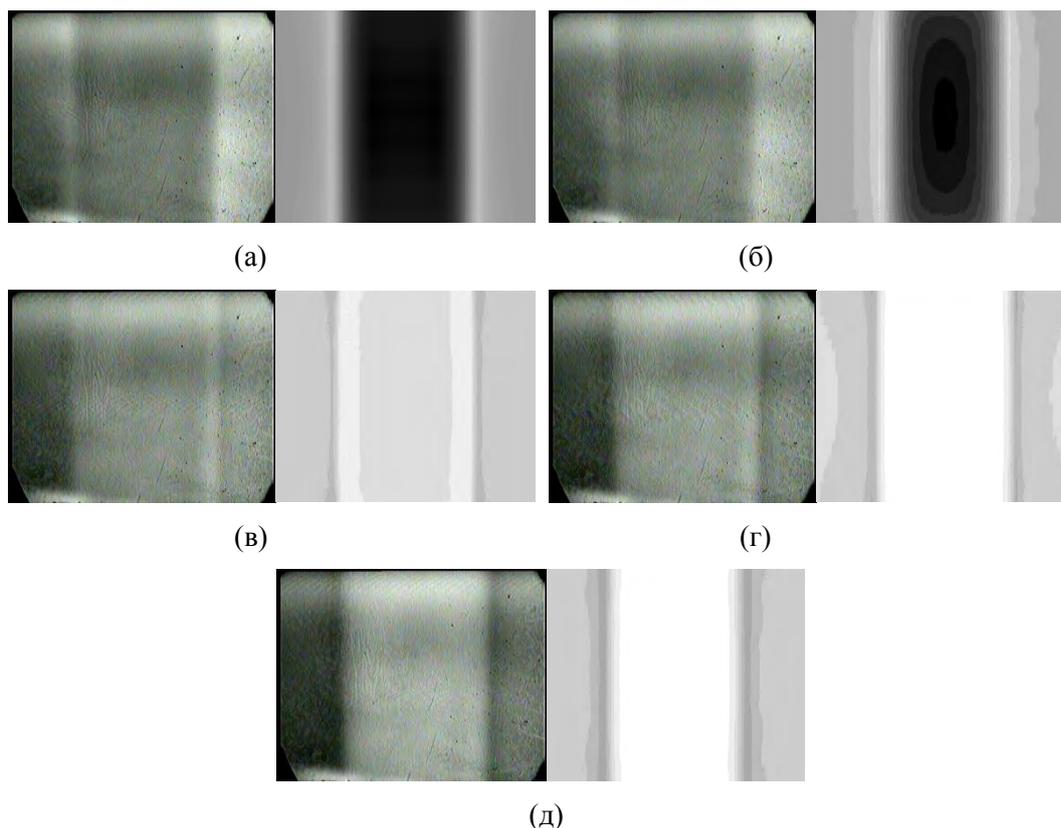


Рис. 11. Магнитооптический образ вихревого магнитного поля в объеме пластины $d = 0,3$ мм и вблизи ее границы (фото слева) и результаты моделирования (справа). Обозначения (а-д) те же, что и на Рис. 4. ($f_2 = 60$ кГц).

ВЫВОДЫ

1. Предложена теоретическая модель, описывающая пространственно неоднородное распределение магнитного поля вблизи поверхности проводящего объекта магнитооптического контроля сложной геометрии. Модель справедлива для любого периодического закона изменения тока индуктора во времени. С целью повышения устойчивости численного решения полученных в теоретической модели интегро-дифференциальных уравнений для случая периодического кусочно-линейного закона, который реализуется в конкретном устройстве, предложена непрерывная аппроксимация функции производной такого тока.

3. Адекватность разработанной теоретической модели и эффективность предложенного численного метода подтверждены достаточно хорошей корреляцией результатов моделирования с экспериментальными магнитооптическими данными, полученными на тестовом образце специальной формы.

4. Даны практические рекомендации по выбору оптимальной фазы тока и его частоты при регистрации магнитооптического образа в зависимости от геометрических параметров исследуемого образца.

5. Разработанная теоретическая модель может быть также применена для решения задач оптимизации параметров индуктора дефектоскопа. В дальнейшем планируется проведение теоретических и экспериментальных исследований на объектах контроля, содержащих дефекты различного типа, при использовании индукторов как нормального, так и планарного магнитных полей.

Список литературы

1. Magneto-optic Eddy Current Imaging of Aging Aircraft : A New NDI Technique / G. L. Fitzpatrick, D. K. Thome [et al.] // Materials Evaluation. – 1993. – Vol. 51, No 12. – P. 1402.
2. Магнитооптический вихретоковый контроль: интроскопический и магнитографический методы / В. Г. Вишневецкий, В. Н. Бержанский, Г. П. Козик [и др.] // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. – Серия «Физико-математические науки». – 2011. – Т. 24 (63), № 2. – С. 127-140.
3. Features of Magneto-optic Eddy Current Images Obtained with Use of Garnet Films / V. Vishnevskiy, V. Berzhansky, N. Lugovskoy, A. Prokopov, F. Pankov // Solid State Phenomena. – 2014. – Vol. 230. – P. 273-278.
4. Шубочкин А. Е. Разработка средств вихретоковой дефектоскопии труб в приложенном постоянном магнитном поле : дис. канд. технич. наук : 50.11.13 / Шубочкин Андрей Евгеньевич. – М., 2011. – 160 с.
5. Тихонов Д. Ю. Комбинированный метод расчёта нестационарных плоскопараллельных электромагнитных полей / Д. Ю. Тихонов, А. Н. Ткачёв, Й. Центнер // Известия вузов. Электромеханика. – 2002. – №4. – С. 39-49.
6. Гальченко В. Я. Особенности моделирования процессов токовихревого контроля объектов методом граничных интегральных уравнений / В. Я. Гальченко // Вісник Східноукраїнського державного університету імені В. Даля. – 1998. – №1(11). – С. 141-145.
7. Morozov M. Toward the Reconstruction of Stress Corrosion Cracks Using Benchmark Eddy Currents Signals / M. Morozov, G. Rubinacci, A. Tamburrino, S. Ventre, F. Villone // International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2008. – № 31. – P. 179-186.
8. Евдокимов В. Ф. Интегральная модель трёхмерного распределения вихревых токов в непрерывно литой заготовке квадратного сечения при электромагнитном перемешивании в вертикальной МНЛЗ.І / В. Ф. Евдокимов, Е. И. Петрушенко // Электронное моделирование. – 2013. – Т. 35, №6. – С. 49-62.
9. Шимони К. Теоретическая электротехника / К. Шимони. – М. : Мир, 1964. – 775 с.
10. Калиткин Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин. – СПб. : БХВ-Петербург, 2011. – 592 с.

Філіппов Д. М. Моделювання квазістаціонарного електромагнітного поля поблизу провідного тіла для задач вихрострумової магнітооптичної дефектоскопії / Д. М. Філіппов, Н. В. Луговський, В. Н. Бержанський, Ф. М. Панков // Вчені записки Таврійського національного університету імені В. І. Вернадського. Серія : Фізико-математичні науки. – 2014. – Т. 27 (66), № 2. – С. 115-131.

У статті запропоновано математичну модель тривимірного квазістаціонарного електромагнітного поля, що виникає поблизу поверхні провідного об'єкта контролю при аналізі його дефектності методом вихрострумової магнітооптичної дефектоскопії. Досліджено теоретична 3D-залежність розподілу магнітного поля біля кордонів зразка від його товщини, робочої частоти і фази реєстрації динамічної доменної структури магнітооптичного сенсора.

Ключові слова: вихрові струми, система інтегро-диференціальних рівнянь, вихрострумовий дефектоскоп.

Filippov D. M. Modeling of quasi-stationary electromagnetic field near the conductive body for problems of eddy current magneto-optical testing / D. M. Filippov, N. V. Lugovskoy, V. N. Berzhansky, F. N. Pankov // Scientific Notes of Taurida National V. I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2014. – Vol. 27 (66), No 2. – P. 115-131.

Magneto-optical (MO) eddy current (EC) inspection is a relatively new method of determining defectiveness metal structures and its capabilities are very poorly studied. The main advantage MOEC method is immediate inspection of defects visualization in real time, small size and relative ease of manufacture of main parts of the flaw detector. Represented the interest to calculate the topology of magnetic field, generated by the eddy currents, when it is scattered by defects various kinds and modeling of time-dependent distribution of EC, which is a decisive factor in the DDS registration of stroboscopic method. The simplest form of such a defect is the boundary of a flat sample. The aim of this work is to conduct mathematical modeling of magnetic fields generated by the eddy currents in the volume and on the borders of test objects, and compare the model with results of the magneto-optical experiments.

The paper proposes a mathematical model of three-dimensional quasi-stationary electromagnetic field produced near the surface of a conductive test object when analyzing its defectiveness by eddy-current magneto-optical inspection. Elaborated a system of integrodifferential equations for the density of eddy currents and electrical charges. The article shows examples simulation of eddy currents in the form of topograms the resultant magnetic field near the surface of the plate, distribution z-component of the magnetic field over the surface of plate and allocation of the eddy current density vector in the volume of the plates. Investigated the theoretical 3D-dependence of the magnetic field distribution at the boundaries of the sample from its thickness, the operating frequency and phase of the registration of the dynamic domain structure of the magneto-optical sensor. For comparison the simulation results with the practice experiments were conducted to obtain images of the plate corresponding to the magneto-optical model calculations. Results from the magneto-optical experiments are in good agreement with model calculations.

Keywords: eddy current, system integrodifferential equations, eddy current flaw detector.

References

1. G. L. Fitzpatric, D. K. Thome, R. L. Skaugset, W. C. L. Shih, *Materials Evaluation* **51**, No 12, 1402 (1993).
2. V. G. Vishnevskii, V. N. Berzhansky, G. P. Kozik, V. I. Mikhailov, F. M. Pankov, S. V. Levyi, Yu. S. Agalidi, *Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University, Ser. Physics and Mathematics Sciences* **24(63)**, No 2, 127 (2011).
3. V. Vishnevskiy, V. Berzhansky, N. Lugovskoy, A. Prokopov, F. Pankov, *Solid State Phenomena* **230**, 273 (2014).
4. A. Ye. Shubochkin, Thesis (Closed Joint Research Institute of Introscopy of Moscow Scientific Production Association “Spectrum”, Moscow, 2011).
5. D. Ju. Tihonov, A. N. Tkachjov, J. Centner, *Izvestija vuzov. Jelektromehnika*, No 4. 39 (2002).
6. V. Ja. Gal'chenko, *Visnik Shidnoukrains'kogo derzhavnogo universitetu imeni V. Dalja* No. 1(11), 141 (1998).
7. M. Morozov, G. Rubinacci, A. Tamburrino, S. Ventre, F. Villone, *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics* **31**, 179 (2008).
8. V. F. Evdokimov, E. I. Petrushenko, *Jelektronnoe modelirovanie* **35**, No 6, 49 (2013).
9. K. Shimoni, *Theoretical Electrical Engineering* [in Russian] (Mir, Moscow, 1964).
10. N. N. Kalitkin, *Numerical Methods* [in Russian] (St. Petersburg. : BHV-Petersburg, 2011).

Received 20 September 2014.