

УДК 621.37: 620.19

DOI: 10.22213/2413-1172-2023-2-94-102

Метод и алгоритм радиочастотного зондирования неоднородных электропроводящих структур

Ю. К. Евдокимов, доктор технических наук, профессор, Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

Л. Ю. Фадеева, кандидат технических наук, доцент, Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

Предложен метод и алгоритм частотного зондирования внутренней неоднородной структуры электропроводящих объектов на основе скин-эффекта для диагностики и контроля. Суть метода состоит в частотном управлении глубиной проникания электромагнитного поля внутрь электропроводящего объекта, и по измеренной частотной характеристике поверхностного импеданса определяются профили электрофизических параметров, характеризующие структурные свойства исследуемой среды. Из электродинамических представлений разработана электрическая модель неоднородной среды с распределенными RL-параметрами. Связь погонных параметров сопротивления и индуктивности электрической модели с локальными параметрами электропроводящей среды следует из их связи с удельным электрическим сопротивлением и магнитной проницаемостью среды. Математическая модель неоднородной проводящей среды построена на базе уравнения Риккати относительно импедансных характеристик среды. Сформулирована математическая постановка задачи зондирования как решение обратной операторной задачи математической физики. Предложен численный итерационный алгоритм частотного зондирования неоднородной среды на основе регуляризованного по Тихонову решения обратной задачи. Предложенный алгоритм также можно распространить для зондирования внутренней структуры полупроводниковых и слабопроводящих объектов, содержащих в импедансе емкостную составляющую. Приведены результаты численного моделирования предложенного алгоритма при различных распределениях неоднородности по частотным характеристикам импеданса, измеренных с известной погрешностью. Решения различных задач контроля и измерения в теплофизических приложениях на основе предложенного метода приведены в патентах авторов.

Ключевые слова: метод зондирования, неоднородная среда, импеданс среды, скин-эффект, обратная задача, алгоритм зондирования, численное моделирование.

Введение

Хорошо известен физический эффект возникновения скин-слоя в поверхностном слое проводника при протекании переменного тока высокой частоты. Традиционно скин-эффект считается вредным фактором, требующим применения различных приемов для уменьшения его влияния в высокочастотных цепях, волноводах и др. Тем не менее скин-эффект можно применить с пользой в различных прикладных задачах, как, например, в робототехнике, измерении толщины проводящих материалов и др. [1, 2]. В настоящей статье рассмотрены разработанные авторами метод и алгоритм зондирования внутренней структуры неоднородных электропроводящих сред на основе скин-эффекта для целей диагностики и контроля.

Как известно, толщина скин-слоя δ является функцией частоты ω и уменьшается с ее повышением:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \mu \mu_0 \omega}}, \quad (1)$$

где σ – удельная электрическая проводимость материала; μ – относительная магнитная проницаемость вещества; μ_0 – магнитная постоянная; $\omega = 2\pi f$ – угловая частота [3].

На рисунке 1 приведены графики в двойном логарифмическом масштабе, рассчитанные по соотношению (1) для различных металлов. Для частот в диапазоне от 100 Гц до 10 ГГц толщина скин-слоя или глубина проникания электромагнитной волны δ в различные металлы варьируется в широких пределах – от 10 мм до 0,01 мкм.

Таким образом, изменением частоты ω можно управлять глубиной проникания δ электромагнитного поля внутрь электропроводящего объекта и, следовательно, возможно сканирование его внутренней неоднородной структуры. Под неоднородной структурой электропроводящей среды здесь понимается неоднородное пространственное распределение электропроводности $\sigma(\delta)$ или магнитной проницаемости $\mu(\delta)$ по глубине δ . В свою очередь, эти неоднородности могут быть обусловлены неоднородными структурирован-

ными средами, к которым относятся композитные, градиентные, анизотропные, фрактальные среды, метаматериалы и др., а также современные умные материалы, способные менять свои характеристики под воздействием различных управляющих внешних и внутренних физических полей, например: тепловыми, световыми, электромагнитными, силовыми полями, напряженным состоянием электропроводного материала, абсорбцией газов, усталостью, коррозией и старением материалов и др. [4–6]. В простом

случае неоднородность по глубине электропроводности $\sigma(\delta)$ может быть вызвана неоднородным распределением температуры по глубине $\sigma(\delta) = f[T(\delta)]$ при нагреве материала. Таким образом, предлагаемый метод частотного сканирования, основанный на скин-эффекте, может дать полезный инструмент решения широкого спектра задач контроля и диагностики состояния внутренней структуры материалов и изделий [7, 8].

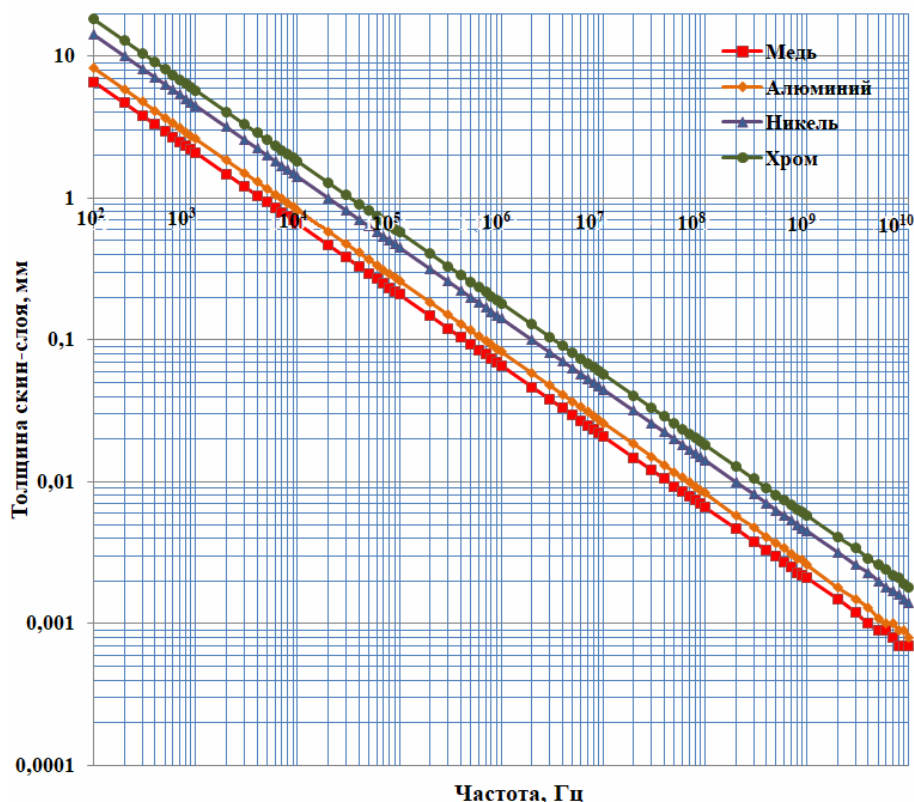


Рис. 1. Частотная зависимость глубины проникания электромагнитной волны в различные электропроводные материалы

Fig. 1. Frequency dependence of the depth of penetration of an electromagnetic wave into various electrically conductive materials

Целью исследования является разработка метода и алгоритма частотного зондирования внутренней неоднородной структуры электропроводящих объектов на основе скин-эффекта.

Электрическая и математическая модели неоднородной электропроводной среды

Для разработки алгоритма частотного зондирования необходимо иметь электрическую и математическую модели неоднородной среды.

Пусть поверхность проводника yz занимает полупространство $x > 0$ (рис. 2).

На рисунке 2 ось x направлена перпендикулярно вниз, а ось y – в продольном (тангенциальном) направлении. В однородной проводящей среде уравнения Максвелла для векторов электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей имеют вид

$$\Delta \mathbf{E} = 4\pi\sigma\mu_0\mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\Delta \mathbf{H} = 4\pi\sigma\mu_0\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \quad (3)$$

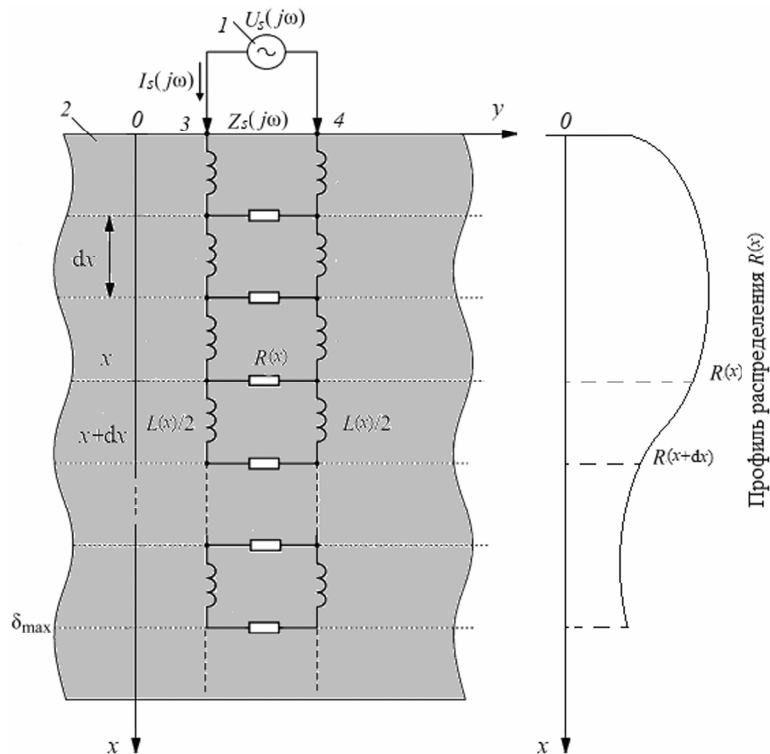


Рис. 2. Электрическая модель неоднородной электропроводящей среды

Fig. 2. Electrical model of an inhomogeneous electrically conductive medium

Распределение по глубине x скин-слоя переменного тока i_y вдоль оси y можно представить в виде $i_y(x, t) = i(x)e^{j\omega t}$. При выбранном направлении тока $i_y(x)$ и однородности электрического поля \mathbf{E} составляющие поля $E_x = E_z = 0$, а составляющая E_y будет зависеть только от координаты x и времени в виде $E_y(x) = E(x)e^{j\omega t}$. С учетом сказанного и принимая во внимание закон Ома $\mathbf{i} = \sigma\mathbf{E}$, получим уравнение в частных производных для продольной составляющей $E_y(x)$ электрического поля по глубине:

$$4\pi\sigma\mu_0\mu \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}. \quad (4)$$

Аналогично для составляющей магнитного поля $H_z(x)$ получим уравнение

$$4\pi\sigma\mu_0\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}. \quad (5)$$

Уравнения (4) и (5) являются уравнениями в частных производных параболического типа (Бутковский А. Г. (1979) Характеристики систем с распределенными параметрами). Подобные уравнения описывают процессы теплопроводности, диффузии, распространения потен-

циала и тока в распределенных резистивно-емкостных (RC) и резистивно-индуктивных (RL) структурах [9–12]. Эквивалентную уравнениям (4) и (5) электрическую модель электропроводящей среды в одномерном приближении можно представить в виде распределенной резистивно-индуктивной RL -структуры (см. рис. 2). Связь погонных параметров R и L электрической модели с локальными параметрами электропроводящей среды $\sigma = 1/\rho$ и μ в первом приближении следует из линейных соотношений $R \sim \rho$, $L \sim \mu$. Для однородной среды, описываемой уравнениями (4) и (5), значения параметров R и L являются постоянными величинами, а для неоднородной среды – зависящими от координаты x .

На рисунке 2 зондирующий частотный сигнал $U_s(j\omega)$ источника I подается на электроды 3 и 4, расположенные вдоль оси y на поверхности исследуемого объекта 2. В правой части рисунка показан профиль погонного сопротивления $R(x) \sim \rho(x)$, что соответствует неоднородному распределению удельного сопротивления $\rho(x) = 1/\sigma(x)$ по глубине. В результате зондирования измеряется частотная характеристика импеданса $Z_s(j\omega)$ в полосе частот $\omega_{\min} \leq \omega \leq \omega_{\max}$, обеспечивающей проникание

электромагнитной волны в интервале глубин $0 < x < \delta_{\max}$. Подробно останавливаться на методике измерения импеданса нет необходимости, поскольку вопросы измерения импеданса скин-слоя $Z_S(p)$ с учетом шероховатости поверхности и ее фрактальной размерности довольно широко представлены в научной литературе.

Входной импеданс распределенной RL -структуры определяется как

$$Z_S(j\omega) = U_S(j\omega)/I_S(j\omega), \quad (6)$$

где U_S, I_S – входные комплексные амплитуды напряжения и тока соответственно.

Таким образом, существо предлагаемого метода зондирования сводится к определению профилей электрофизических параметров $\rho(x)$ или $\mu(x)$ исследуемого объекта по частотной характеристике импеданса $Z_S(p)$, измеренного в полосе частот $\omega_{\min} \leq \omega \leq \omega_{\max}$.

Из электрической модели (см. рис. 2) получим основные уравнения математической модели для предложенного метода. Обозначим $p = j\omega$; $pL(x) = z_0(x, p)$; $y_0(x) = 1/R(x)$. Градиент потенциала и градиент тока в распределенной резистивно-индуктивной RL -структуре определяются по дифференциальному закону Ома:

$$-dU(x, p)/dx = z_0(x, p)I(x, p); \quad (7)$$

$$-dI(x, p)/dx = y_0(x, p)U(x, p). \quad (8)$$

Заменив производную dU/dx в (7), используя уравнение (8), можно получить уравнение для распределения тока $I(x)$:

$$\frac{d^2I}{dx^2} - \frac{d}{dx}(\ln y_0) \frac{dI}{dx} - z_0 y_0 I = 0. \quad (9)$$

Аналогично можно записать дуальное к (9) уравнение для распределения напряжения $U(x)$:

$$\frac{d^2U}{dx^2} - \frac{d}{dx}(\ln z_0) \frac{dU}{dx} - z_0 y_0 U = 0. \quad (10)$$

Входные импеданс и адмиттанс в точке x можно определить соотношениями

$$\begin{aligned} Z(x, p) &= U(x, p)/I(x, p); \\ Y(x, p) &= 1/Z(x, p). \end{aligned} \quad (11)$$

На поверхности $x = 0$ исследуемого объекта измеряемые входные импеданс и адмиттанс, соответственно, $Z(0, p) = Z_S(p)$, $Y(0, p) = Y_S(p)$.

С учетом уравнений (8) и (11) можно записать следующие соотношения:

$$Z y_0 = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dx}; \quad \frac{1}{I} \frac{d^2I}{dx^2} = (Z y_0)^2 - \frac{d(Z y_0)}{dx}. \quad (12)$$

Заменив производные в (9) с помощью выражений (12), получим нелинейное дифференциальное уравнение Риккати [13, 14] для входного импеданса скин-слоя:

$$\frac{dZ(x, p)}{dx} - y_0(x, p)Z^2(x, p) + z_0(x, p) = 0. \quad (13)$$

Аналогичным образом можно получить уравнение Риккати для входного адмиттанса:

$$\frac{dY(x, p)}{dx} - z_0(x, p)Y^2(x, p) + y_0(x, p) = 0. \quad (14)$$

Два дуальных уравнения (13) и (14) являются математическими моделями входных импеданса и адмиттанса неоднородной электропроводной среды для разработки алгоритма зондирования.

Постановка метода частотного зондирования как решение обратной задачи

Предлагаемая задача зондирования внутренней структуры относится к классу некорректных обратных операторных (коэффициентных) задач математической физики, требующих методы регуляризации для решения ввиду их неустойчивости [15, 16]. Сформулируем математическую постановку обратной задачи частотного зондирования на основе скин-эффекта.

Решение обратной задачи состоит в нахождении пространственного профиля по глубине $0 \leq x < \delta_{\max}$ электрофизической неоднородности погонного сопротивления $R(x)$ (см. рис. 2) или погонной индуктивности $L(x)$ по результатам измерения входной частотной характеристики импеданса $Z_S(p)$ или адмиттанса $Y_S(p)$ в полосе частот $\omega_{\min} \leq \omega \leq \omega_{\max}$.

Предполагается, что профили погонных сопротивлений $R(x)$ и индуктивности $L(x)$ независимы, хотя в некоторых случаях могут быть взаимно связаны. Например, в ферромагнитных материалах при воздействии температурного поля они связаны в первом приближении линейным соотношением $R(x) \approx \alpha L(x)$ вплоть до температуры точки Кюри, так как электрическая проводимость σ и магнитная проницаемость μ зависят почти линейно от температуры. Это обстоятельство облегчает одновременное определение профилей $R(x)$ и $L(x)$. Для немагнитных

материалов можно полагать $L = \text{const}$. Тогда искомой является только одна функция $R(x)$. Точно так же, когда в объекте зондирования можно полагать $R = \text{const}$, искомым профилем будет $L(x)$.

В общем случае, когда неизвестные профили $R(x)$ и $L(x)$ независимы, необходима дополнительная априорная измерительная информация. Такую информацию можно получить дополнительными измерениями частотной характеристики импеданса, например, измерениями при изменении межэлектродного расстояния 3 и 4 (см. рис. 2) или проведением предварительных калибровочных измерений. В работах [17, 18] обсуждены вопросы оптимальных дополнительных измерений, обеспечивающих получение максимума априорной информации.

С точки зрения решения обратной задачи структура алгоритмов нахождения неизвестных $R(x)$ и $L(x)$ одинакова ввиду дуальности уравнений (13) и (14). Поэтому достаточно, без потери общности, рассмотреть нахождение одного из распределений. Ниже будет рассмотрен алгоритм зондирования для нахождения распределения $R(x)$ при постоянстве погонной индуктивности $L = \text{const}$.

Таким образом, обратная задача частотного зондирования формулируется следующим образом: известна частотная характеристика входного адмиттанса $Y_S(p)$, измеренная на поверхности объекта исследования с условиями

$$x = 0: Y_S(p) = Y(0, p) = U_S(p)/I_S(p); \quad (15)$$

$$\omega_{\min} \leq \omega \leq \omega_{\max}. \quad (16)$$

Необходимо по измерениям $Y_S(p)$ согласно (15) и (16) найти распределение $R(x)$ как неизвестной функции $y_0(x, p) = 1/R(x)$, входящей в уравнение Риккати (14).

Итерационный алгоритм решения обратной задачи частотного зондирования

Основная идея алгоритма состоит в следующем. Малые возмущения $\delta y_0(x, p)$ погонной проводимости $y_0(x, p)$ вызывают малые вариации $\delta Y(x, p)$ адмиттанса $Y(x, p)$. Это обстоятельство позволяет линеаризовать нелинейное уравнение Риккати (14) относительно малых возмущений $\delta Y(x, p)$, $\delta y_0(x, p)$ и свести его к дифференциальному уравнению первого порядка. Построим итерационный процесс:

$$Y_{n+1}(x, p) = Y_n(x, p) + \delta Y_n(x, p); \quad (17)$$

$$y_{0(n+1)}(x, p) = y_{0n}(x, p) + \delta y_{0n}(x, p), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (18)$$

где n – номер итерации.

Подставим (17), (18) в уравнение (14) и, пренебрегая членами второго порядка малости $0(\delta Y_n^2)$, получим линейное уравнение для возмущений δY_n :

$$\frac{d\delta Y_n(x, p)}{dx} - 2z_0 Y_n \delta Y_n(x, p) + \delta y_{0n}(x, p) = 0. \quad (19)$$

Составим эквивалентное дифференциальному уравнению (19) интегральное уравнение, которое устанавливает связь между малым возмущением локальной проводимости $\delta y_{0n}(x, p)$ с вариацией входного адмиттанса $\delta Y_n(x, p)$. Решение уравнения (19) в интегральной форме имеет вид

$$\int_x^{\delta_{\max}} G(x, x', p) \delta y_{0n}(x', p) dx' = \delta Y_n(x, p). \quad (20)$$

Уравнение (20) является интегральным уравнением, в качестве ядра которого выберем функцию Грина (Бутковский А. Г. (1979) Характеристики систем с распределенными параметрами) для задачи (19):

$$x < x': G = G(x, x', p) = \exp\left[-2R \int_0^{x'} Y_n dx\right]; \quad (21)$$

$$x > x': G = G(x', x, p). \quad (22)$$

Обозначим вариацию входного адмиттанса при $x = 0$ как разность между измеренным значением $Y_S(p)$ и итерационным приближением $Y_n(0, p)$:

$$\delta Y_n(0, p) = Y_S(p) - Y_n(0, p). \quad (23)$$

Тогда интегральное уравнение (20) с учетом (21)–(23) примет вид

$$\int_0^{\delta_{\max}} \exp\left[-2z_0 \int_0^{x'} Y_n dx\right] \delta y_{0n}(x', p) dx' = Y_S(p) - Y_n(0, p). \quad (24)$$

Уравнение (24) является интегральным уравнением Фредгольма первого рода. Его физический смысл состоит в установлении связи между малым возмущением локальной проводимости $\delta y_{0n}(x, p)$ в точке x и суммарным возмущением входного поверхностного адмиттанса $\delta Y_n(0, p)$. Причем вклад локального воз-

мушения $\delta y_{0n}(x, p)$ в $\delta Y_n(0, p)$ экспоненциально убывает с расстоянием x от поверхности в соответствии с весовой функцией Грина (21).

Как известно [19], задача решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода с правой частью с погрешностью измерений является некорректной. Одним из основных численных методов его решения считается метод регуляризации Тихонова (Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. (1974) Методы решения некорректных задач).

На основе приведенных выше итерационных процедур построим измерительный алгоритм зондирования, состоящий из следующих шагов.

1. Измерить частотную характеристику поверхностного адмиттанса $Y_s(p)$ в диапазоне частот $\omega_{\min} \leq \omega \leq \omega_{\max}$.

2. Задать начальное приближение проводимости $y_{00}(x, p)$.

3. Решить уравнение Риккати (14) и найти его решение $Y_n(x, p)$.

4. Решить регуляризованное по Тихонову интегральное уравнение Фредгольма первого рода (24). Найти распределение возмущения $\delta y_{0n}(x, p)$.

5. Если квадрат нормы приближения $\int_0^{\delta_{\max}} |\delta y_{0n}|^2 dx < \varepsilon^2$, где ε – оценка погрешности измерения адмиттанса, то итерации завершить и перейти к шагу 6. Если иначе, то найти следующее приближение $y_{0(n+1)} = y_{0n} + \delta \delta y_{0n}$ и вернуться к шагу 3.

6. По найденному распределению проводимости $y_{0n}(x)$ вычислить распределение электропроводности $\sigma(x)$ в диапазоне глубин $0 < x < \delta_{\max}$.

Если искомым распределением является $L(x)$, то полученный алгоритм ввиду дуальности уравнений (13), (14) остается также в силе. При этом следует использовать уравнение Риккати (13) для входного импеданса, а итерационную процедуру строить на соотношениях

$$Z_{n+1}(x, p) = Z_n(x, p) + \delta Z_n(x, p); \quad (25)$$

$$z_{0(n+1)}(x, p) = z_{0n}(x, p) + \delta z_{0n}(x, p), \quad n = 0, 1, 2 \dots \quad (26)$$

Принцип дуальности электрических цепей позволяет обобщить полученный алгоритм для распределенных RL -структур на топологически дуальные RC -структуры путем замены погон-

ной индуктивности L на погонную емкость C . При этом временная динамика процессов взаимно масштабируется согласно соотношению $L/R = RC$. Таким образом, предложенный алгоритм также можно распространить для зондирования внутренней структуры полупроводниковых и слабопроводящих объектов, содержащих в импедансе емкостную составляющую. Соответствующие примеры расчетов в различных резистивно-емкостных измерительных средах и распределенных датчиках можно найти в литературе.

На рисунке 3 приведены результаты численного моделирования алгоритма зондирования. В вышеприведенных формулах использованы переменные в безразмерной форме $\bar{x} = \frac{x}{\delta_{\max}}$;

$\bar{y}_0 = y_0 z_0 \delta_{\max}^2$; $\bar{Y} = Y z_0 \delta_{\max}$; $\bar{\omega} = y_0 z_0 \Delta x^2$. На графиках для упрощения записи циркумфлекссы безразмерных переменных опущены. Для решения интегрального уравнения (24) методом регуляризации Тихонова можно использовать стандартную программу ТИКН1. Выбор параметра регуляризации α_T осуществлялся способом обобщенной невязки. В расчетах использовался регуляризатор первого порядка. Начальный параметр регуляризации задавался как $\alpha_T = \varepsilon_R^2, \varepsilon_R = \varepsilon_s (\omega_{\max} - \omega_{\min})^{\frac{1}{2}}$, где ε_s – погрешность измерения импеданса или адмиттанса. Численное решение уравнения Риккати осуществлялось на основе рекуррентного обратного ВР-алгоритма (Джоунс У., Трон В. (1985) Непрерывные дроби. Аналитическая теория и приложения). Искомые профили задавались в форме параболы (см. рис. 3, а) $-1,5x^2 + 1,8x + 0,6$ и треугольника (см. рис. 3, б). Область решения интегрального уравнения задавалась на пространственно-частотной сетке $N_x \times N_\omega = 21 \times 101$. Номер итерации на рисунках обозначен буквой n .

При восстановлении параболического и треугольного профиля $L(x)$ (см. рис. 3) погрешность измерения составила $\varepsilon_s = 0,1\%$; среднеквадратическая и максимальная погрешности определения профиля, соответственно, $\varepsilon_b = 3,3(1,7)\%$; $\varepsilon_{b\max} = 12,3(5,8)\%$.

Вычисления показали, что первые 2-3 итерации обеспечивают весьма быстрое приближение результата восстановления к искомой кривой, а затем процесс последовательного улучшения решения идет с весьма малой скоростью. Также было исследовано влияние погрешности измерений на число итераций. С увеличением по-

грешности измерений ε_s , число итераций, при котором достигается останов решения, быстро сокращается. Так, при погрешностях 0,1; 1; 2 % итерации завершались, соответственно, на номерах $n=10, 3, 1$. Максимальные погрешности восстановления имели место на наиболее удаленном конце от поверхности зондирования.

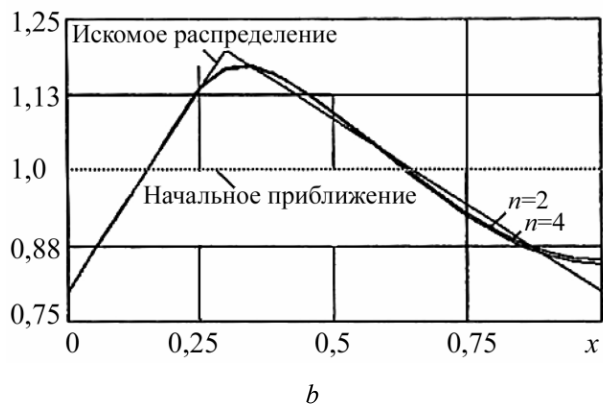
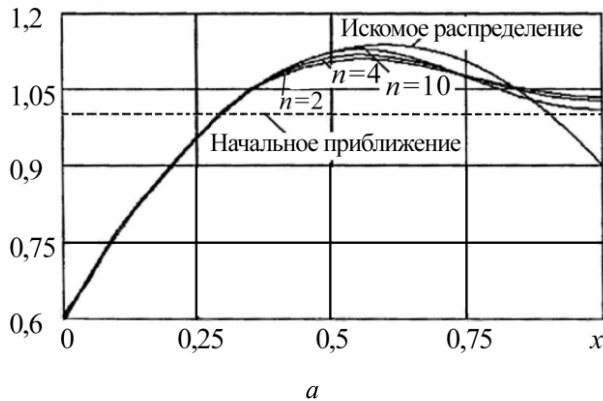


Рис. 3. Восстановление параболического (а) и треугольного (б) профиля $L(x)$ при зондировании

Fig. 3. Reconstruction of the parabolic (a) and triangular (b) profile $L(x)$ during sounding

Решения различных задач контроля и измерения в теплофизических приложениях на основе предложенного метода приведены в патентах авторов, подтверждающих его новизну: Патент RU2751438, МПК G01K 7/32. Способ измерения пространственного распределения температуры и устройство для его осуществления. 2021; Патент RU2787300, МПК G01K 17/08. Способ определения нестационарного теплового потока. 2023; Патент RU2787301, МПК G01K 17/06. Способ определения нестационарного теплового потока. 2023; Патент RU2739719, МПК G01N 27/12. Способ определения концентрации газа. 2020.

Выводы

Суть предложенного метода и алгоритма частотного сканирования внутренней структуры электропроводящих объектов основана на скин-эффекте и сводится к определению профилей электрофизических параметров исследуемого объекта по частотной характеристике поверхностного импеданса $Z_s(p)$ или адмиттанса $Y_s(p)$, измеренных в полосе частот $\omega_{\min} \leq \omega \leq \omega_{\max}$. Изменением частоты ω можно управлять глубиной проникания электромагнитного поля внутрь электропроводящего объекта. Импеданс характеризует структурные свойства среды. Это обстоятельство служит принципиальной предпосылкой эффективности предложенной математической модели и алгоритма, построенных на основе импедансных характеристик.

Из электродинамических представлений получена электрическая модель неоднородной проводящей среды в виде распределенной резистивно-индуктивной RL -структуры, а также приведена математическая модель в форме уравнения Риккати относительно импедансных характеристик среды.

Причинно-следственная связь явлений, на которой строится измерительный алгоритм, соответствует решению обратной (операторной) относительно неизвестных коэффициентов уравнения Риккати. Итерационный алгоритм зондирования на основе регуляризованного решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода с правой частью, известной с погрешностью измерений, также можно распространить на задачи зондирования внутренней структуры полупроводниковых и слабопроводящих объектов, содержащих в импедансе емкостную (диэлектрическую) составляющую.

Приведены результаты численного моделирования алгоритма зондирования для параболического и треугольного профилей $L(x)$, измеренных с заданной погрешностью.

Предложенный метод зондирования можно использовать для решения широкого спектра приложений, связанных с задачами контроля и диагностики.

Библиографические ссылки

1. Rahman M.S., Huddy J.E., Hamlin A.B. (2022) Broadband mechanoresponsive liquid metal sensors. npj Flex Electron, 2022, 6, 71.
2. Lakhdari Ala Eddine & Cheriet Ahmed & El Ghoul Islam (2019) Skin Effect Based Technique in EC-NDT for Thickness Measurement of Conductive Mate-

rial. IET Science, Measurement & Technology, 2019, 13. DOI: 10.1049/iet-smt.2018.5322.

3. Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005. 656 с.

4. Кокцинская Е. М. «Умные» материалы и их применение // Видеонаука: сетевой журнал. 2016. № 1 (1).

5. Минько Д. В., Белявин К. Е., Шелег В. К. Теория и практика получения функционально-градиентных материалов импульсными электрофизическими методами: монография. Минск: БНТУ, 2020. 450 с.

6. Непочаев Ю. Разработка широкополосного радиопоглощающего материала на основе карбида кремния и нитрида алюминия // Современная электроника. 2019. № 2. С. 75–79.

7. Corcoran, Joseph & Davies, C.M. & Cawley, Peter & Nagy, Peter. A Quasi-DC Potential Drop Measurement System for Material Testing. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. 2019. PP. 1-1. doi: 10.1109/TIM.2019.2908509.

8. Raven Malcolm Stuart. Impedance and Skin Effect measurements for a large regular planar copper wire Meander. Acta Technica CSAV (Ceskoslovensk Akademie Ved). January 2016. 61(1): 91-105.

9. Евдокимов Ю. К., Фадеева Л. Ю. Импеданс длинной линии с микрорельефной неоднородной поверхностью с учетом скин-эффекта // Вестник КГТУ им. А. Н. Туполева. 2019. № 3. С. 169–173.

10. Евдокимов Ю. К., Фадеева Л. Ю. Математические модели многомерных неоднородных сред с распределенными параметрами // Вестник КГТУ им. А. Н. Туполева. 2020. № 4 (102). С. 132–136.

11. Евдокимов Ю. К. Распределенные измерительные среды и континуум-измерения: топология, алгоритмы и моделирование // Нелинейный мир. 2007. Т. 5. № 11. С. 639–656.

12. Evdokimov Yu.K., Martemianov S. (2004) Continuously-distributed sensors for thermophysical fields measurements: main principles and numerical algorithm // Int. J. Mass and Heat Transfer, 2004, no. 47, pp. 329–340.

13. Самарский А. А., Вабищевич П. Н. Численные методы решения задач конвекции-диффузии. М.: Librokom, 2015. 248 с.

14. Васильева А. Б., Тихонов Н. А. Интегральные уравнения. М.: Физматлит, 2002. 160 с.

15. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Ненарокомов А. В. Обратные задачи в исследовании сложного теплообмена. М.: Янус-К, 2009, 300 с.

16. Ватульян А. О. Коэффициентные обратные задачи механики. М.: Физматлит, 2019, 272 с.

17. Evdokimov Yu.K., Denisov E.S., Fadeeva L.Yu. One-dimensional continuously distributed sensors for thermophysical fields: method of measurement, model, and numerical algorithm. Measurement, 186 (2021) 110082; DOI: 10.1016/J. Measurement. 2021. 110082.

18. Вычислительные методы решения обратных задач в авиационной технике / Ю. Ф. Гортышов, П. Г. Данилаев, В. А. Костин, Ю. К. Евдокимов, Л. Ю. Фадеева; под общ. ред. д-ра физ.-мат. наук, проф. П. Г. Данилаева. Казань: Изд-во КНИТУ-КАИ, 2021. 392 с.

19. Верлань А. Ф., Сизиков В. С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Киев: Наукова думка, 1986. 543 с.

References

1. Rahman M.S., Huddy J.E., Hamlin, A.B. (2022) Broadband mechanoresponsive liquid metal sensors. npj Flex Electron, 6, 71.

2. Lakhdari Ala Eddine & Cheriet Ahmed & ElGhoul Islam (2019) Skin Effect Based Technique in EC-NDT for Thickness Measurement of Conductive Material. IET Science, Measurement & Technology, 2019, 13, DOI: 10.1049/iet-smt.2018.5322.

3. Landau L.D. (2005) *Elektrodinamika sploshnyh sred* [Electrodynamics of continuous media]. Moscow: Fizmatlit Publ., 2005, 656 p. (in Russ.).

4. Kokcinskaya E.M. (2016) [“Smart” materials and their application]. *Videonauka: setevoy zhurnal*, 2016, no. 1(1) (in Russ.).

5. Min'ko D.V., Belyavin K.E., Sheleg V.K. (2020) *Teoriya i praktika polucheniya funkcional'no-gradiyentnyh materialov impul'snymi elektrofizicheskimi metodami* [Theory and practice of obtaining functionally graded materials by pulsed electrophysical methods]. Minsk: BNTU, 2020, 450 p. (in Russ.).

6. Nepochaev Yu. (2019) [Development of broadband radar absorbing material based on silicon carbide and aluminum nitride]. *Sovremennaya elektronika*, 2019, № 2, pp. 75–79 (in Russ.).

7. Corcoran Joseph & Davies C.M. & Cawley Peter & Nagy Peter (2019) A Quasi-DC Potential Drop Measurement System for Material Testing. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2019, pp. 1-1. DOI: 10.1109/TIM.2019.2908509.

8. Raven Malcolm Stuart (2016) Impedance and Skin Effect measurements for a large regular planar copper wire Meander. Acta Technica CSAV (Ceskoslovensk Akademie Ved). January 2016, 61(1), 91-105.

9. Evdokimov Yu.K., Fadeeva L.Yu. (2019) [Impedance of a long line with a microrelief inhomogeneous surface, taking into account the skin effect]. *Vestnik KGTU im. A.N. Tupoleva*, 2019, no. 3, pp. 169-173 (in Russ.).

10. Evdokimov Yu.K., Fadeeva L.Yu. (2020) [Mathematical models of multidimensional inhomogeneous media with distributed parameters]. *Vestnik KGTU im. A.N. Tupoleva*, 2020, no. 4 (102), pp. 132-136. (in Russ.).

11. Evdokimov Yu.K. (2007) [Distributed measurement environments and continuum measurements: topology, algorithms and modeling]. *Nelinejnyj mir*, 2007, vol. 5, no. 11, pp. 639-656 (in Russ.).

12. Evdokimov Yu.K., Martemianov S. (2004) Continuously-distributed sensors for thermophysical fields measurements: main principles and numerical algorithm. *Int. J. Mass and Heat Transfer*, 2004, no. 47, pp. 329-340.

13. Samarskij A.A., Vabishchevich P.N. *Chislennyye metody resheniya zadach konvekcii-diffuzii* [Numerical methods for solving convection-diffusion problems]. Moscow: Librokom, 2015, 248 p. (in Russ.).

14. Vasil'eva A.B., Tihonov N.A. (2002) *Integral'nye uravneniya* [Integral Equations]. Moscow: Fizmatlit, 2002, 160 p. (in Russ.).
15. Alifanov O.M., Artyuhin E.A., Nenarokomov A.V. (2009) *Obratnye zadachi v issledovanii slozhnogo teploobmena* [Inverse problems in the study of complex heat transfer]. Moscow: Yanus-K, 2009, 300 p. (in Russ.).
16. Vatul'yan A.O. (2019) *Koeffitsientnye obratnye zadachi mekhaniki* [Coefficient inverse problems of mechanics]. Moscow: Fizmatlit Publ., 2019, 272 p. (in Russ.).
17. Evdokimov Yu.K., Denisov E.S., Fadeeva L.Yu. (2021) One-dimensional continuously distributed sensors for thermophysical fields: method of measurement, model, and numerical algorithm. *Measurement*, 186 (2021) 110082; DOI: 10.1016 / J. Measurement, 2021, 110082.
18. Gortyshov Yu.F., Danilaev P.G., Kostin V.A., Evdokimov Yu.K., Fadeeva L.Yu. (2021) *Vychislitel'nye metody resheniya obratnykh zadach v aviacionnoj tekhnike* [Computational methods for solving inverse problems in aviation technology]. Kazan': KNITU-KAI Publ., 2021, 392 p. (in Russ.).
19. Verlan' A.F., Sizikov B.C. (1986) *Integral'nye uravneniya: metody, algoritmy, programmy* [Integral Equations: Methods, Algorithms, Programs]. Kiev: Naukova dumka Publ., 1986, 543 p. (in Russ.).

Radiofrequency Sensing Method and Algorithm of Inhomogeneous Conductive Structures

Yu.K. Evdokimov, DSc in Engineering, Professor, Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev - KAI, Kazan, Russia

L.Yu. Fadeeva, PhD in Engineering, Associate Professor, Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev - KAI, Kazan, Russia

The paper proposes a method and algorithm for frequency probing of the internal inhomogeneous structure of electrically conductive objects based on the skin effect for diagnostics and control. The essence of the method consists in frequency control of electromagnetic field penetration depth into an electrically conductive object, and according to the measured frequency characteristic of the surface impedance, the profiles of electrophysical parameters characterizing the structural properties of the medium under study. An electrical model of an inhomogeneous medium with distributed RL parameters has been developed on the basis of electrodynamic presentations. The relationship of resistance and inductance linear parameters of the electrical model with the local parameters of the conductive medium results from their relationship with the electrical resistivity and magnetic permeability of the medium. The mathematical model of an inhomogeneous conducting medium is based on the Riccati equation with respect to the impedance characteristics of the medium. The mathematical statement of the probing problem is formulated as an inverse operator problem solution of mathematical physics. A numerical iterative algorithm for inhomogeneous medium frequency sensing based on Tikhonov regularized solution of the inverse problem is proposed. The proposed algorithm can also be extended to probe the internal structure of semiconductor and low-conducting objects containing a capacitive component in the impedance. The results of numerical simulation of the proposed algorithm for various distributions of inhomogeneity in the frequency characteristics of the impedance, measured with a known error, are presented. Solutions to various control and measurement problems in thermophysical applications based on the proposed method are given in the patents of the authors.

Keywords: sounding method, inhomogeneous medium, medium impedance, skin effect, inverse problem, sounding algorithm, numerical simulation.

Получено 04.05.2023

Образец цитирования

Евдокимов Ю. К., Фадеева Л. Ю. Метод и алгоритм радиочастотного зондирования неоднородных электропроводящих структур // Вестник ИжГТУ имени М. Т. Калашникова. 2023. Т. 26, № 2. С. 94–102. DOI: 10.22213/2413-1172-2023-2-94-102.

For Citation

Evdokimov Yu.K., Fadeeva L.Yu. (2023) [Radiofrequency Sensing Method and Algorithm of Inhomogeneous Conductive Structures]. *Vestnik IzhGTU imeni M.T. Kalashnikova*, 2023, vol. 26, no. 2, pp. 94-102 (in Russ.). DOI: 10.22213/2413-1172-2023-2-94-102.