УДК 621.396.967

[1] К.П. ГАЙКОВИЧ, [2] Е.С. МАКСИМОВИЧ, [2] В.А. БАДЕЕВ

[1] Институт физики микроструктур Российской академии наук, Нижний Новгород

E-mail: gai@ipm.sci-nnov.ru

[2]Институт прикладной физики Национальной академии наук Беларуси, г. Минск, Беларусь

E-mail: makhel@iaph.bas-net.by

Микроволновая сканирующая томография слабоконтрастных подповерхностных объектов

XXI Симпозиум по радиолокационному зондированию природных сред

Предложен и экспериментального исследован метод сканирующей микроволновой томографии неоднородностей комплексной диэлектрической проницаемости в грунте, основанный на решении соответствующей обратной задачи рассеяния по данным многочастотных измерений двумерного распределения рассеянного поля у земной поверхности над областью неоднородностей.

Рассматриваемый подход реализует идею сканирующей электромагнитной томографии [1] в рамках подхода к решению соответствующей обратной задачи рассеяния [2]. Этот подход основан на разложении функций Грина, определяющих ядро интегрального уравнения для рассеянного поля, в спектр по поперечным координатам и способе сканирования жестко связанной системой источник-приемник. При этом структура зондирующего поля относительно приемника остается неизменной, все вариации сигнала связаны только с полем, рассеянным на неоднородности, а исходное трехмерное интегральное уравнение может быть сведено к решению одномерного уравнения для глубинного профиля поперечного спектра неоднородностей. Соответствующая обратная задача, как и многие задачи дистанционного зондирования [3], сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма1-го рода. Многочастотные измерения рассеяния когерентного сигнала в широкой полосе частот обеспечивают глубинную чувствительность. Первые результаты экспериментального исследования данного метода томографии были представлены в [4,5]. В данной статье показано, что трансформация частотной зависимости этого уравнения во временную область позволяет существенно уменьшить влияние зашумленности данных и качественно улучшить глубинную чувствительность метода. Приведены результаты экспериментов.

ТЕОРИЯ Пусть имеется рассеивающая трехмерная неоднородность комплексной диэлектрической проницаемости ε_1 в среде с ε_0 (среда может быть многослойной), т.е. $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1(\mathbf{r})$. Электромагнитное поле может быть представлено как сумма зондирующего и рассеянного полей $\mathbf{E}(x, y, \omega) = \mathbf{E}_0(x, y, \omega) + \mathbf{E}_1(x, y, \omega)$. Для предлагаемой схемы измерений (см. на рис.1) с фиксированным вектором $\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}$, определяющим сдвиг между приемной и передающей антеннами, поперечный спектр рассеянного поля (двумерное фурье-преобразования по x и y) в борновском приближении может быть представлен как интеграл от глубинного профиля поперечного спектра неоднородностей в виде [2]:

$$E_{1i}(k_x, k_y, z, \boldsymbol{\delta}\mathbf{r}) = -4\pi^3 i\omega \int\limits_{z'} \varepsilon_1(k_x, k_y, z')[\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \mathrm{e}^{-i\kappa_x \delta x - i\kappa_y \delta y}$$
$$\times \int\limits_{z''} [j_i(\kappa_x, \kappa_y, z'' - z - \delta z) G_{ij}^{12}(\kappa_x, \kappa_y, z'', z')] G_{ji}^{21}(\kappa_x + k_x, \kappa_y + k_y, z', z) d\kappa_x d\kappa_y dz'' dz', \quad (1)$$

где G_{ji}^{lk} - компоненты соответствующих функций Грина в k-пространстве, j_i - спектр распределения излучающего тока источника.

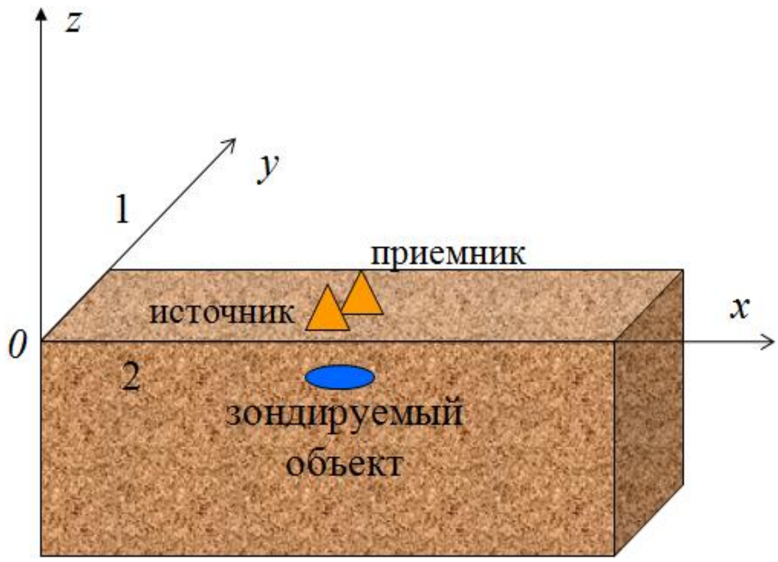

Рисунок 1 — Схема сканирующей томографии

Программа: Microsoft Power Point

В случае измерений над средой с плоскослоистой основной структурой вариации принимаемого сигнала s, связанные с рассеянным на подповерхностной неоднородности полем, определяются сверткой по поперечным координатам передаточной функции приемника $\mathbf{F}$ и рассеянного поля $\mathbf{E}_1(x, y, \omega)$.

$$\Delta s(\mathbf{r}_r) = \int_S \mathbf{E}_1(\mathbf{r}')\mathbf{F}(x_r - x', y_r - y', z_r, z')dx'dy'dz' \,, \tag{2}$$

где S – апертура приемной антенны, положение которой определяется вектором $\mathbf{r}_r$. Это позволяет получить одномерное интегральное уравнение, связывающее поперечный спектр вариаций сигнала с глубинным профилем поперечного спектра неоднородностей диэлектрической проницаемости:

$$\Delta s(k_x, k_y, \omega) = \int_{z'} \varepsilon_1(k_x, k_y, z')K(k_x, k_y, z', \omega)dz' \,. \tag{3}$$

Интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода (3) должно решаться для каждой пары спектральных компонент. Для функций в комплексном гильбертовом пространстве W_2^1 в [3] разработан регуляризирующий алгоритм решения, основанный на принципе обобщенной невязки. Искомое трехмерное распределение (результат томографии) получается путем обратного фурье-преобразования полученного спектра. Исходными данными для анализа является двумерное распределение вариаций сигнала у поверхности среды над неоднородностью, измеренное на ряде частот. Зависимость масштаба затухания сигнала в среде от частоты определяет глубинную чувствительность метода. Этот масштаб определяется как ближнепольными компонентами поперечного спектра рассеянного поля, так и поглощением в среде.

Решение уравнения (3) было использовано в первых исследованиях метода томографии по экспериментальным данным [4,5]. Проблемой метода являлся высокий уровень зашумленности данных. Вместе с тем, экспериментально было установлено, что шум эффективно подавляется при трансформации многочастотных данных во временную область:

$$\Delta s_{re}(x, y, t) = \mathrm{Re}\int_0^\infty \Delta s(x, y, \omega)\exp(i\omega t)d\omega \,. \tag{4}$$

Такой синтезированный импульс характеризует относительный вклад рассеяния с разных уровней глубины в соответствии со временем задержки:

$$\Delta s_{re}(x, y, z) = \Delta s_{re}(x, y, t = -\frac{z\,\mathrm{Re}\sqrt{\varepsilon}}{c}) \,. \tag{5}$$

Оказывается, что это представление позволяет получить отчетливое изображение рассеивающих объектов в грунте. Поэтому представляется оправданной аналогичная (4) трансформация частотных зависимостей в интегральном уравнении (3) к соответствующим временным распределениям:

$$\Delta s(k_x,k_y,t)=\int_0^\infty \Delta s(k_x,k_y,\omega)\exp(i\omega t)d\omega . \qquad (6)$$

$$\Delta s(k_x,k_y,z)=\Delta s(k_x,k_y,t=-\frac{z\operatorname{Re}\sqrt{\varepsilon}}{c}), \qquad (7)$$

$$K(k_x,k_y,z',t)=\int_0^\infty K(k_x,k_y,z',\omega)\exp(i\omega t)d\omega , \qquad (8)$$

$$K(k_x,k_y,z',z)=K(k_x,k_y,z',t=-\frac{z\operatorname{Re}\sqrt{\varepsilon}}{c}). \qquad (9)$$

Тогда (3) трансформируется в уравнение, в котором поперечные спектры зависят от параметра эффективной глубины формирования:

$$\Delta s(k_x,k_y,z)=\int_{z'} \varepsilon_1(k_x,k_y,z')K(k_x,k_y,z',z)dz' . \qquad (10)$$

Полученное уравнение имеет серьезные преимущества по сравнению с (3). Появляется возможность обоснованно выбрать значения параметра z так, чтобы они перекрывали интервал по глубине z', на котором ищется решение, что уменьшает и влияние неоднородностей поверхности. Этот интервал можно оценить из качественных данных о распределении рассеяния по глубине (5). Кроме того, при трансформации во временную область, как отмечалось, существенно подавляется влияние шума.

Важнейшим преимуществом (10) является изменение вида ядра уравнения по сравнению с (3). Функция ядра K в (3) имеет весьма сложную структуру, но расчеты для модельных передаточных функций антенн показывают, что весьма хорошим приближением для ядра (3) является экспоненциальное:

$$K(k_x,k_y,z',\omega)=K_0(k_x,k_y,\omega)\exp(\frac{z'}{\delta(k_x,k_y,\omega)}) . \qquad (11)$$

Масштаб затухания экспонент в (11) зависит от частоты и определяется как спецификой ближнего поля для электрически малых антенн, так и поглощением среды. Именно частотные изменения этого масштаба определяют глубинную чувствительность метода. Но при экспоненциальном ядре вклад слоев в сигнал уменьшается с глубиной, что затрудняет его выделение по сравнению с функциями ядра, имеющими максимум (в идеале приближающимися к δ- функции).

Если для оценки взять функцию ядра (3) из (11) в простейшем виде (без учета передаточной функции антенны) $K = K_0 \exp(z/\delta)$, где толщина скин-слоя $\delta = c/(\omega \operatorname{Im}\sqrt{\varepsilon})$, то соответствующая функция ядра в (10) представляется формулой:

$$K(k_x, k_y, z', z) = -K_0 \frac{c(\operatorname{Im}\sqrt{\varepsilon}z' + i\operatorname{Re}\sqrt{\varepsilon}z)}{(\operatorname{Im}\sqrt{\varepsilon}z')^2 + (\operatorname{Re}\sqrt{\varepsilon}z)^2}. \qquad (12)$$

Можно видеть, что и действительная и мнимая часть этой функции достигают максимума, который в случае $\operatorname{Re}\sqrt{\varepsilon} = \operatorname{Im}\sqrt{\varepsilon}$ реализуется при $z = z'$. Такой вид ядра создает предпосылки для существенно более точной локализации зондируемого неоднородного распределения по глубине.

Проблема применения развитой теории на практике заключается в определении ядер в уравнениях (3), (10), поскольку не для всех антенн можно определить их вид теоретически. Представляется оправданным использовать для калибровки тестовые образцы с известным поперечным спектром, предпочтительно – в форме тонких параллелепипедов.

ЭКСПЕРИМЕНТ Метод исследовался на тестовых сплошных объектах из пенопласта, имеющих форму параллелепипеда. Измерения выполнялись с помощью приемно-передающей сканирующей системы, состоящей из двух идентичных жестко связанных антенн Вивальди, разнесенных на 4 см, и векторного анализатора Agilent E5071B, который позволял излучать зондирующий сигнал на 801 частоте в диапазоне 1,7 – 7 ГГц и измерять комплексные амплитуды рассеянного на неоднородностях поля. На рис.2, 3 представлены результаты для образца пенопласта 4×3×2 см в песчаном грунте на глубине (по верхней грани) z = –4 см. Размеры области сканирования над поверхностью грунта составляли L_x = 30 см; L_y = 20 см. На рис.2 показаны изображения поперечного распределения синтезированного импульса (5) $\Delta s_{re}(x, y, z)$ для нескольких значений z в области сканирования, а на рис.3 – горизонтальное и вертикальное сечение (томограммы) неоднородности диэлектрической проницаемости, полученные из решения (10). Можно видеть хорошее соответствие формы, положения и значений неоднородности ε_1 на томограммах ее реальным характеристикам.

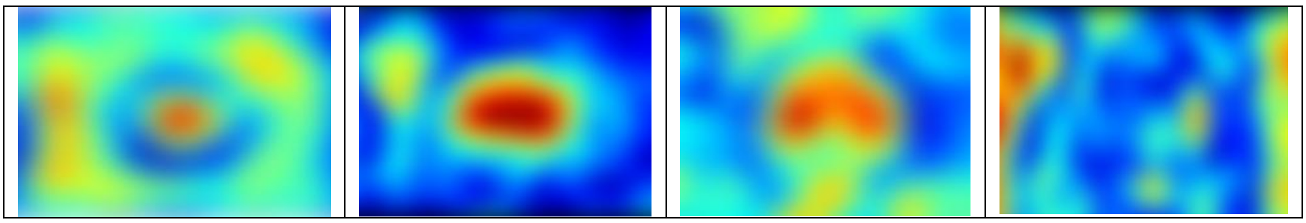

Рисунок 2. Горизонтальное распределение $\Delta s_{re}(x, y)$ для z = –4,1, –4,6, –5,2, –6,0 см. Здесь и далее программа Array Visualizer

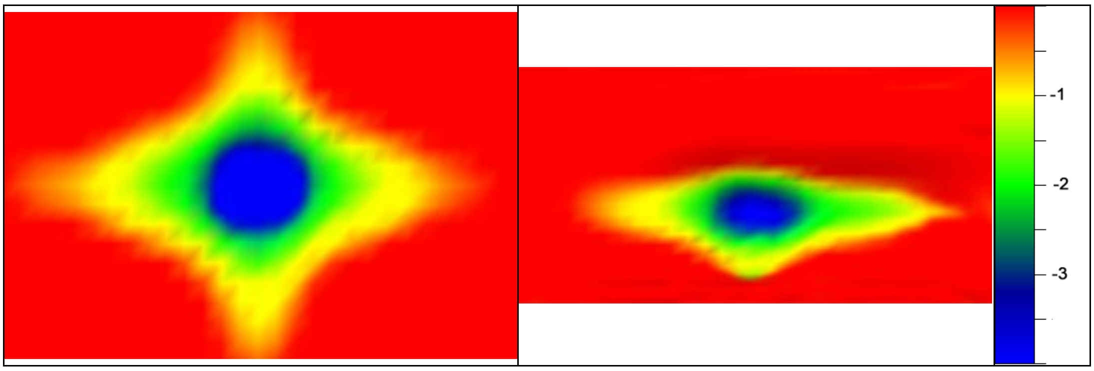

Рисунок 3. Слева – горизонтальное сечение неоднородности (томограмма) $\mathrm{Re}\,\varepsilon_1(x,y)$ при z = –5 cm. Справа – вертикальное сечение $\mathrm{Re}\,\varepsilon_1(x,z)$ при y = 10 см.

Метод был применен и к зондированию сложного распределения комплексной диэлектрической проницаемости в грунте, создаваемого образцом тающего льда размерами 10×10×4 глубине 9 см от поверхности. В данном случае измерения выполнялись с использованием приемно-передающей системы из двух идентичных жестко связанных широкополосных диполей типа «bow-tie», центры которых разнесены на 7,5 см, а расстояние между широкой частью плеча диполя – 2 см. Для этих планарных антенн имелась возможность вычислить распределение поверхностных токов на излучающей антенне, а из условия взаимности для идентичных приемной и передающей антенн следует, что передаточная функция приемника пропорциональна этому распределению ($F_i(k_x,k_y,\omega)=const\ j_i(k_x,k_y,\omega)$). Это позволило вычислить ядро интегрального уравнения.

На рис.4 показаны изображения поперечного распределения синтезированного импульса (5) $\Delta s_{re}(x,y,z)$ для нескольких значений z в области сканирования, а на рис.5, 6 – горизонтальное и вертикальное сечение (томограммы) неоднородности действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, полученные из решения (10). Результаты томографической визуализации, полученные на основе решения обратной задачи рассеяния, демонстрируют качественное согласие с ожидаемым распределением диэлектрических параметров.

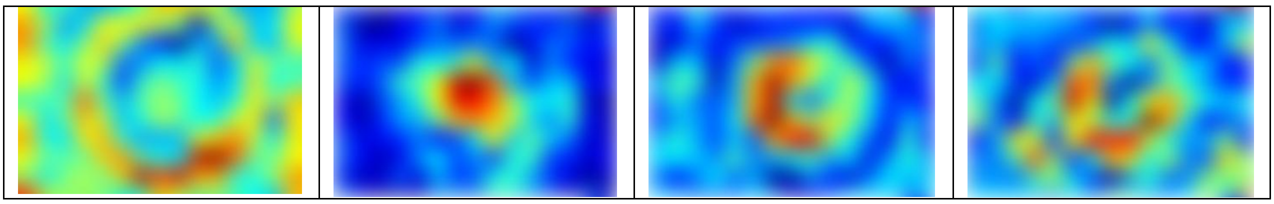

Рисунок 4. Горизонтальное распределение $\Delta s_{re}(x,y)$ для z = –6, –10, –12, –14 см.

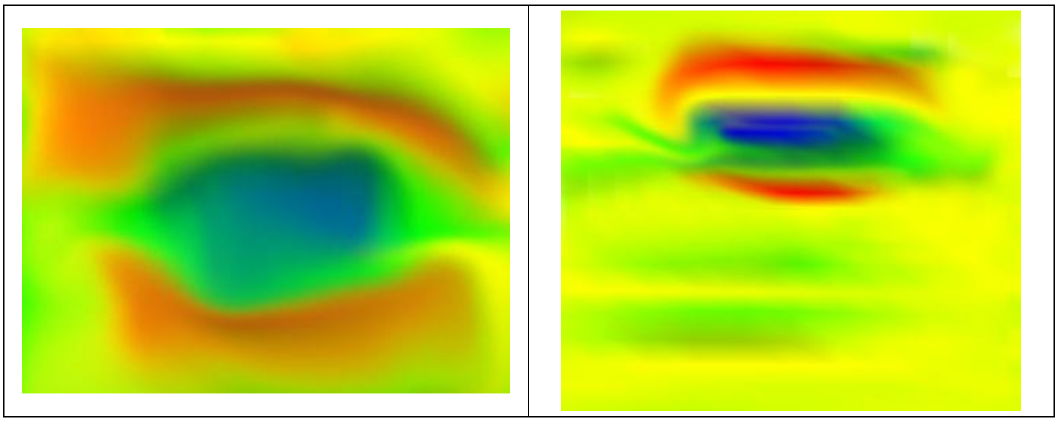

Рисунок 5. Слева – горизонтальное сечение неоднородности (томограмма) $\mathrm{Re}\,\varepsilon_1(x,y)$ при z = – 9 cm. Справа – вертикальное сечение $\mathrm{Re}\,\varepsilon_1(x,z)$ при y = 16 см.

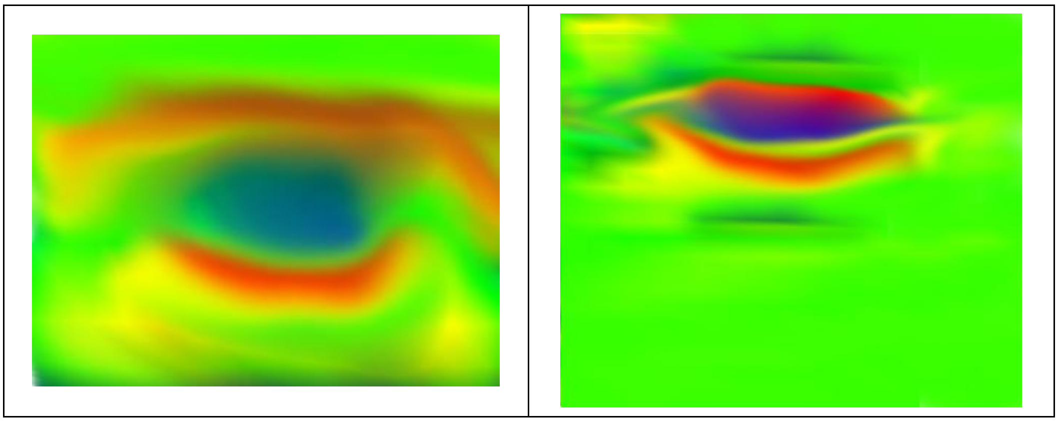

Рисунок 6. Слева – горизонтальное сечение неоднородности (томограмма) $\mathrm{Im}\,\varepsilon_1(x,y)$ при z = – 9 cm. Справа – вертикальное сечение $\mathrm{Im}\,\varepsilon_1(x,z)$ при y = 16 см.

Действительно, на глубине расположения зондируемого объекта имеется область низких значений диэлектрических параметров, характерных для льда (синий цвет), а вокруг имеется кольцевая область повышенных значений (красный), характерных для песка, увлажняемого водой, диффундирующей от тающего льда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ Развит метод сканирующей подповерхностной томографии неоднородностей комплексной диэлектрической проницаемости, основанный на многочастотных измерениях комплексных амплитуд рассеянного этими неоднородностями электромагнитного поля. В основе метода – решение обратной задачи рассеяния относительно глубинного профиля поперечного спектра неоднородностей по поперечному спектру вариаций сигнала, трансформированного из частотной во временную область. Метод исследован экспериментально для СВЧ подповерхностной томографии неоднородностей в грунте.

Выражения признательности. Результаты получены при поддержке РФФИ (проект № 11-02-97060_р_поволжье) и программы ОФН РАН.

Список использованных источников

1. Gaikovich K. P. Subsurface Near-Field Scanning Tomography // Physical Review Letters. —2007. —Vol. 98. —P. 183902 (4 pp.).
2. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K. Inverse problem of near-field scattering in multilayer media // Inverse Problems. — 2010. —Vol. 26. — N 12. — P. 125013 (17 pp.).
3. Gaikovich K. P. Inverse Problems in Physical Diagnostics. —Nova Science Publishers Inc., New York, 2004 — 372 pp.
4. Near-field microwave tomography / K.P. Gaikovich, P.K. Gaikovich, Ye. S. Maksimovitch, V.A. Badeev, V.A. Mikhnev // Proceedings of 7th International Conference on Antenna Theory and Technique (6-9 October, 2009 Lviv, Ukraine) . —2009. —P. 262-264.
5. Multifrequency microwave tomography of absorbing inhomogeneities / K.P. Gaikovich, P.K. Gaikovich, Ye.S. Maksimovitch, V.A. Badeev // Proceedings of 5th Int. Conf. “Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals” (6-10 September, 2010, Sevastopol, Ukraine) . —2010. —P. 156-158.

Получено 21.03.11