

УДК 621.371+537.87

## МЕТОДЫ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СВЧ ДИАГНОСТИКИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ \*

К. П. Гайкович<sup>1,3</sup>, А. И. Смирнов<sup>2</sup>, Д. В. Янин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603087 Нижний Новгород, ул. Академическая ул., 7

<sup>2</sup> Институт прикладной физики Российской академии наук,  
603155 Нижний Новгород ул. Ульянова, 46

<sup>3</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603022 Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23

Статья поступила в редакцию 30 января 2017 г.

**Аннотация.** Предложены методы ближнеполевой СВЧ диагностики подповерхностных диэлектрических неоднородностей миллиметрового и субмиллиметрового масштаба с использованием резонансных датчиков на основе цилиндрического конденсатора. В одном из этих методов предлагается использовать систему датчиков с разными глубинами зондирования, а в другом измерения проводятся одним зондом, но на нескольких уровнях над поверхностью исследуемой среды. Методы основаны на решении полученных интегральных уравнений, связывающие вариации емкости зондов, определяемые из резонансных характеристик датчика, с пространственным распределением неоднородностей комплексной диэлектрической проницаемости в среде.

**Ключевые слова:** томография, голография, диэлектрик, неоднородные среды, ближнеполевая СВЧ диагностика, обратные задачи рассеяния.

**Abstract.** Methods of near-field microwave diagnostics of subsurface inhomogeneities with the use of resonance probes based on cylinder capacitors are proposed. The first method uses the system of probes with different sounding depths;

---

\* Материалы статьи были частично доложены на X Всероссийской конференции «Радиолокация и радиосвязь» (ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва, 21-23 ноября 2016 г.) – см. Труды конференции, с.95-99.

the second is based on measurements with a single probe at several altitude levels above the surface of the sounded medium. Method are based on the solution of obtained integral equations that represent expressions between capacity variations of probes that are determined by resonance parameters of probes and the spatial distribution of the complex permittivity of inhomogeneities in a medium.

**Key words:** tomography, holography, dielectric, inhomogeneous media, near-field microwave diagnostics

## **1. Введение**

В настоящее время одним из перспективных способов диагностики сред, содержащих подповерхностные диэлектрические неоднородности, является резонансное ближнепольное СВЧ зондирование, позволяющее восстанавливать их трехмерную структуру по измерениям вариаций резонансных параметров электрически малых датчиков. Чтобы измерения обладали чувствительностью к глубинному положению рассеивающего элемента подповерхностной неоднородности, можно использовать систему таких датчиков с различной глубиной проникновения ближнего поля в среду (многоапертурный метод) или измерения с одним зондом на ряде уровней над поверхностью среды (многоуровневый метод). Такая диагностика представляет интерес, в частности, применительно к разнообразным медицинским приложениям, позволяя восстановить трехмерное распределение диэлектрических параметров воспалительных и опухолевых процессов в мягких тканях (метод томографии), визуализировать границы локализованных неоднородностей (метод голографии) или восстановить глубинное распределение диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной среды (профилирование).

В данной статье анализируются особенности постановки обратной задачи ближнепольной СВЧ-томографии резонансными датчиками с зондирующими элементами в виде цилиндрических конденсаторов с металлическим фланцем, у которых ближнее поле проникает на глубину порядка 1-2 мм. Такие датчики применялись нами для определения вариаций диэлектрической проницаемости

кожи при различных патологиях [1,2]. Задача томографии, то есть получения трехмерного (3D) распределения диэлектрической проницаемости в приповерхностных и подповерхностных неоднородностях, локализованных в интервале от поверхности до наибольшей глубины проникновения зондирующего сигнала, состоит в решении обратной задачи рассеяния на основе использования данных многоапертурных или многоуровневых измерений в двумерной области над поверхностью среды. В задаче профилирования одномерно неоднородной среды измерения проводятся над одной точкой поверхности зондируемой среды. Ближнепольные измерения привлекают возможностью выхода за релеевское ограничение разрешающей способности, что является единственным способом, когда переход к более коротковолновому диапазону невозможен из-за возрастания ослабления в среде.

Обратная задача ближнепольной томографии неоднородного полупространства в общем случае чрезвычайно сложна, является некорректной и требует применения методов регуляризации, основанных на использовании дополнительной априорной информации о точном решении. Кроме того, решение таких трехмерных задач на основе исходных уравнений Максвелла сталкивается с серьезными ограничениями на размерность сетки анализа и, как следствие, с жестким ограничением достижимой разрешающей способности. Поэтому в ряде работ были предложены подходы, основанные на редукции нелинейного интегрального уравнения (эквивалентного уравнениям Максвелла с граничными условиями) к одномерному интегральному уравнению для поперечного спектра неоднородности с его последующим многократным решением для каждой пары спектральных компонент [3-6]. При решении соответствующих интегральных уравнений типа Фредгольма 1-го рода мы использовали метод обобщенной невязки Тихонова с численным моделированием по замкнутой схеме [3].

Для сплошных, внутренне однородных, объектов, которые на практике встречаются значительно чаще распределенных неоднородностей,

исчерпывающей характеристикой является числовая форма поверхности. Ее определение (задача компьютерной голографии) возможно на основе подхода, развитого и экспериментально апробированного для метода многочастотной СВЧ томографии в [4,5]. В данной работе многоапертурный и многоуровневый методы резонансной томографии и голографии исследуются на основе численных экспериментов.

Широкий класс образуют задачи подповерхностной диагностики одномерно неоднородных сред, в которых неоднородность комплексной диэлектрической проницаемости зависит только от глубины и описывается подповерхностным профилем (задачи профилирования). Такие методы были развиты в многочастотной ближнепольной диагностике для ряда приложений [7].

## 2. Теория

Рассматривается задача для случая зондирования трехмерных неоднородностей комплексной диэлектрической проницаемости в однородном полупространстве. Будем полагать, что резонансные зонды располагаются на поверхности исследуемой среды с  $\varepsilon = \varepsilon_0$ , содержащей трехмерную неоднородность  $\varepsilon_1(\mathbf{r})$ , так что распределение комплексной диэлектрической проницаемости в этом слое представляется в виде суммы  $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1(\mathbf{r})$ . Комплексные амплитуды полного поля на частоте  $\omega$  определяются суммой компонент зондирующего и рассеянного поля  $\mathbf{E}(x, y, z, \omega) = \mathbf{E}_0(x, y, z, \omega) + \mathbf{E}_1(x, y, z, \omega)$ .

В случае зондирования одним зондом (многоуровневый метод) будем рассматривать задачу в такой постановке, что свободное пространство между зондом и поверхностью среды заполняется согласующей средой с тем же значением  $\varepsilon = \varepsilon_0$ . Тогда формулы расчета зондирующего поля будут одинаковы для обоих методов. Измерительная система включает в себя СВЧ резонаторы в виде отрезка коаксиальной линии длиной  $l$  порядка 10 см, с

волновым сопротивлением  $\rho = 50$  ом, на одном конце которого находится нагрузка, включающая в себя зондирующую электрически малую антенну - цилиндрический конденсатор (см. на рис.1).

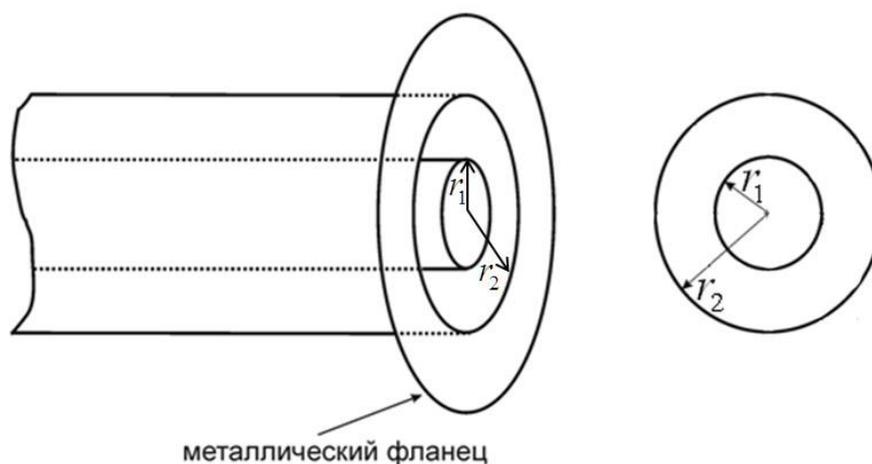


Рис.1. Схема цилиндрического конденсатора.

Торец цилиндрического конденсатора с плоским металлическим фланцем прикладывается или подносится к поверхности исследуемой среды. Наличие вещества зондируемой среды в области краевого квазистатического поля цилиндрической емкости приводит к изменению резонансной частоты и добротности системы.

Из рассмотрения данной электродинамической задачи в квазистационарном приближении, справедливом при условии малости всех размеров задачи по сравнению с длиной волны, для вариаций вносимой в резонансную систему емкости, связанных с наличием подповерхностных неоднородностей, получено интегральное уравнение с ядром  $K$ , определяемым геометрическими параметрами зондов. Ранее в нашей работе [8] была развита теория таких резонансных цилиндрических датчиков, в которой в квазистатическом приближении (справедливым, учитывая малость всех масштабов по сравнению с длиной волны зондирования) получены выражения для компонент зондирующего поля в среде, создаваемого этими датчиками, в цилиндрической системе координат. Примененный подход казался естественным в задаче с цилиндрической симметрией зондов. Это позволило получить интегральное

соотношение для вычисления вариаций емкости  $c_1$ , вносимой в резонансную измерительную систему неоднородностями комплексной диэлектрической проницаемости среды  $\varepsilon_1$ :

$$c_1 = \frac{1}{2\pi^2 \Delta U} \int_0^{r_1} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\mathbf{E}_0(r', z') \nabla \varepsilon_1(r', \phi', z') z' r r'}{\sqrt{(z'^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\phi - \phi'))^3}} dr' d\phi' dz' d\phi dr. \quad (1)$$

где  $\Delta U$  - разность потенциалов между обкладками цилиндрического конденсатора. Но поскольку это соотношение получено в форме многомерного интеграла, было очень проблематично применить в алгоритмах диагностики объемных неоднородностей комплексной диэлектрической проницаемости из-за существенных ограничений на реально достижимую размерность получаемого решения и, тем самым – на разрешающую способность метода.

В данной работе теория развивается на основе представления поля в декартовой системе координат с использованием ранее полученных в [8] общих соотношений. Новое содержание теории удобно представить, начиная с такого соотношения между возмущением емкости, вносимым в резонансную систему неоднородностями среды:

$$c_1 = -\frac{1}{4\pi \Delta U^2} \int_V \varepsilon_1 |\mathbf{E}_0|^2 dV. \quad (2)$$

Зондирующее поле  $\mathbf{E}_0$  с хорошей степенью точности можно определить как поле кольцевого фиктивного магнитного тока  $\mathbf{j}^m$ , текущего над идеальным металлом в плоскости торца между центральным проводником цилиндрической емкости и фланцем. Действительно, без учёта краевого эффекта на торце конденсатора имеется скачок радиального электрического поля. Этот скачок и определяет фиктивный магнитный ток  $\mathbf{j}^m$ :

$$[\mathbf{nE}_0] = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}^m, \quad (3)$$

$$\mathbf{j}^m = \frac{c}{4\pi} \frac{\Delta U}{\ln(r_2 / r_1)} \frac{1}{r} \vec{\phi}_0, \quad (r_1 < r < r_2), \quad (4)$$

где  $\vec{\phi}_0$  - единичный орт вдоль азимутального направления. Запишем соответствующий  $\mathbf{j}^m$  магнитный векторный потенциал  $\mathbf{F}$  в декартовой системе координат, у которой оси  $x$  и  $y$  ориентированы в плоскости фланца, а центр торца центрального провода находится в точке  $\mathbf{r}$ :

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}') = \frac{2}{c} \iint \frac{e^{ik|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|} \mathbf{j}^m(\mathbf{r}''-\mathbf{r}) dx'' dy'', \quad r_1 < \sqrt{(x''-x)^2 + (y''-y)^2} < r_2, \quad (5)$$

(6)

$$\mathbf{j}^m(\mathbf{r}''-\mathbf{r}) = \frac{c}{4\pi \ln(r_2/r_1)} \left( -\frac{x''-x}{[(x''-x)^2 + (y''-y)^2]^{3/2}} \mathbf{x}_0 + \frac{y''-y}{[(x''-x)^2 + (y''-y)^2]^{3/2}} \mathbf{y}_0 \right)$$

или

(7)

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi \ln(r_2/r_1)} \frac{\Delta U}{\iint_{r_1 < \sqrt{(x''-x)^2 + (y''-y)^2} < r_2}} \frac{1}{\sqrt{(x'-x'')^2 + (y'-y'')^2 + z'^2}} \frac{-(x''-x)\mathbf{x}_0 + (y''-y)\mathbf{y}_0}{[(x''-x)^2 + (y''-y)^2]^{3/2}} dx'' dy''.$$

Зондирующее поле  $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}')$  выражается через магнитный векторный потенциал следующим образом:

$$\mathbf{E}_0 = -\nabla \varphi_0 = -rot \mathbf{F}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} E_{0x}(\mathbf{r}') &= -(\nabla \varphi_0)_x = -\frac{\partial F_y}{\partial z'} + \frac{\partial F_z}{\partial y'} = -\frac{\partial F_y}{\partial z'} \\ &= \frac{4}{c} \iint \frac{z'}{[(x'-x'')^2 + (y'-y'')^2 + z'^2]^{3/2}} j_y^m(x''-x, y''-y) dx'' dy'', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{0y}(\mathbf{r}') &= -(\nabla \varphi_0)_y = -\frac{\partial F_z}{\partial x'} + \frac{\partial F_x}{\partial z'} = \frac{\partial F_x}{\partial z'} \\ &= \frac{4}{c} \iint \frac{-z'}{[(x'-x'')^2 + (y'-y'')^2 + z'^2]^{3/2}} j_x^m(x''-x, y''-y) dx'' dy'', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{0z}(\mathbf{r}') &= -(\nabla \varphi_0)_z = \frac{\partial F_y}{\partial x'} - \frac{\partial F_x}{\partial y'} \\ &= \frac{4}{c} \iint \frac{(y'-y'') j_x^m(x''-x, y''-y) - (x'-x'') j_y^m(x''-x, y''-y)}{[(x'-x'')^2 + (y'-y'')^2 + z'^2]^{3/2}} dx'' dy''. \end{aligned}$$

Делая замену переменных  $x'' = x' + x$ ,  $y'' = y' + y$ , можно привести (25) к разностному по поперечным координатам виду:

$$E_{0x}(\mathbf{r}') = \frac{4}{c} \iint \frac{z'}{[(x' - x - x'')^2 + (y' - y - y'')^2 + z'^2]^{3/2}} j_y^m(x'', y'') dx'' dy'', \quad (9)$$

$$E_{0y}(\mathbf{r}') = \frac{4}{c} \iint \frac{-z'}{[(x' - x - x'')^2 + (y' - y - y'')^2 + z'^2]^{3/2}} j_x^m(x'', y'') dx'' dy'',$$

$$E_{0z}(\mathbf{r}') = \frac{4}{c} \iint \frac{(y' - y - y'') j_x^m(x'', y'') - (x' - x - x'') j_y^m(x'', y'')}{[(x' - x - x'')^2 + (y' - y - y'')^2 + z'^2]^{3/2}} dx'' dy''.$$

Тогда интегральное соотношение (2) для определения неоднородности комплексной диэлектрической проницаемости по данным измерений вариаций емкости зонда можно записать как

$$\begin{aligned} c_1(\mathbf{r}, r_1, r_2) &= \frac{1}{4\pi\Delta U^2} \int_{\mathbf{r}'} \varepsilon_1(\mathbf{r}') |\mathbf{E}_0|^2(x - x', y - y', z', r_1, r_2) d\mathbf{r}' \\ &= \int_{\mathbf{r}'} \varepsilon_1(\mathbf{r}') K(x - x', y - y', z', r_1, r_2) d\mathbf{r}', \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} E_{0x}(x - x', y - y') &= \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{\Delta U}{\ln(r_2 / r_1)} \iint_{r_1 < \sqrt{(x''^2 + y''^2)} < r_2} \frac{2z'}{\sqrt{(x - x' - x'')^2 + (y - y' - y'')^2 + z'^2}} \frac{y''}{(x''^2 + y''^2)^{3/2}} dx'' dy'', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{0y}(x - x', y - y') &= \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{\Delta U}{\ln(r_2 / r_1)} \iint_{r_1 < \sqrt{(x''^2 + y''^2)} < r_2} \frac{2z'}{[(x - x' - x'')^2 + (y - y' - y'')^2 + z'^2]^{3/2}} \frac{x''}{(x''^2 + y''^2)^{3/2}} dx'' dy'', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{0z}(x - x', y - y') &= \\ &= \frac{2}{4\pi} \frac{\Delta U}{\ln(r_2 / r_1)} \iint_{r_1 < \sqrt{(x''^2 + y''^2)} < r_2} \frac{x''(y' - y - y'') + y''(x - x' - x'')}{[(x - x' - x'')^2 + (y - y' - y'')^2 + z'^2]^{3/2} (x''^2 + y''^2)^{3/2}} dx'' dy''. \end{aligned}$$

Последующий анализ упрощает тот факт, что компоненты ядра интегрального уравнения (10), определяющие передаточную функцию системы, получены в аналитическом виде и зависят только от геометрических параметров датчиков. Полученное соотношение существенно проще, чем (1), и, более того, имеет вид свертки по поперечным координатам, что существенно облегчает реализацию методов ближнепольной СВЧ диагностики, основанные на его использовании.

### **3. Методы ближнепольной резонансной СВЧ диагностики**

Результат п.2 позволил разработать многоапертурный и многоуровневый методы и алгоритмы ближнепольной СВЧ импедансной диагностики, основанные на решении полученного интегрального уравнения методом Тихонова.

#### **3.1. Методы томографии распределенных неоднородностей комплексной диэлектрической проницаемости**

##### ***а) Многоапертурный метод***

В многоапертурном методе измерения (двумерное сканирование по поперечным координатам) осуществляются системой резонансных датчиков с различной глубиной погружения ближнего поля в исследуемую среду, прикладываемых плоскостью фланца к поверхности. Для этого случая численное моделирование выполнялось в предположении, что переменной величиной, определяющей глубину зондирования зонда, является радиус поверхности внутреннего проводника  $r_1$  при  $r_2 = const$  (см. на рис.1). Выполнив двумерное фурье-преобразование (10) по поперечным координатам, получим одномерное интегральное уравнение для глубинного профиля поперечного спектра неоднородности  $\varepsilon_1(k_x, k_y, z)$  (здесь и далее для фурье-преобразований

по пространственным и временным координатам будут использоваться те же обозначения, что и для самих величин, но с другими аргументами):

$$c_1(k_x, k_y, r_1, r_2) = \frac{1}{4\pi^2} \iint \exp(-ikx -iky) \int_{r'} \varepsilon_1(\mathbf{r}') K(x-x', y-y', z', r_1, r_2) d\mathbf{r}' dx dy = \quad (11)$$

$$= 4\pi^2 \int_{z'} \varepsilon_1(k_x, k_y, z') K(k_x, k_y, z', r_1, r_2) dz'.$$

Уравнение (11) является одномерное интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода с ядром  $K(k_x, k_y, z', r_1, r_2 = const)$ , которое необходимо решить для каждой пары компонент  $k_x, k_y$  по результатам сканирования набором зондов с разными размерами  $r_1$  в двумерной области  $x, y$ . Таким образом, мы свели сложную трехмерную задачу к многократному решению одномерного интегрального уравнения, на основе которого можно осуществить предлагаемую ближнепольную импедансную диагностику субволнового разрешения.

### ***б) Многоуровневый метод***

В методе многоуровневого сканирования глубина зондирования зависит от высоты зонда (расстояния от плоскости фланца зонда до поверхности). Чтобы не вводить в задачу лишние свободные параметры и не усложнять вычисления, мы выполнили численное моделирование в предположении (вполне разумным с точки зрения практической реализации), что пространство между зондируемой поверхностью и зондом заполняется согласующей прослойкой с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_0$ . Тогда при постановке обратной задачи можно использовать уравнения (10), (11) с учетом высоты зонда  $z_0$ :

$$c_1(\mathbf{r}, r_1, r_2, z_0) = \int_{r'} \varepsilon_1(\mathbf{r}') K(x-x', y-y', z'-z_0, r_1, r_2) d\mathbf{r}', \quad (12)$$

$$c_1(k_x, k_y, r_1, r_2, z_0) = 4\pi^2 \int_{z'} \varepsilon_1(k_x, k_y, z') K(k_x, k_y, z'-z_0, r_1, r_2) dz', \quad (13)$$

где  $r_1, r_2$  – постоянные величины. При решении (12), (13) нами использовался алгоритм метода обобщенной невязки для комплекснозначных функций, развитый в нашей работе [3].

Искомое решение задач томографии  $\varepsilon_1(x, y, z)$  для каждого из предложенных методов определяется с помощью двумерного обратного преобразования Фурье найденного из уравнений (11) или (13) решения  $\varepsilon_1(k_x, k_y, z)$  в  $k$ -пространстве:

$$\varepsilon_1(x, y, z) = \iint \varepsilon_1(k_x, k_y, z) \exp(ik_x x + ik_y y) dk_x dk_y. \quad (14)$$

Визуализация этого распределения в любом сечении, выполняемая на компьютере реализует предложенный метод резонансной электромагнитной томографии.

### **3.2. Методы голографии (восстановления формы поверхности) сплошных подповерхностных объектов**

Для сплошных по составу подповерхностных объектов задача томографии сводится к восстановлению формы поверхности, т.е. к задаче компьютерной голографии. Как показано в нашей работе [4], восстановление числовой формы объекта можно выполнить, используя полученное из (11), (13) решение задачи томографии  $\varepsilon_1(k_x, k_y, z)$  в  $k$ -пространстве. Для этого представим форму объекта в  $z$ -сечении в виде двух функций  $x_1(y, z)$ ,  $x_2(y, z)$  (см. на рис.2).

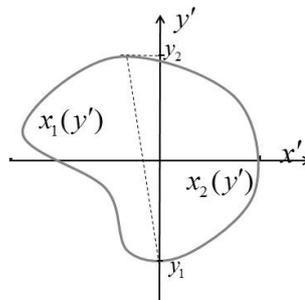


Рис.2. Форма зондируемого объекта в  $z$ -сечении в виде функций  $x_1(y, z)$  и  $x_2(y, z)$ .

Полагая, что функции  $x_1(y,z)$ ,  $x_2(y,z)$  являются однозначными, решение задач (12), (13) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1(k_x, k_y, z) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1(y)}^{x_2(y)} \varepsilon_1^0 e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy \\ &= \frac{\varepsilon_1^0}{4\pi^2} \int_{y_1}^{y_2} \exp(-ik_y y) \frac{1}{ik_x} (e^{-ik_x x_1(y)} - e^{-ik_x x_2(y)}) dy. \end{aligned} \quad (15)$$

Далее, выполняя фурье-преобразование по  $k_y$

$$\varepsilon_1(k_x, y', z) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_1(k_x, k_y, z) \exp(ik_y y') dk_y, \quad (16)$$

получаем (после замены  $y' \rightarrow y$ ) комплекснозначное трансцендентное уравнение:

$$\varepsilon_1(k_x, y, z) = \frac{\varepsilon_1^0}{2\pi i k_x} (e^{-ik_x x_1(y,z)} - e^{-ik_x x_2(y,z)}) \quad (17)$$

Из него находим форму объекта в виде двух функций  $x_1(y,z)$ ,  $x_2(y,z)$ . Свобода выбора  $k_x$  позволяет искать пути оптимизации решения (17), что открывает поле для специальных исследований. Наш первый опыт такой оптимизации показал, что лучшие результаты обеспечивает выбор  $k_x \cong 2\pi / L_t$ , где  $L_t$  – оценка характерного размера объекта. Заметим, что аналогичное (17) уравнение можно получить и для описания формы поверхности функциями  $y_1(x,z)$ ,  $y_2(x,z)$ .

Подчеркнем, что решение задачи томографии для объектов с резкими границами на основе (11) или (13) не позволяет точно восстановить форму их поверхности даже в пренебрежении погрешностями решения самой некорректной задачи. Дело в том, что разрывные функции не могут быть представлены точно даже сколь угодно длинным рядом Фурье вблизи точек сингулярности градиента, а такое представление лежит в самой основе предлагаемого метода томографии. В этих точках не выполнен признак Дини для поточечной сходимости, и результаты неизбежно будут искажаться из-за эффекта Гиббса. С учетом же погрешностей сглаживание ступенчатых функций

при восстановлении является неизбежным, и, если априорно известно, что объект является сплошным, приходится решать проблему выбора критерия для определения положения его границы на сглаженном решении. Собственно, именно таким математически последовательным способом выбора является решение уравнения (17).

### **3.3. Методы профилирования (восстановления подповерхностного профиля комплексной диэлектрической проницаемости) одномерно неоднородной среды**

В случаях, когда среда является одномерно неоднородной по глубине, она может описываться одномерным распределением (глубинным профилем) комплексной диэлектрической проницаемости. Постановка обратной задачи в этом случае может быть выполнена также на основе уравнения (10), полагая, что  $\varepsilon_1(\mathbf{r}') = \varepsilon_1(z)$ . Тогда искомое уравнение для обратной задачи профилирования имеет вид:

$$c_1(r_1, r_2, z_0) = \frac{1}{4\pi\Delta U^2} \int_{z'} \varepsilon_1(z') K_1(z', r_1, r_2, z_0) dz', \quad (18)$$

где ядро для многоапертурного вида имеет вид

$$K_1(z', r_1) = \iint K(X', Y', z', z_0 = 0, r_1, r_2 = const) dX' dY', \quad \text{а для многоуровневого} - \\ K_1(z', z_0) = \iint K(X', Y', z', z_0, r_1 = const_1, r_2 = const_2) dX' dY', \quad X' = x - x', \quad dY' = y - y'.$$

Его решение также может быть получено алгоритмом метода обобщенной невязки Тихонова [3].

Полученные выше в п.2.1 - 2.3 уравнения методов ближнепольной СВЧ диагностики имеют ряд достоинств с точки зрения реализации их численных алгоритмов. Для методов томографии и голографии – это возможность получение решения с высокой дискретностью, позволяющее в полной мере реализовать субволновую чувствительность ближнепольных измерений. Ядра интегральных уравнений получены в явном виде, что позволяет добиться большей достоверности результатов численного моделирования. На практике

проблема вычисления ядра осложняется необходимостью учета контактных явлений, связанных с особенностью прижима зондов в многоапертурном методе или учетом свойств среды, разделяющей зонд и поверхность в многоуровневом методе. Однако, поскольку учет данных факторов не меняет вид уравнений (11) и (13), можно использовать предложенный в [4] способ экспериментального определения ядер этих уравнений. Для его реализации необходимо выполнить серию экспериментов с тонким тестовым объектом  $\varepsilon_1(k_x, k_y, z') = \varepsilon_1(k_x, k_y) \delta(z' - z_t)$  при дискретных значениях глубины  $z_t$ . Объект должен иметь такую форму (например, параллелепипед), для которой известна точная формула поперечного спектра  $\varepsilon_1(k_x, k_y)$ . Тогда  $c_1(k_x, k_y, r_1, r_2, z_t) = \varepsilon_1(k_x, k_y, z_t) K(k_x, k_y, z' = z_t, r_1, r_2)$ , и искомое ядро вычисляется как

$$K(k_x, k_y, z' = z, r_1, r_2) = c_1(k_x, k_y, r_1, r_2, z_t) / \varepsilon_1(k_x, k_y, z_t). \quad (19)$$

При таком способе указанные выше возможные неточности вычисления ядра существенно корректируются.

Важным достоинством развитого подхода является также тот факт, что уравнения методов (11), (13), (18) имеют вид, который позволяет разделить каждое из них для отдельного решения задач для восстановления распределений действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости.

#### **4. Результаты численного моделирования алгоритмов томографии и голографии для многоапертурного и многоуровневого методов**

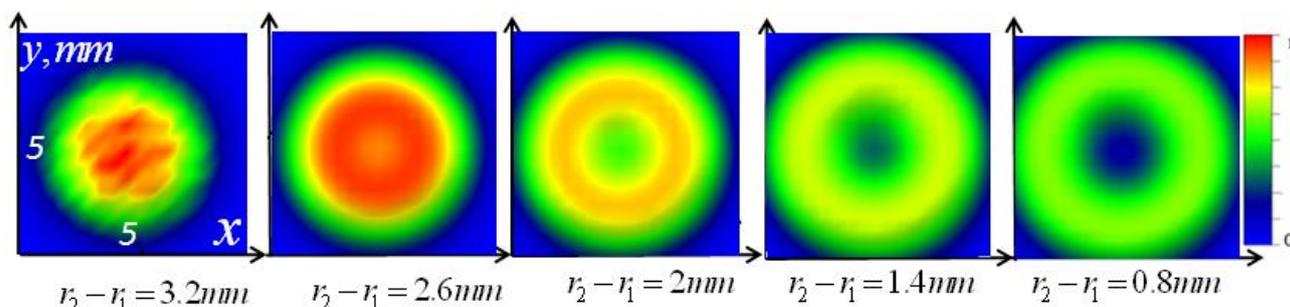
##### **4.1. Метод ближнепольной импедансной СВЧ томографии**

Параметры задачи выбирались, ориентируясь на возможности их реализации в реальных измерениях. При моделировании многоапертурного метода полагалось, что сканирующая система состоит из пяти ближнепольных зондов с параметрами  $r_1 = 0,6; 1,2; 1,8; 2,4; 3$  мм при постоянном значении  $r_2 =$

3,8 мм. При моделировании многоуровневого метода полагалось, что сканирование осуществляется на пяти уровнях высоты над поверхностью среды:  $z_0 = 0; 0,4; 0,8; 1,2; 1,6$  мм. Исходными данными для анализа являлись результаты измерений вариаций вносимой неоднородностями емкости в двумерной области  $x$ - $y$  размерами  $1 \times 1$  см<sup>2</sup> над зондируемой подповерхностной неоднородностью. Исследовались возможности томографического анализа распределенных неоднородностей, а также томографии и голографии сплошных подповерхностных объектов.

Численное моделирование выполнялось по замкнутой схеме: для моделируемых объектов рассчитывалось рассеянное поле и комплексные амплитуды принимаемого сигнала, на которые набрасывалась случайная нормально распределенная ошибка с заданным среднеквадратичным отклонением, и полученные «данные измерений» использовались в анализе. Ядра уравнений рассчитывались с использованием распараллеливания на высокопроизводительных компьютерах.

На рис.3,4 представлены результаты моделирования измерений и решения обратных задач томографии для моделируемой распределенной (гауссовой) неоднородности, полученные двумя методами. На рис.2 можно видеть результаты расчетов измеряемого сигнала для неоднородности  $\varepsilon_1(x, y, z) = \exp[-x^2 / \sigma_x^2 - y^2 / \sigma_y^2 - (z - z_t)^2 / \sigma_z^2]$  при  $\sigma_y = \sigma_x = 3$  мм,  $\sigma_z = 1$  мм,  $z_t = -1$  мм.



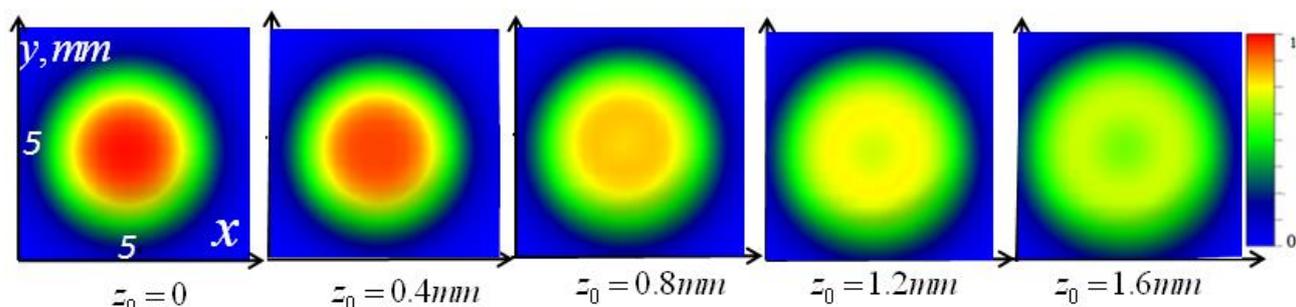


Рис.3. Верхний ряд – поперечная структура сигнала  $|c_1(x, y) / c_{1\max}|$ , вычисленная для набора зондов, используемых в моделировании многоапертурного метода; нижний ряд – поперечная структура сигнала на пяти уровнях высоты над поверхностью, используемая в моделировании многоуровневого метода.

На верхнем левом рисунке показаны «данные измерений» с наброшенной случайной погрешностью 5%. Поскольку высота и размер разреза для левых рисунков в обоих методах совпадают, его можно сравнить с нижним левым рисунком, где те же исходные данные даны без набрасывания ошибки.

На рис.4 можно видеть результаты голографического анализа для двух методов, показанные в вертикальном разрезе через центр гауссовой неоднородности по оси  $y$ .

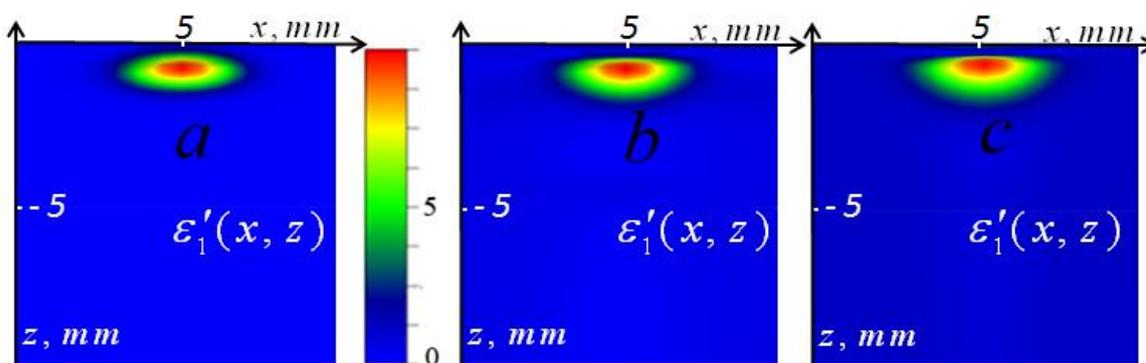


Рис.4. Численное моделирование методов томографии. *a*) исходное гауссово распределение в вертикальном сечении; *b*) результат решения обратной задачи томографии многоапертурным методом; *c*) результат решения многоуровневым методом.

На рис.3 видно, что заданное распределение хорошо восстанавливается при уровне моделируемой погрешности 5%. Восстановленные изображения несколько растянуты в нижней части, что объясняется затуханием приходящего с больших глубин сигнала. Несколько лучшие результаты при заданных параметрах моделируемого эксперимента получены многоапертурным методом. На рис.5 представлены результаты томографии в горизонтальном сечении на уровне центра неоднородности  $z = -1$  мм.

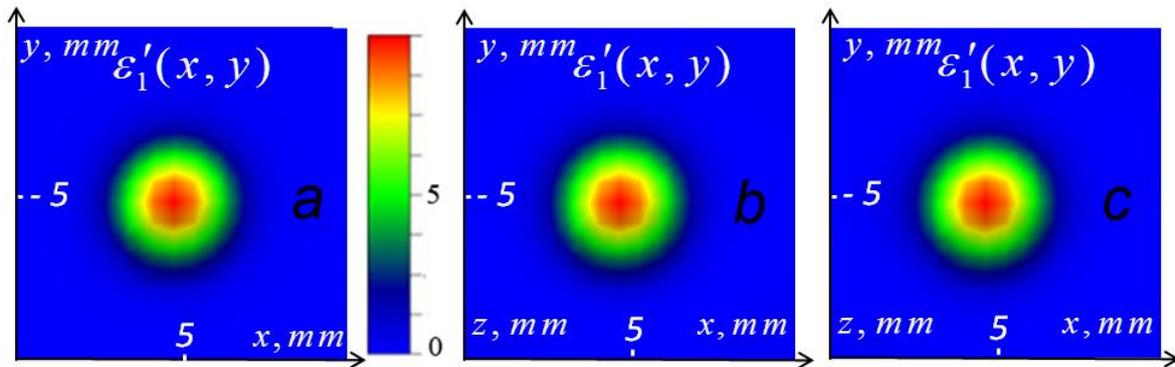


Рис.5. Численное моделирование методов томографии. *a)* исходное гауссово распределение в горизонтальном сечении; *b)* результат решения обратной задачи томографии многоапертурным методом; *c)* результат решения многоуровневым методом.

Результаты на рис.5 демонстрируют практически безупречное восстановление распределения неоднородности на заданном уровне глубины. Были выполнены исследования методов томографии и голографии для сплошных подповерхностных объектов.

На рис. 6 показаны результаты расчетов поперечного распределения сигналов для двух методов, аналогичные представленным на рис.6, но для объекта в форме параллелепипеда размерами  $4 \times 4 \times 0,5$  мм<sup>3</sup> на глубине  $z = -1$  мм.

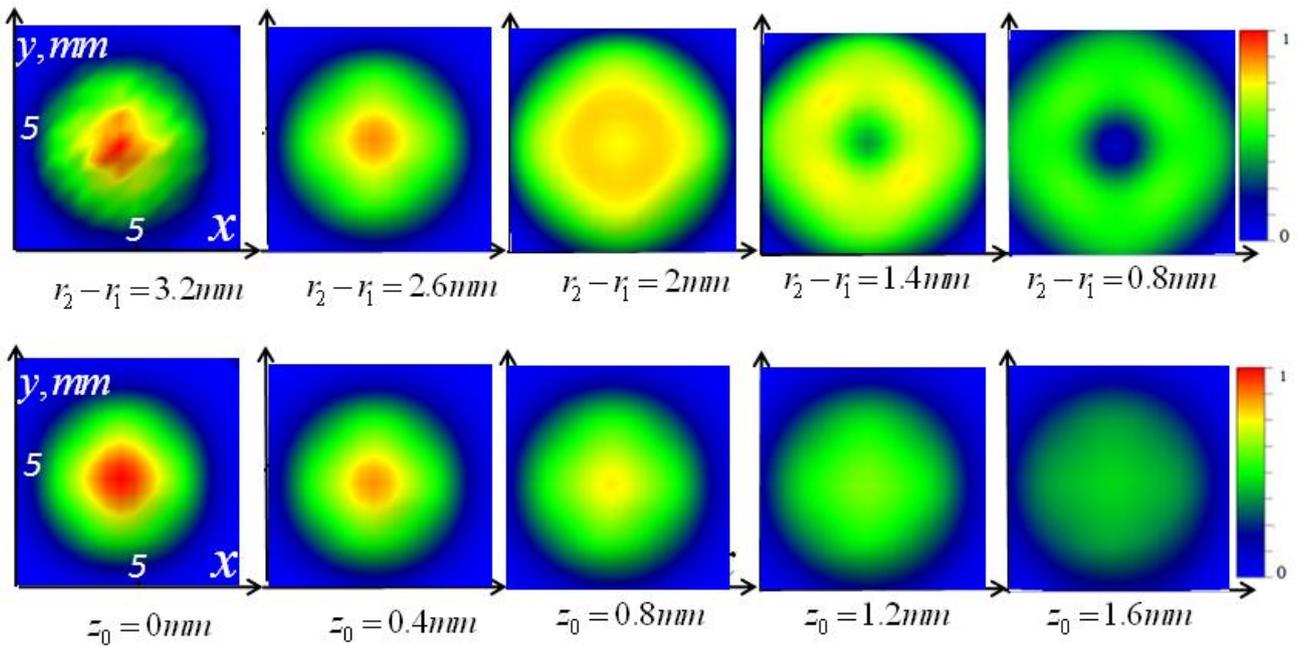


Рис.6. Верхний ряд – поперечная структура сигнала  $|c_1(x, y) / c_{1\max}|$ , вычисленная для набора зондов, используемых в моделировании многоапертурного метода; нижний ряд – поперечная структура сигнала на пяти уровнях высоты над поверхностью, используемая в моделировании многоуровневого метода.

Аналогично рис.3, можно сравнить верхний и нижний левые рисунки, где те же исходные данные даны с набрасыванием и без набрасывания ошибки соответственно. Из сравнения рис.3 и рис.6 можно видеть влияние различий в структуре неоднородностей на «измеряемые данные».

На рис.7 можно видеть результаты голографического анализа для двух методов, показанные в вертикальном разрезе через центр объекта по оси  $y$ .

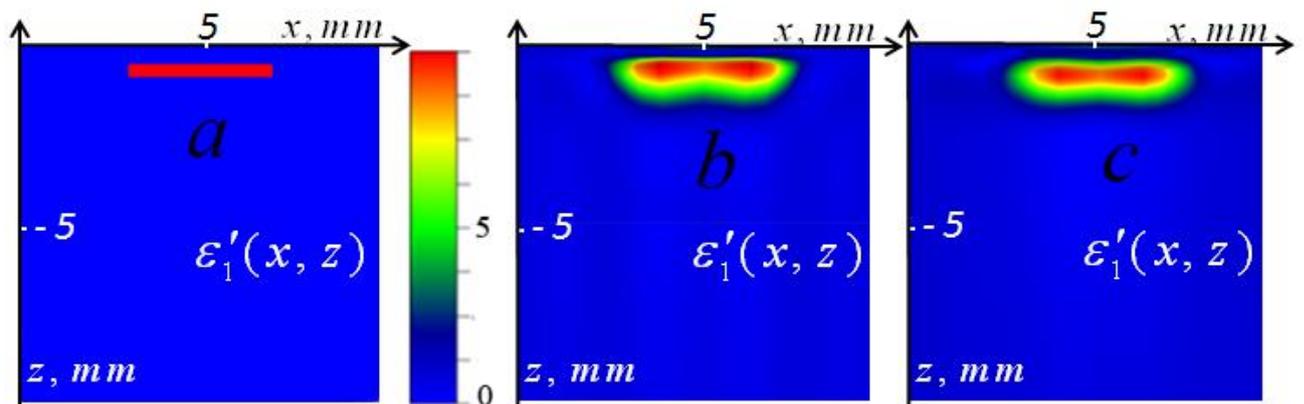


Рис.7. Численное моделирование методов томографии. *a)* исходная сплошная неоднородность в вертикальном сечении; *b)* результат решения обратной задачи томографии многоапертурным методом; *c)* результат решения многоуровневым методом.

Можно видеть, что для тонкого сплошного объекта расплывание более заметно, чем для распределенной гауссовой неоднородности на той же глубине. На рис.8 представлены результаты томографии в горизонтальном сечении на уровне центра неоднородности  $z = -1$  мм.

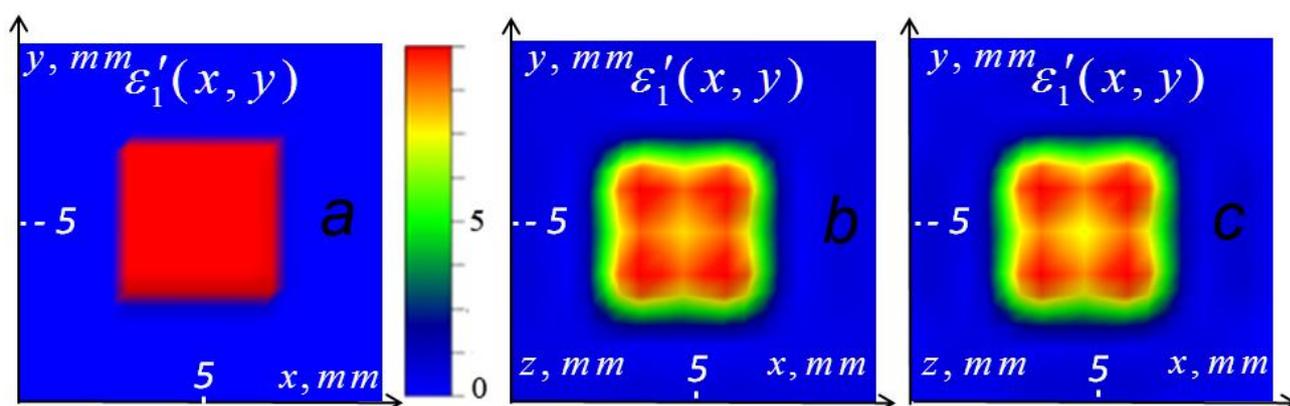


Рис.8. Численное моделирование методов томографии. *a)* исходная сплошная неоднородность в горизонтальном сечении; *b)* результат решения обратной задачи томографии многоапертурным методом; *c)* результат решения многоуровневым методом.

Результат на рис.8 показывает, что горизонтальная структура неоднородности на уровне глубины объекта восстанавливается достаточно точно по очертаниям и с погрешностью 10-15% в области ее локализации. Результат многоапертурного метода в данном случае оказывается немного лучше, чем многоуровневого.

#### 4.2. Метод ближнеполюсной импедансной СВЧ голографии

Как отмечалось выше, у сплошных внутренне однородных объектов можно восстановить форму поверхности из решения уравнения (17). На рис.9 приведены результаты решения этого уравнения для обоих методов.

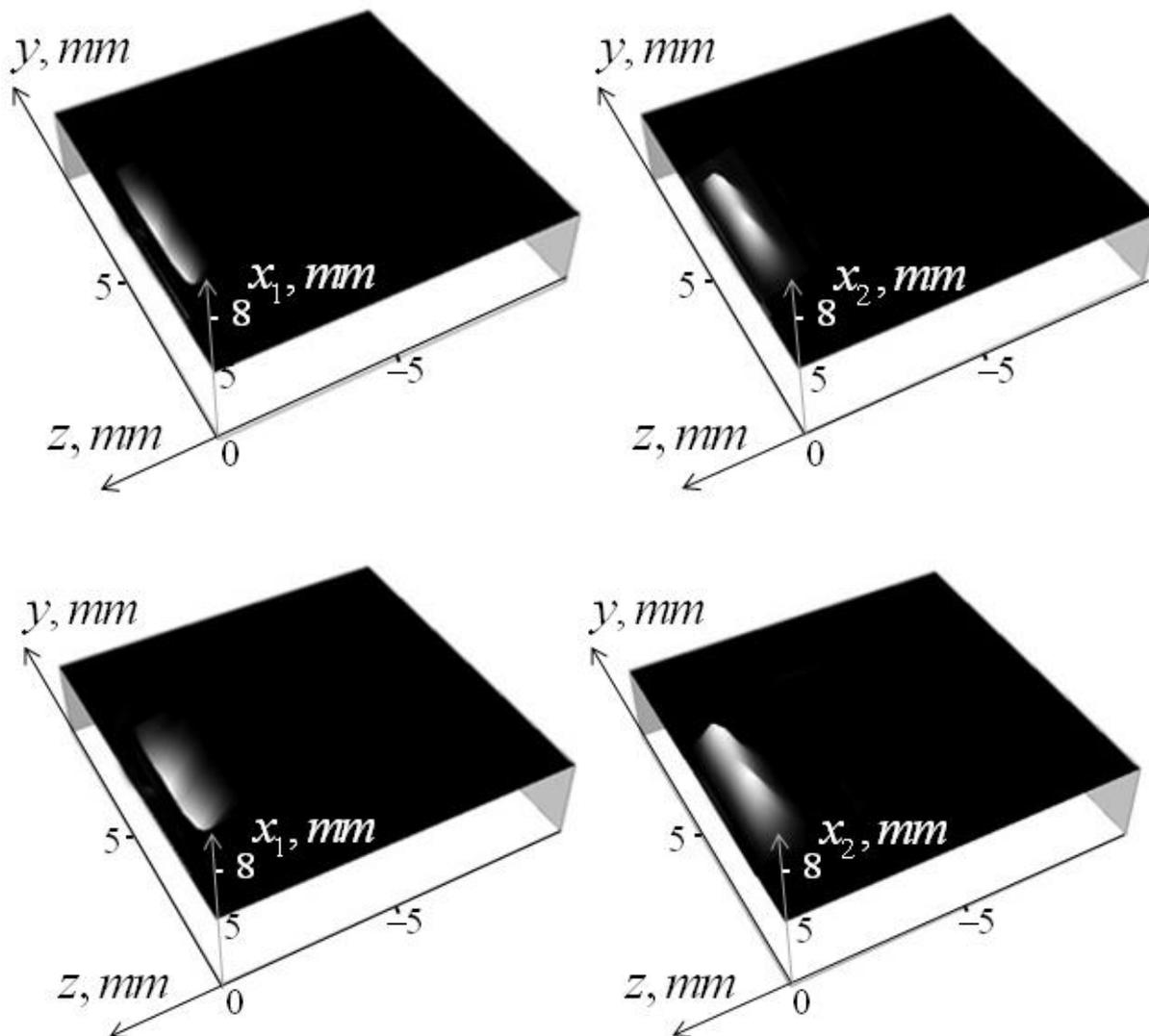


Рис.9. Верхний ряд – голографическое изображение, полученное в виде двух функций  $x_1(y,z)$ ,  $x_2(y,z)$  из решения для многоапертурного метода; нижний ряд – аналогичные результаты для многоуровневого метода.

Видно, что алгоритмы демонстрируют высокую эффективность, воспроизводя форму и положение моделируемой неоднородности с хорошей точностью. В данном случае изображение, полученное из решения задачи для

многоапертурного метода, получилось более резким, чем по результатам многоуровневого метода.

Подчеркнем, что в аналогичном детальном исследовании нуждается каждый конкретный случай применения предложенных методов. Учитывая малость всех масштабов в решении задачи по сравнению с длиной волны, методика анализа, основанная на использовании квазистатического приближения, выглядит вполне обоснованной, сильно упрощая алгоритмы решения по сравнению с многочастотными методами [4,5]. Однако, поскольку численные расчеты не могут надежно воспроизвести все детали электродинамики реальной измерительной системы, в проекте предполагается провести соответствующие экспериментальные исследования.

#### **4.3. Метод ближнепольного импедансного СВЧ профилирования**

Для решения обратных задач восстановления профиля диэлектрической проницаемости одномерно неоднородных сред в [7] был предложен алгоритм, основанный на методе двойственной регуляризации – новом подходе в теории нелинейных некорректных задач, эффективность которого была продемонстрирована в решении задач восстановления одномерной диэлектрической структуры по данным многочастотного подповерхностного СВЧ зондирования одномерно неоднородных сред [7].

Однако в рассматриваемой задаче резонансного ближнепольного СВЧ профилирования на основе решения линейного интегрального уравнения (18) мы применили более простой в численной реализации метод обобщенной невязки Тихонова. На рис. 10 представлены результаты численного моделирования этого алгоритма – восстановления двух глубинных профилей действительной части комплексной диэлектрической проницаемости: гауссова профиля с глубиной максимума 1 мм и двумодального гауссова профиля с глубинами максимумов 1 и 2 мм по данным многоапертурных измерений с тем же набором зондов, что и в п.3.1 при моделируемой погрешности измерений 5%.

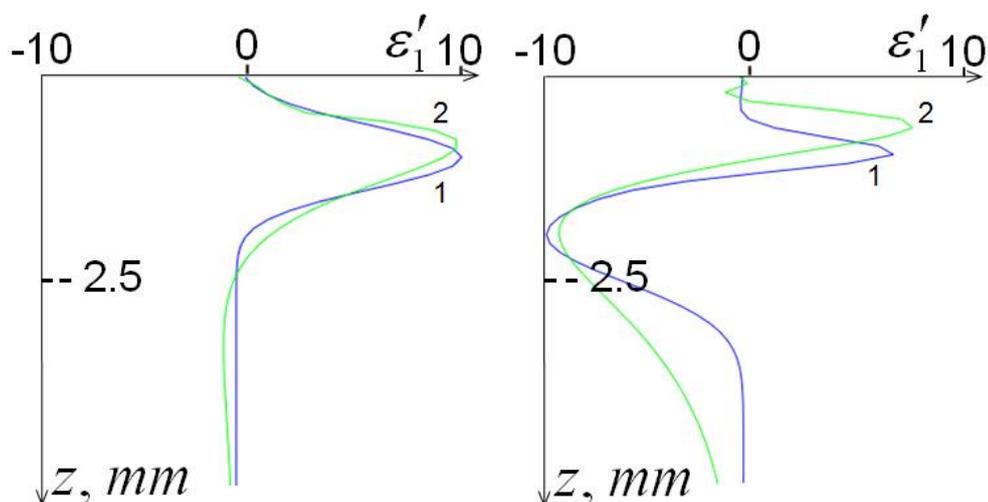


Рис.10. Слева: 1 – начальное гауссово распределение моделируемого глубинного профиля диэлектрической проницаемости, 2 – результат восстановления. Справа результат восстановления для двумодального гауссова распределения.

Результаты демонстрируют практически безупречное восстановление одномодового гауссова профиля (рис.10 слева), и хорошее восстановление неоднородности, образованной двумя гауссовыми профилями (рис.10 справа). В последнем случае качество восстановления несколько хуже, но хорошо известно, что в некорректных задачах такого типа требования к точности данных для достижения требуемого качества решения резко возрастают по мере усложнения восстанавливаемой функции.

Таким образом, представленные в п.3 результаты численного моделирования разработанных методов ближнепольной импедансной СВЧ томографии, голографии и профилирования демонстрируют свою эффективность и перспективность применения СВЧ ближнепольной диагностики в биомедицинских приложениях.

Исследования были выполнены при поддержке РФФИ, проекты № 15-47-02294-р\_поволжье и № 17-07-00488, а также программы ОФН РАН IV.13.

## Литература

1. Янин Д.В., Галка А.Г., Костров А.В., Смирнов А.И., Стриковский А.В., Кузнецов И.В. Подповерхностная диагностика квазидномерных неоднородностей методом резонансного ближнепольного СВЧ-зондирования // Известия вузов. Радиофизика, т.57, №1, с. 35-47, 2014.
2. Янин Д.В., Галка А.Г., Смирнов А.И., Костров А.В., Стриковский А.В. Резонансная ближнепольная СВЧ-диагностика неоднородных сред // Успехи прикладной физики, т.2, №6. с. 555-570, 2014.
3. Gaikovich K.P. Subsurface Near-Field Scanning Tomography // Physical Review Letters, vol. 98, no. 18, pp. 183902 (1-4), 2007.
4. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K. Inverse problem of near-field scattering in multilayer media // Inverse Problems, vol.26, no. 12, pp.125013, 2010.
5. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K., Maksimovitch Ye.S. and Badeev V.A. Pseudopulse near-field subsurface tomography // *Phys. Rev. Lett.*, vol.108, no.16, pp.163902, 2012.
6. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K., Maksimovitch Ye.S., Badeev V.A. Subsurface near-field microwave holography // IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing, vol.9, issue 1, pp. 74-82, 2016.
7. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K., Maksimovitch Ye.S, Smirnov A.I., Sumin M.I. Dual regularization in non-linear inverse scattering problems // Inverse Problems in Science and Engineering vol. 24, no. 7, pp. 1215–1239, 2016.
8. Янин Д.В., Галка А.Г., Смирнов А.И., Костров А.В. Диагностика подповерхностных неоднородностей среды квазистатическими электрическими полями резонансных СВЧ-зондов. // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал, 2016, № 1. URL <http://jre.cplire.ru/jre/jan16/17/text.pdf>

**Ссылка на статью:**

К. П. Гайкович, А. И. Смирнов, Д. В. Янин. Методы ближнепольной резонансной СВЧ диагностики биологических тканей. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №2. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/feb17/5/text.pdf>