

*Ю.Е.ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук, С.Ю. Ларкин, канд. физ.-мат. наук.
С.И. МЕЛЬНИК, канд. техн. наук, Н.И.СЛИПЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук*

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РЕАЛИЗАЦИИ БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ТОМОГРАФИИ

Введение

Методы сканирующей зондовой микроскопии давно стали одним из основных средств исследований микро- и наноструктур в различных областях современной науки и техники. Они все чаще включаются в технологию производства современных изделий микро- и наноэлектроники. Существуют десятки различных разновидностей и модификаций таких микроскопов, но существует и ряд ограничений принципиального характера. Почти во всех методах сканирующей микроскопии получают информацию о тонком поверхностном слое исследуемого объекта, так как в большинстве случаев только несколько верхних атомных слоев взаимодействуют с острием зонда.

Однако современный уровень развития микро- и нанотехнологии все чаще требует более полной, объемной информации об объемных свойствах исследуемых объектов. И здесь на первый план могут выйти методы, пока уступающие классическим по разрешающей способности и чувствительности, но имеющие неоспоримые преимущества в возможности проникновения под поверхность объекта контроля. Одним из таких сравнительно новых методов является ближнеполевая микроволновая сканирующая микроскопия (МСМ). К настоящему времени разработаны различные микроволновые приставки к атомно-силовому микроскопу и серийный микроволновой микроскоп [1]. Однако они лишь в слабой степени реализуют все возможности МСМ. Это связано, прежде всего, с отсутствием достаточно универсальных алгоритмов реконструкции результатов микроволнового сканирования и оптимальных методик контроля подповерхностных слоев. Отдельные работы, ведущиеся в этом направлении, доказывают его перспективность, но все еще не позволяют говорить о создании метода ближнеполевой микроволновой сканирующей томографии в полном объеме.

В настоящей работе обсуждаются достоинства и недостатки существующих разработок, а также предлагается новый подход к решению поставленных задач.

Существующие подходы к разработке ближнеполевой микроволновой сканирующей томографии

В целом задача восстановления подповерхностных свойств объекта контроля на основе результатов микроволнового сканирования является задачей томографии. В некоторых методах неразрушающего контроля такая задача решена и давно нашла широкое практическое применение. Суть этих алгоритмов заключается в измерении коэффициента ослабления мощности излучения по различным направлениям для восстановления распределения коэффициента его поглощения в объеме контролируемого объекта. Эти методы не могут быть использованы в МСМ, так как длина волны значительно превышает размер сканируемой области и для реконструкции необходимо рассматривать ближнюю зону излучения.

В работе [2] заявлено о создании СВЧ томографии. Однако при этом используется макроскопический зонд, который создает распределение поля, аппроксимированное гауссоидой. При этом решена задача томографии слоистого объекта по глубине, но не рассматривается задача реконструкции свойств объекта в плоскости, параллельной плоскости сканирования. Фактически, в этих работах построена одномерная МСМ томография в нулевом приближении, так как изменением ширины распределения сканирующего поля в результате взаимодействия с объектом пренебрегают. Это оправдано только в случае малых отклонений электрофизических свойств объекта от однородных. Известно, что обратная задача реконструкции изображения является некорректной. Точность восстановления истинного распределе-

ния свойств при этом определяется как отношением сигнал-шум, так и выбранным методом регуляризации. В указанных выше работах эти вопросы не анализируются.

Следует также остановиться на работах [3, 4], в которых используется общепринятый в методике реконструкции метод обратной свертки. Используемый алгоритм реконструкции основан на методе последовательных приближений и позволяет, таким образом, учесть нелинейные эффекты взаимодействия поля с объектом. Однако процедура сканирования предполагает изменение положения точечного датчика на поверхности при постоянном положении источника. Такая постановка задачи относится к области микроволновой геолокации, но по конструктивным соображениям не применима в задачах МСМ. Таким образом, задачу построения трехмерного распределения электрофизических свойств внутри объекта контроля в МСМ все еще нельзя считать решенной в общем виде.

Любой из алгоритмов реконструкции данных сканирования основан на решении сначала прямой задачи взаимодействия датчика с неоднородным объектом контроля. Наиболее близкой по постановке является задача, возникающая при контроле электрофизических свойств материала с помощью зонда в виде открытого конца коаксиального кабеля. Подробное описание аналитической модели взаимодействия такого датчика с однородным объектом описано, например, в [5]. При решении обратной задачи описанная в [5] модель использовались для определения электрофизических свойств одного слоя материала в окружении нескольких слоев с известными характеристиками. Фактически решалась задача нахождения двух параметров по двум измерениям, проведенным на разной высоте коаксиального датчика или при разных граничных условиях (экранирована или нет противоположная сторона объекта). Эта методика не применима в том случае, когда неоднородность электрофизических свойств по глубине не имеет четких границ или не является протяженным слоем, параллельным поверхности объекта.

Таким образом, анализ последних публикаций показывает, что не существует достаточно полной аналитической модели, позволяющей решить прямую задачу расчета результатов сканирования в МСМ в общем случае. Это влечет за собой и невозможность построения аналитического алгоритма реконструкции трехмерной структуры объекта в МСМ на основе известных моделей. В связи с этим нами использован системный подход к построению алгоритма томографии в МСМ. Общая задача реконструкции при этом может быть представлена как последовательность более простых задач, для каждой из которых нами разработаны специальные алгоритмы решения.

Декомпозиция модели в МСМ

Для моделирования взаимодействия микроволнового датчика с неоднородным объектом контроля мы воспользуемся методом декомпозиции, разбивая пространство на структурно однородные области и сшивая полученные для каждой из них частные решения на границах. В задачах МСМ такое разбиение диктуется самой процедурой проведения контроля и конструктивными особенностями сканирующего микроскопа. На рис. 1 показана схема проведения МСМ с использованием объемного резонатора с открытой апертурой и декомпозиции областей в модели МСМ.

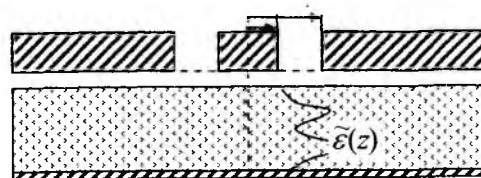
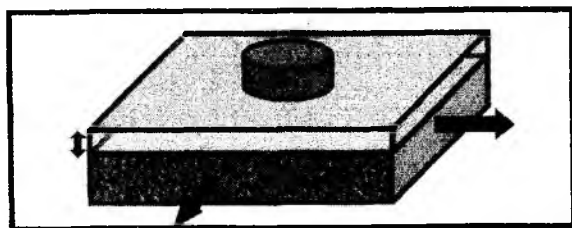


Рис. 1

При этом внутренняя полость объемного резонаторного датчика связана с примыкающим к ней воздушным зазором между датчиком и объектом через открытую апертуру, или

же посредством элемента связи (проводящего стержня), площадь которых существенно меньше площади поперечного сечения полости резонатора. Это позволяет рассчитывать распределение электромагнитного поля в этих областях отдельно, а затем сшивать решения на их границах, используя некоторые приближения.

Процедура сканирования может быть представлена как изменение воздушного зазора (сканирование по высоте) или как смещение граничных условий, соответствующих положению апертуры датчика параллельно одной из его границ. Вместе с тем, решение волнового уравнения в воздушном зазоре может быть представлено простой аналитической функцией, что существенно упрощает разработку алгоритма реконструкции результатов сканирования. Таким образом, воздушный зазор должен быть выделен как отдельный структурный элемент при построении модели МСМ.

Шероховатостями на поверхности объекта контроля в большинстве случаев можно пренебречь по сравнению с размерами острия зонда. В противном случае они могут быть представлены как локальные неоднородности диэлектрической проницаемости верхнего слоя. Далее мы рассмотрим решение прямой и обратной задач для каждого из трех выделенных выше структурных элементов, а также задачу сшивки полученных решений. В заключение на основе этих моделей будет предложен обобщенный алгоритм моделирования процедуры микроволнового сканирующего контроля (прямая задача), а также алгоритм реконструкции объемного распределения электрофизических свойств в объекте контроля (обратная задача). Будут представлены результаты компьютерного эксперимента, моделирующего процедуру МСМ.

Распределение поля в неоднородном объекте контроля

В общем случае для получения распределения поля в неоднородном объекте контроля необходимо решить волновое уравнение в полупространстве или плоском слое с заданными граничными условиями. Вводя комплексную диэлектрическую проницаемость $\tilde{\epsilon} = \epsilon\epsilon_0 - i\sigma/\omega$, где ω – циклическая частота, $\sigma; \epsilon$ – проводимость и относительная диэлектрическая проницаемость материала, его можно записать как:

$$-k^2(x, y, z) \cdot \vec{E} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2}, \quad \text{где } k^2 = -\mu\mu_0 \tilde{\epsilon} \omega^2. \quad (1)$$

Для целей МСМ необходимо выразить его в форме, удобной для решения обратной задачи – реконструкции распределения электрофизических свойств. Рассмотрим сначала случай слоистой среды, когда можно приближенно полагать, что электрофизические свойства объекта контроля зависят только от координаты z . После преобразования Фурье обеих частей уравнения (1) по координатам $x; y$, получим:

$$-(k^2 - \zeta_x^2 - \zeta_y^2) \cdot \tilde{\vec{E}} = \frac{\partial^2 \tilde{\vec{E}}}{\partial z^2}, \quad \text{где } \tilde{\vec{E}}(z, \zeta_x, \zeta_y) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(x, y, z) \cdot \exp(-ix\zeta_x - iy\zeta_y) dx dy. \quad (2)$$

Это уравнение может быть записано как три уравнения для каждой из составляющих.

Тогда для компоненты \tilde{E}_x подстановкой $U_x(z, \zeta_x, \zeta_y) = \frac{\tilde{E}_x(z, \zeta_x, \zeta_y)}{d\tilde{E}_x(z, \zeta_x, \zeta_y)/dz}$ приводим его к

виду

$$\frac{d}{dz} U_x(z, \zeta) = 1 - U_x^2(z, \zeta) \cdot (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 - k^2(z)). \quad (3)$$

В отличие от (2), это уравнение первого порядка, решение которого можно получить, задавая известные априорно граничные условия только на одной границе. В частности, это

нулевые граничные условия $\tilde{E}_x(d) = 0$ на границе экранированного с противоположной стороны или полубесконечного слоя. В случае, когда экранирование отсутствует, можно формально добавить к объекту конечной толщины полубесконечный воздушный слой и получить соответствующие граничные условия.

Интегрируя (3) по z , получаем значение функции $U_x(0, \zeta_x, \zeta_y)$ на поверхности объекта контроля со стороны датчика. Фактически, эта функция и определяет граничные условия для решения задачи в воздушном слое. При этом она зависит только от параметров объекта контроля $k^2(z)$, полностью характеризует их и никак не связана со свойствами датчика или сканирующего электромагнитного поля. Таким образом, переход от (2) к (3) позволяет разделить параметры поля и параметры объекта контроля при решении прямой и обратной задач. Аналогичные уравнения можно записать и для других компонент электрического поля.

В рассматриваемом приближении плоскостной среды можно дополнительно учесть цилиндрическую симметрию объемного резонаторного (или коаксиального) датчика, что определяет и симметрию поля в его апертуре. В этом случае удобно рассматривать электромагнитное поле в цилиндрических координатах. Проводя вместо преобразования Фурье преобразование Ганкеля первого порядка по радиальной координате, получим аналогично для радиальной составляющей электрического поля $\tilde{E}_{r(1)}$ уравнение

$$k(z)^2 \tilde{E}_{r(1)}(z, \zeta) = \zeta^2 \tilde{E}_{r(1)}(z, \zeta) + \frac{\partial^2 \tilde{E}_{r(1)}(z, \zeta)}{\partial z^2}. \quad (4)$$

Подстановкой $U_r(z, \zeta) = \frac{\tilde{E}_{r(1)}(z, \zeta)}{d\tilde{E}_{r(1)}(z, \zeta)/dz}$ приводим его к виду

$$\frac{d}{dz} U(z, \zeta) = 1 - U^2(z, \zeta) \cdot (\zeta^2 - k^2(z)). \quad (5)$$

Обобщим построенную модель на случай, когда электрофизические свойства объекта контроля нельзя считать зависящими только от одной координаты. В этом случае преобразование Фурье (или Ганкеля) от произведения двух функций переходит в двойную свертку (по переменным (ζ_x, ζ_y) их образов). Поэтому вместо (3) получим в общем случае

$$\frac{d}{dz} U_x(z, \zeta_x, \zeta_y) = 1 - U_x^2(z, \zeta_x, \zeta_y) \cdot \left(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 - \tilde{k}^2(z, \zeta_x, \zeta_y) * \tilde{E}(z, \zeta_x, \zeta_y) / \tilde{E}(z, \zeta_x, \zeta_y) \right) \quad (6)$$

Как мы видим, в этом случае уже нельзя решать это уравнение независимо от свойств поля $\tilde{E}(z, \zeta_x, \zeta_y)$. Тем не менее, можно формально сделать замену

$$\tilde{k}_*^2(z, \zeta_x, \zeta_y) = \tilde{k}^2(z, \zeta_x, \zeta_y) * \tilde{E}(z, \zeta_x, \zeta_y) / \tilde{E}(z, \zeta_x, \zeta_y), \quad (7)$$

где $\tilde{k}_*^2(z, \zeta_x, \zeta_y)$ – эффективное (сглаженное) значение искомой функции распределения.

Специфика МСМ заключается в том, что от свойств контролируемого объекта в значительной степени зависят амплитуда и фазовые параметры поля, взаимодействующего с ним. Они и определяют вносимый импеданс и соответствующие измеряемые параметры (значения сдвига резонансной частоты и добротности). В то же время форма распределения составляющих поля определяется в основном геометрическими факторами и может быть аппроксимирована простыми аналитическими зависимостями. На рис. 2 показан пример распределения амплитуды электрического поля в исследуемом образце (вид изолиний для правой половины осесимметричного распределения) и его аналитическая аппроксимация вдоль оси симметрии: $E = a / (b + d * z^g) + c$, где $a=3.835e-005$, $b=2.554e-009$, $c=0.02013$, $d=1$, $g=2$.

Погрешность аппроксимации не превышает 1%. С учетом цилиндрической симметрии распределения легко из этих данных получить и распределения составляющих поля на произвольной глубине.

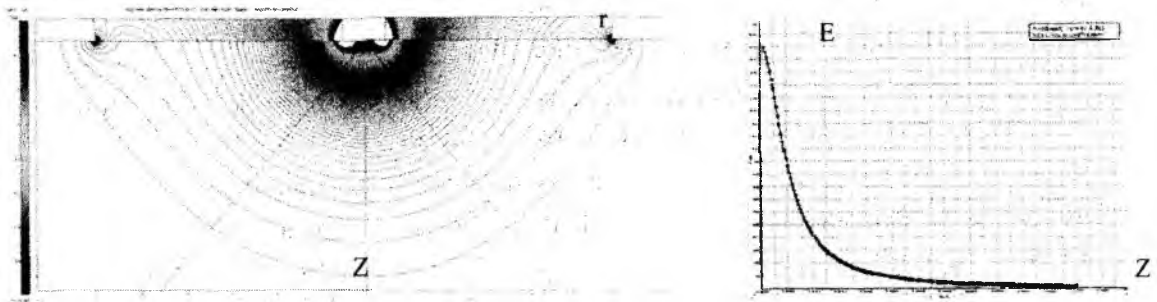


Рис.2

Тогда уравнение (6) можно приближенно записать в виде

$$\frac{d}{dz} U_x(z, \zeta_x, \zeta_y) = 1 - U_x^2(z, \zeta_x, \zeta_y) \cdot (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 - \tilde{k}^2(z, \zeta_x, \zeta_y) * G(z, \zeta_x, \zeta_y)), \quad (8)$$

где $G(z, \zeta_x, \zeta_y)$ – априорно заданная функция.

Используя уравнение (8), можно решать как прямую, так и обратную задачи в объеме объекта контроля, представляя параметры сканирующего поля и датчика в этой модели функцией $G(z, \zeta_x, \zeta_y)$. Заметим, что при решении обратной задачи в последнем случае искомая функция $k^2(z, x, y)$ трехмерна, а используемое для ее нахождения граничное условие $U_x(0, \zeta_x, \zeta_y)$ – двумерно. В связи с этим однократного сканирования объекта контроля недостаточно для реконструкции его объемной внутренней структуры. Поэтому в каждой точке (x_i, y_i) требуется дополнительно провести сканирование по высоте, варьируя толщину воздушного зазора Δz . При этом изменяется и параметр аппроксимации в функции $G_{\Delta z}(0, \zeta_x, \zeta_y)$. Для решения обратной задачи имеется трехмерное семейство функций $\{U_x(0, \zeta_x, \zeta_y)\}_{\Delta z}$, в котором фактически и содержится информация об искомом трехмерном распределении $k^2(z, x, y)$. Таким образом:

При решении прямой задачи:

- задаем распределение электрофизических свойств в виде распределения $k^2(z, x, y)$,
- рассчитываем функцию $G(z, \zeta_x, \zeta_y)$ на основе приближенной аналитической аппроксимации формы поля датчика в объекте контроля, интегрируем численно уравнение (8)
- используем полученную функцию $U_x(0, \zeta_x, \zeta_y)$ (аналогично для других компонент поля) для дальнейшего моделирования процедуры МСМ.

При решении обратной задачи:

- сканируем объект контроля при разных Δz по координатам (x, y)
- получаем семейство функций $\{U_x(0, \zeta_x, \zeta_y)\}_{\Delta z}$,
- задаем $G_{\Delta z}(z, \zeta_x, \zeta_y)$ и решаем численно (8) при заданных функциях $\{U_x(0, \zeta_x, \zeta_y)\}_{\Delta z}$ и

$G_{\Delta z}(z, \zeta_x, \zeta_y)$ относительно $\tilde{k}^2(z, \zeta_x, \zeta_y)$

- Проводя обратное преобразование Фурье (или Ганкеля в осесимметричной задаче) восстанавливаем искомое распределение электрофизических свойств объекта контроля.

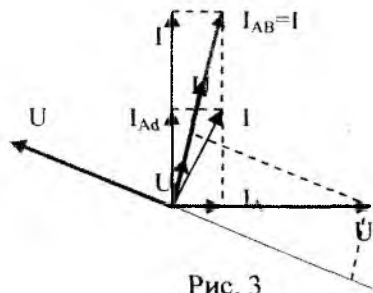
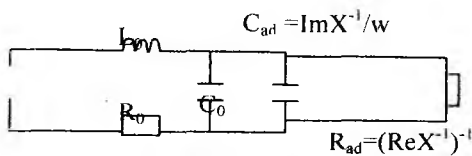


Рис. 3

Моделирование поля в объеме датчика

Моделирование поля в объеме датчика необходимо для связи измеряемых параметров (сдвига частоты и добротности) с параметрами объекта контроля. Так как объем резонатора связан с воздушной прослойкой через апертуру малой площади, то естественно рассматривать влияние свойств объекта на измеряемые параметры через параметры поля в апертуре. Как известно, поток вектора Пойнтинга через апертуру датчика можно рассматривать как добавочный импеданс в эквивалентной схеме, описывающей датчик. Используемая нами простая эквивалентная схема является приближен-

ной, так как точная модель может быть представлена только схемой с распределенными параметрами. Тем не менее, численные расчеты поля в датчике при различных значениях воздушного зазора показали, что ошибка такой модели не превышает 1 %. При этом она может возникнуть и за счет погрешностей численной модели.

Таким образом, полученные из представленной на рис. 3 эквивалентной схемы датчика и соответствующей векторной диаграммы формулы могут связать измеряемые параметры сдвига частоты и добротности с граничными условиями в апертуре датчика. В качестве таких условий можно использовать значения мнимой и действительной части добавочного обратного импеданса, рассчитанного как нормированный на подаваемое напряжение интеграл векторного произведения магнитной и электрической составляющих поля в апертуре в соот-

ветствии с формулой $X^{-1} = \frac{2}{U_0^2} \int \dot{E}_r \dot{H} dS$. Ниже приведены формулы (9), (10), позволяющие

рассчитать сдвиги частоты и добротности, измеряемые при сканировании. Добротность рассчитывается как отношение напряжения на клеммах всей цепи и напряжения на индуктивном элементе при резонансе. Нулевым индексом обозначены параметры самого резонатора.

$$Q = \frac{U_{L_0}}{U_0}; \quad \frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{Q_0} + \frac{\operatorname{Re} X^{-1}}{\operatorname{Im} X^{-1} + w C_0} = \frac{R_0}{w L_0} + \frac{\operatorname{Re} X^{-1}}{\operatorname{Im} X^{-1} + w C_0}, \quad (9)$$

$$w^2 C^* L_0 = 1 \div (\rho^* \operatorname{Re} X^{-1})^2 \quad \text{где } \rho^* = \sqrt{\frac{L_0}{C^*}}; \quad C^* = C_0 + \operatorname{Im} X^{-1} / w. \quad (10)$$

Расчет поля в воздушном зазоре и сшивка граничных условий

Волновое уравнение (1) в воздушном зазоре между поверхностью объекта контроля и плоскостью апертуры датчика решается аналитически. Однако это решение нам нужно только для того, чтобы связать граничные условия на поверхностях воздушной прослойки. Со стороны объекта эти условия задаются функцией $U_x(0, \zeta_x, \zeta_y)$, а со стороны датчика – значениями электрического и магнитного полей в области апертуры. При этом измеряемые параметры позволяют рассчитать лишь интегральное значение потока вектора Пойнтинга через апертуру, зависящее от этих полей. Подобная задача ранее нами была решена методом заданного поля [6]. В этом приближении считается известной и не зависящей от свойств объекта радиальная составляющая электрического поля в плоскости апертуры, а влияние объекта сказывается только на распределении азимутальной составляющей магнитного поля. Такое приближение дает незначительную погрешность в случае малой апертуры и применимо в большинстве задач МСМ. Рассмотрим случай цилиндрической симметрии. Для дополнительной емкости, связанной с объектом контроля в эквивалентной схеме резонатора с кольцевидной апертурой нами была получена формула

$$\tilde{C}_n = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln^2(b/a)} \int_0^b \int_a^b \left\{ [J_0(\kappa a) - J_0(\kappa b)] \frac{J_1(\kappa r')}{\gamma_1} \left[\text{ctgh} \gamma_1 \Delta z_1 - R_1^M \text{csech} \gamma_1 \Delta z_1 \right] \right\} dr' d\kappa, \quad (11)$$

где Δz_1 – величина воздушного зазора внутренний a ; b – внутренний и внешний радиусы апертуры зонда. Входящая в (11) функция $R_1^M(\zeta) = \frac{\tilde{E}_{r(1)}(0, \zeta)}{\tilde{E}_{r(1)}(-\Delta z_1, \zeta)}$ может быть получена из

функции $U(0, \zeta)$ и решения уравнения (1) для воздушной прослойки

$$R_1^M(\zeta) = (ch \gamma_1 \Delta z_1 + sh \gamma_1 \Delta z_1 / (\gamma_1 U(0, \zeta))), \quad (12)$$

$$\tilde{C}_n(\Delta z_1) = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln^2(b/a)} \int_0^b \int_a^b \left\{ [J_0(\zeta a) - J_0(\zeta b)] \frac{J_1(\zeta r')}{\gamma_1} \frac{\gamma_1 U(0, \zeta) th \gamma_1 \Delta z_1 + 1}{\gamma_1 U(0, \zeta) + th \gamma_1 \Delta z_1} \right\} dr' d\zeta. \quad (13)$$

В случае, когда заданное распределение электрического поля в апертуре отличается от распределения на открытом конце коаксиала, оно входит в подынтегральное выражение в (11) и несколько усложняет соотношения, но не влияет на сущность алгоритма. Таким образом, формула (13) связывает граничные условия двух областей (объекта контроля и датчика) в которых волновые уравнения решаются независимо.

При этом параметр толщины воздушной прослойки меняет эти соотношения и, что позволяет получать дополнительную информацию о свойствах объекта контроля, сканируя по величине зазора.

Общая структура алгоритмов для решения прямой и обратной задач

Метод декомпозиции позволил нам связать измеряемые при сканировании параметры сдвига резонансной частоты и добротности датчика с параметрами объемного распределения электрофизических свойств объекта контроля в достаточно общем случае. На рис. 4, а, б представлены общие схемы алгоритмов решения прямой и обратной задачи в методе МСМ для случая слоистой структуры и осесимметричного датчика типа открытого конца коаксиального кабеля. Для более сложных случаев изменятся используемые в алгоритмах аналитические соотношения, но схема решения задач останется такой же.

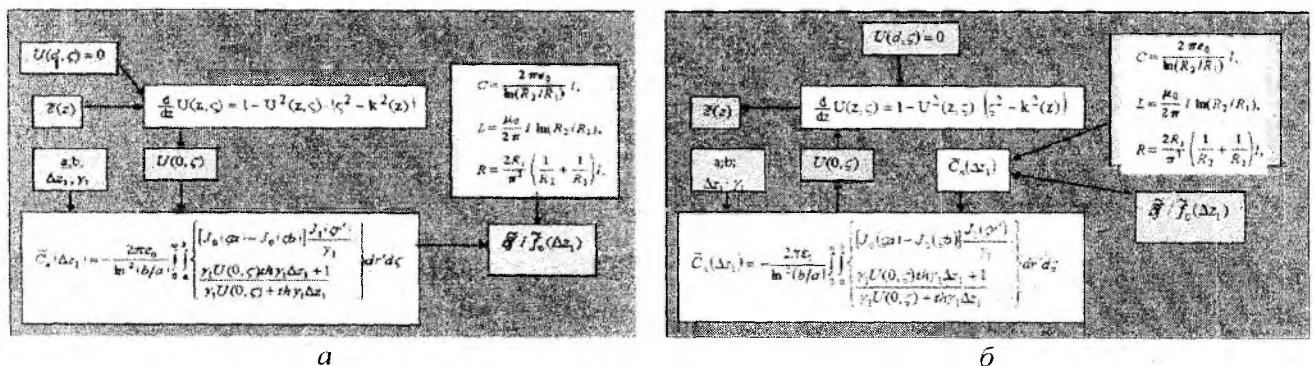


Рис. 4

Примеры применения алгоритмов моделирования и реконструкции

Нами были исследованы возможности применения некоторых из описанных выше алгоритмов на конечно-элементных моделях. На рис. 5 показан пример одной такой модели. Параметры проводимости в зонах неоднородности отклоняются от основного значения $\sigma = 2 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ в большую ($\sigma = 3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$) и меньшую ($\sigma = 1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$) стороны. Кроме того, ширина неоднородностей разная. Поле зонда задано в апертуре кольцевой формы. Форма электрического поля зонда на заданной глубине (середина неоднородностей) получена на основании результатов моделирования результатов сканирования тестового объекта с априорно известными свойствами. На рис. 5 представлены: а – изображение модели объекта; б – профиль за-

данной в модели неоднородности $\delta\epsilon(x)$ в подповерхностном слое объекта контроля, расположенного на некотором расстоянии от апертуры зонда (воздушный зазор); *в* – результат сканирования этого объекта, полученный численным моделированием; *г* – результат реконструкции распределения описанным выше алгоритмом.

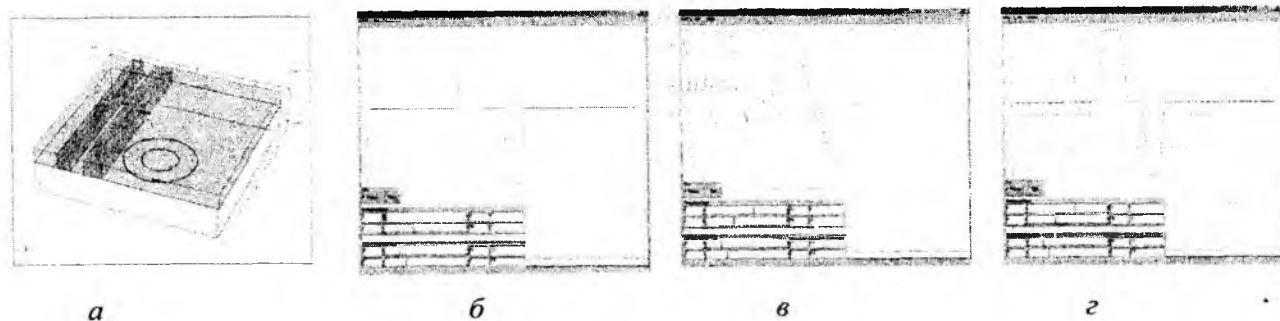


Рис. 5

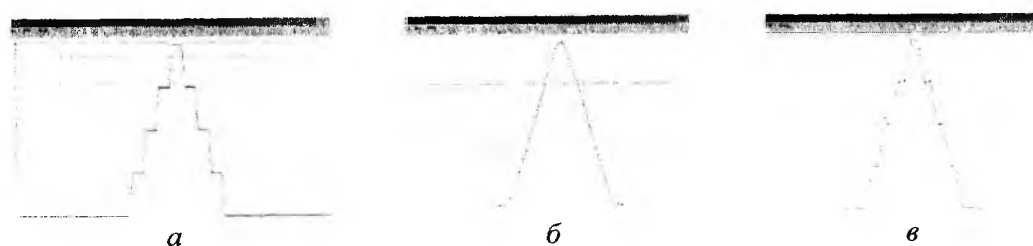


Рис. 6

На рис. 6 показан пример реконструкции более сложного распределения в аналогичной модели: *а* – заданная в модели ступенчатая неоднородность проводимости $\delta\sigma(x)$ в тонком слое объекта контроля на заданной глубине; *б* – результат моделирования сканирования этого объекта в конечноэлементной модели; *в* – результат реконструкции. Заметим, что отличие результата реконструкции от исходного распределения связано как с частичной потерей информации при моделировании, так и с приближением тонкости слоя, в котором расположены неоднородности. Применение итерационной последовательности реконструкции, описанной выше, позволит улучшить окончательный результат.

Заключение

Обоснован новый подход к решению задачи томографии в методе ближнеполевой микроволновой сканирующей микроскопии. Он основан на декомпозиции области взаимодействия и разделении переменных состояния датчика и объекта контроля при решении прямой и обратной задач. Рассмотрен общий случай трехмерного неоднородного распределения. Предложены алгоритмы, позволяющие восстанавливать эти распределения на основе результатов сканирования. Дополнительным параметром сканирования является толщина воздушного зазора между датчиком и поверхностью объекта контроля.

Вместе с тем, математическая реализация предложенных алгоритмов реконструкции все еще сложна и в каждом конкретном случае требует отдельного рассмотрения. Проведенные предварительные численные эксперименты показывают возможность реализации разработанных алгоритмов и их высокую точность восстановления. Результаты некоторых из этих экспериментов приведены в настоящей работе в качестве иллюстрации.

Можно надеяться, что предложенный путь позволит реализовать программу разработки микроволновой томографии методами сканирующей микроскопии произвольного объемного распределения электрофизических свойств в полном объеме.

Список литературы: 1. *Michael, Serry.* Agilent Application Note 5989-8818EN, <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5989-818EN.pdf>, 2008. 2. *Резник, А.Н., Юрасова, Н.В.* Ближнеполюсная СВЧ томография биологических сред // ЖТФ. – 2004. – Т.74. Вып. 4. – С. 108-116. 3. *Gaikovich, K. P.* Near-field microwave tomography // Crimean Conference "Microwave Telecommunication Technology" (CriMiCo'2005), 2005. 4. *Gaikovich, K.P. and Gaikovich, P.K.* Inverse problem of near-field scattering in multilayer media // Inverse Problems. – 2010. – V. 26. – P. 125013–125030. 5. *Baker-Jarvis, J., M. D. Janezic, P. D. Domich, and R. G. Geyer.* Analysis of an open-ended coaxial probe with lift-off for nondestructive testing // IEEE Trans. Instrum. Meas. – 1994. – Vol. 43, No. 5. – P. 711-718. 6. *Гордиенко, Ю.Е., Панченко, А. Ю., Фар, Р. С.* Приближение заданного поля в задачах определения характеристик резонаторных СВЧ датчиков апертурного типа // Радиотехника. – 1998. – № 107. – С. 93–103.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 08.10.2011