

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ВОЛН

УДК 537.226

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ КОМПОНЕНТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

В. Г. Сугак

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: sugak@ire.kharkov.ua*

Оценивается разрешающая способность радиофизического метода подповерхностного зондирования при использовании разнесенных передающих и приемных диполей, основанного на использовании TE - и TN - мод при расчете электромагнитных полей вблизи поверхности Земли. Ил. 1. Библиогр.: 13 назв.

Ключевые слова: подповерхностное зондирование, моды электромагнитных полей, функция Грина, скалярные потенциалы, пространственные фильтры.

В геофизических изысканиях часто применяется метод, основанный на электромагнитном зондировании с использованием разнесенных передающих и приемных диполей. В основном он используется в качестве геофизического метода с целью разведки полезных ископаемых на глубинах от нескольких десятков метров до единиц километров. Основной методикой измерений при этом является пространственное и частотное профилирование. Под профилированием понимается либо изменение пространственного разнесения между передающим и приемным диполем, либо изменение несущей частоты зондирующего сигнала. Применительно к задачам зондирования и диагностики структуры зоны аэрации (ЗА) метод практически не применяется. Тем не менее, он может представлять интерес для решения задач инженерной геологии в силу простоты аппаратной реализации и стоимости разработки. Поэтому имеет смысл более детально рассмотреть особенности метода, основанного на пространственном разнесении передающей и приемной антенн и частотном сканировании несущей частоты зондирующего сигнала применительно к требованиям, определяемым задачами зондирования ЗА. Основным отличием радиофизического метода зондирования от стандартных геофизических методов, является диапазон используемых частот. Если при геофизических исследованиях земной коры используется диапазон частот до 10-100 КГц, то при радиофизических методах зондирования ЗА должен применяться диапазон частот примерно от единиц до десятков мегагерц. Физически это означает, что в первых методах пренебрегают токами смещения, т. е. считают, что комплексная диэлектрическая проницаемость определяется только удельной проводимостью пород, в то время как при использовании второго диапазона частот необходимо учитывать как диэлектриче-

скую проницаемость, так и удельную проводимость. Кроме того, последние будут зависеть от частоты, что существенно усложняет разработку таких методов.

Одной из проблем этого метода является неопределенность в определении разрешающей способности в горизонтальной плоскости, т. е. в том, насколько результат зондирования определяется структурными неоднородностями, расположенными непосредственно под приемной антенной. В литературе существуют несколько противоречивые данные по этому вопросу. В основном это касается вопроса о существовании поверхностных мод - волн, распространяющихся вдоль земной поверхности. Непрерывно взаимодействуя с неоднородностями подповерхностной структуры ЗА, они должны приводить к тому, что результат измерения в точке расположения приемной антенны будет определяться теми неоднородностями подповерхностной структуры ЗА, которые расположены достаточно далеко от этой точки. Наиболее полно эти вопросы рассмотрены в теоретической работе [1]. Однако методы расчета полей, приведенные в этой работе, не нашли широкого применения в практике использования радиофизических методов для задач подповерхностного зондирования. С другой стороны, в литературе существуют сведения об успешных применениях метода, основанного на пространственном профилировании с применением разнесенных передающего и приемного диполей, в частности, магнитных рамок [2] для зондирования земных слоев на глубинах до 100 м. В работе [3] приведены методы выделения информации о границах слоев ЗА, основанные на измерении кросс-поляризованных компонент электромагнитного поля вблизи поверхности Земли.

Решение вопроса о пространственной разрешающей способности указанных методов полностью определяется решением задачи о распространении электромагнитных волн над неоднородной по глубине средой, в частности, над слоистой корой Земли при возбуждении полей элементарными диполями, располагающимися на некоторой высоте над ее поверхностью. Этому посвящено значительное количество работ, опубликованных в разные годы. Наиболее детально этот вопрос рассматривался, как уже упоминалось, применительно к глубинным зондированиям Земли [4, 5]. В строгой постановке решение этой задачи достаточно подробно описано в работе [4]. В частности, один из методов, с помощью которого можно решать задачу о зондировании подповерхностной слоистой структуры, основан на разложении сферической волны на плоские волны с соответствующими коэффициентами отражения для каждой рассматриваемой волны (метод Вейля) [6]. Более простым по вычислительным затратам является метод, основанный на приближенных импедансных граничных условиях на поверхности слоистой структуры, аналогичных граничному условию Леонтовича [3]. Однако вопросу о пространственной разрешающей способности таких методов уделено недостаточно внимания.

С другой стороны, в практике магнитотеллурического зондирования этому вопросу всегда уделялось серьезное внимание, так как длины волн, которые используются в этом случае, существенно превосходят размеры исследуемых подповерхностных неоднородностей [4, 5, 7, 8].

Разрешающая способность метода зондирования, основанного на измерении кросс-поляризованных компонент поля. Рассмотрим случаи применения в качестве излучающего электрического и магнитного диполей, расположенных на некоторой высоте вблизи поверхности Земли. Напряженность поля в точке наблюдения, в которой располагается приемный диполь, определяется суперпозицией двух волн: прямой, которая распространяется вдоль поверхности в верхнем полупространстве, и боковой - в нижнем.

При таком методе задача определения пространственной конфигурации структуры ЗА связана с измерениями кросс-поляризованных компонент электромагнитного поля на поверхности Земли, которые содержат в себе информацию о подповерхностной структуре ЗА [3, 6]. Нас интересует разрешающая способность метода в горизонтальной плоскости. Иными словами необходимо выяснить, насколько меняется результат измерений указанных компонент поля при изменении положения точки измерения в горизон-

тальной плоскости на участке, где структура пород ЗА претерпевает резкие изменения.

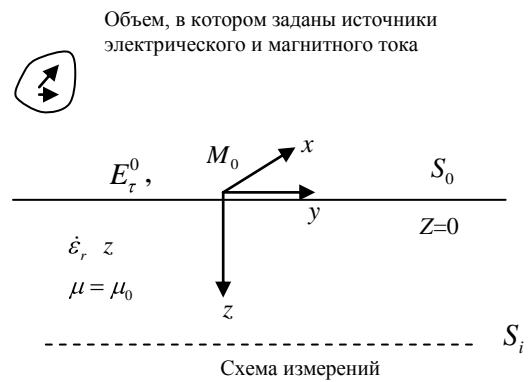
В общем виде задача зондирования формулируется следующим образом: найти распределение комплексной диэлектрической проницаемости $\dot{\epsilon}_r$ z внутри Земли по тангенциальным компонентам

$$\vec{E}_\tau^0 = \left[\left[\vec{n} \times \vec{E} \ M_0 \right] \times \vec{n} \right]$$

и

$$\vec{H}_\tau^0 = \left[\left[\vec{n} \times \vec{H} \ M_0 \right] \times \vec{n} \right]$$

электромагнитного поля, измеренным одновременно в окрестности точки M_0 земной поверхности S_0 (рисунок).



Для решения этой обобщенной задачи, следуя работам [8-11], введем поверхностный импеданс $\tilde{Z}_{\epsilon, \omega}^0$ в точке M_0 , который является линейным оператором и переводит \vec{H}_τ^0 в \vec{E}_τ^0 :

$$\vec{E}_\tau^0 \ M_0 = \tilde{Z}_{\epsilon, \omega}^0 \left[\vec{H}_\tau^0 \ M_0 \right]. \quad (1)$$

Этот оператор связан с распределением $\dot{\epsilon}$ по глубине и параметрически зависит от частоты ω . Земная поверхность S_0 ограничивает неоднородную структуру ЗА с произвольным распределением $\dot{\epsilon}$ по глубине. Магнитная составляющая электромагнитного поля внутри ЗА удовлетворяет уравнению [4]:

$$\Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} - \frac{1}{j\omega \dot{\epsilon}_r} \left[\text{rot } \vec{H} \times \text{grad } \epsilon_r \right] = 0; \quad (1, a)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega \epsilon_r} \text{rot } \vec{H}, \quad (1, b)$$

где $k^2 = \omega^2 \dot{\epsilon}_r \mu_0$.

На поверхностях S_i разрыва комплексной диэлектрической проницаемости $\dot{\epsilon}_r$ выполняются условия сопряжения

$$H_{\tau S_i} = 0, \left[\frac{1}{j\omega \dot{\varepsilon}_r} \text{rot}_{\tau} H \right]_{S_i} = 0, \quad (2)$$

где квадратные скобки означают разрыв функции, т. е. разность ее предельных значений на внешней и внутренней сторонах поверхности S_i . На поверхности Земли заданы значения \vec{H}_{τ}^0 , которые получаются в результате измерений. Из теории уравнений в частных производных известно, что задача вычисления магнитной составляющей \vec{H}_{τ}^0 , определяемая уравнениями (1), имеет единственное решение, которое может быть записано в виде

$$\vec{H}(M) = \iint_{S_0} \widehat{G}_{\varepsilon, \omega}(M, M_0) \vec{H}_{\tau}^0(M_0) dS_{M_0}, \quad (3)$$

где $\widehat{G}_{\varepsilon, \omega}$ - матричная функция Грина, зависящая от распределения ε и параметрически от ω . Полученное решение позволяет найти электрическую составляющую электромагнитного поля

$$\begin{aligned} \vec{E}(M) &= \frac{1}{j\omega \dot{\varepsilon}_r} \text{rot} \vec{H}(M) = \\ &= \frac{1}{j\omega \dot{\varepsilon}_r} \text{rot} \iint_{S_0} \widehat{G}_{\varepsilon, \omega}(M, M_0) \vec{H}_{\tau}^0(M_0) dS_{M_0} \end{aligned} \quad (4)$$

Опуская точку M на земную поверхность, получаем

$$\vec{E}_{\tau}^0(M_0) = \iint_{S_0} \widehat{K}_{\varepsilon, \omega}(M_0, M_0) \vec{H}_{\tau}^0(M_0) dS_{M_0}, \quad (5)$$

где матричная функция $\widehat{K}_{\varepsilon, \omega}$ - результат применения ротора к функции Грина. Таким образом, \vec{E}_{τ}^0 находится путем линейного преобразования \vec{H}_{τ}^0 . Матричная функция $\widehat{K}_{\varepsilon, \omega}$ является ядром интегрального оператора $\vec{Z}_{\varepsilon, \omega}^0$ и полностью определяется распределением εz .

Рассмотрим плоскоструйную структуру ЗА, в которой комплексная диэлектрическая проницаемость является непрерывной функцией от глубины. Указанная структура возбуждается источником тока с произвольным распределением в пространстве.

Магнитная составляющая электромагнитного поля согласно (1) согласно [6,9] удовлетворяет уравнениям:

$$\begin{aligned} \Delta H_x + k^2 H_x - \frac{1}{j\omega \varepsilon_r^2 dz} \frac{d\varepsilon_r}{dz} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) &= 0, \\ \Delta H_y + k^2 H_y - \frac{1}{j\omega \varepsilon_r^2 dz} \frac{d\varepsilon_r}{dz} \left(\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) &= 0, \quad (6) \\ \Delta H_z + k^2 H_z &= 0. \end{aligned}$$

На земной поверхности $H_x = H_x^0$, $H_y = H_y^0$. На плоскостях $z = z_i$, где $\dot{\varepsilon}_r$ терпит разрыв, выполняются условия сопряжения:

$$\begin{aligned} H_x|_{z_i} = 0, [H_y]_{z_i} &= 0, \\ \left[\frac{1}{\varepsilon_r} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \right]_{z_i} &= 0, \quad (7) \\ \left[\frac{1}{\varepsilon_r} \left(\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \right]_{z_i} &= 0. \end{aligned}$$

Среда однородна, и, следовательно, поле \vec{H} соленоидально, т. е.

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \quad (8)$$

Так как в нашем случае электромагнитное поле обладает трансляционной симметрией относительно оси Z , то его составляющие могут быть представлены в виде двумерного разложения Фурье по поперечным составляющим [6]:

$$\begin{aligned} \vec{h}(z, \xi, \eta) &= \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{H}(x, y, z) \exp(-j(\xi x + \eta y)) dx dy; \end{aligned} \quad (9, a)$$

$$\begin{aligned} \vec{e}(z, \xi, \eta) &= \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(x, y, z) \exp(-j(\xi x + \eta y)) dx dy; \end{aligned} \quad (9, б)$$

С использованием этих преобразований трехмерная задача сводится к одномерной, что существенно упрощает вычисления и анализ модели. Здесь ξ и η пространственные частоты соответственно по x и y . Фурье компоненты \vec{h} и \vec{e} являются пространственными спектрами электромагнитного поля.

Выражая $\vec{E} x, y, z$ с помощью обратного преобразования Фурье и $\vec{H} x, y, z$ через $\vec{h} z, \xi, \eta$ и $\vec{e} z, \xi, \eta$ и подставляя их в выражения (9), получим следующие уравнения для спектральных компонент:

$$\begin{aligned} h_x'' - \gamma^2 h_x - \frac{\varepsilon_r'}{j\omega \varepsilon_r} h_x' - j\xi h_z &= 0; \\ h_y'' - \gamma^2 h_y - \frac{\varepsilon_r'}{j\omega \varepsilon_r} h_y' - j\eta h_z &= 0; \quad (10) \\ h_z'' - \gamma^2 h_z &= 0, \end{aligned}$$

где $\gamma^2 = \xi^2 + \eta^2 - k^2$, а штрих означает дифференцирование по z .

Условия сопряжения на поверхностях разрыва электрических характеристик записываются в виде [10]:

$$\begin{aligned} h_x|_{z_i} = 0, [h_y]_{z_i} = 0, \\ \left[\frac{1}{j\omega\epsilon_r} h'_x - j\xi h_z \right]_{z_i} = 0, \\ \left[\frac{1}{j\omega\epsilon_r} h'_y - j\eta h_z \right]_{z_i} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Из уравнения (8) следует, что $j\xi h_x + j\eta h_y + h'_z = 0$.

Спектральные компоненты \vec{e} согласно (9,б) и (10) определяются через компоненты \vec{h} :

$$\begin{aligned} e_x &= \frac{1}{j\omega\epsilon_r} j\eta h_z - h'_y, \\ e_y &= \frac{1}{j\omega\epsilon_r} h'_x - j\xi h_z, \\ e_z &= \frac{1}{j\omega\epsilon_r} \xi h_y - \eta h_x. \end{aligned} \quad (12)$$

Выразим \vec{h} z, ξ, η и \vec{e} z, ξ, η через скалярные потенциалы U_h и U_e , которые вводятся следующим образом [10-12]:

$$U_h = \xi h_x + \eta h_y, U_e = \eta h_x - \xi h_y. \quad (13)$$

Тогда, умножая первое уравнение в (10) на ξ , а второе – на η и складывая их, можно получить следующее уравнение для U_h :

$$U_h'' - \gamma^2 U_h + \frac{j\omega\epsilon_r \mu_0}{\gamma^2} U_h' = 0. \quad (14)$$

Аналогично меняя сомножители и вычитая из первого уравнения второе, получим уравнение для U_e :

$$U_e'' - \gamma^2 U_e + \frac{\epsilon_r}{j\omega\epsilon_r} U_e' = 0. \quad (15)$$

Скалярные потенциалы U_h и U_e , а также $\frac{U_h'}{\gamma^2}$ и $\frac{U_e'}{\epsilon_r}$ на поверхностях разрыва электрических характеристик удовлетворяют условиям непрерывности.

Составляющие h_x , h_y и h_z теперь легко выражаются через указанные скалярные потенциалы.

Потенциалы U_h и U_e позволяют разделить поле на две части, так называемые H и E моды. Если поле содержит только H моду, то

$$\begin{aligned} h_x &= \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} U_h, h_y = \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} U_h, \\ h_z &= -\frac{jU_h'}{\gamma^2}, e_x = \frac{1}{j\omega\epsilon_r \gamma^2} \frac{\eta k^2}{\xi^2 + \eta^2} U_h', \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} e_y &= \frac{j\omega\mu_0\xi}{\gamma^2 \xi^2 + \eta^2} U_h', e_z = 0. \\ \text{Согласно (14),} \\ e_x &= Z_h h_y, \end{aligned} \quad (17)$$

где Z_h - спектральный импеданс магнитного типа

$$Z_h = \frac{k^2}{j\omega\epsilon_r} \frac{U_h'}{U_h}. \quad (18)$$

Беря производную Z_h по переменной z и используя соотношения (9) можно получить следующее нелинейное дифференциальное уравнение Рикатти:

$$\begin{aligned} \frac{dZ_h}{dz} + Z_h \left(\frac{1}{\epsilon_r z} + \frac{j\omega\mu}{\gamma^2} \right) \frac{d\epsilon_r z}{dz} + \\ + \frac{j\omega\epsilon_r z \gamma^2}{k^2} Z_h^2 = \frac{k^2}{j\omega\epsilon_r z}, \end{aligned} \quad (19)$$

которое устанавливает взаимосвязь между распределением по глубине комплексной диэлектрической проницаемости и значениями спектрального импеданса магнитного типа.

Аналогично можно получить выражения для спектральных компонент (скалярных потенциалов и электромагнитных полей) в случае E моды:

$$\begin{aligned} h_x &= \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} U_e; \\ h_y &= -\frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} U_e, h_z = 0; \\ e_x &= \frac{1}{j\omega\epsilon_r} \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} U_e'; \\ e_y &= \frac{1}{j\omega\epsilon_r} \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} U_e'; \\ e_z &= -\frac{1}{\omega\epsilon_r} U_e'. \end{aligned} \quad (20)$$

В этом случае связь между спектральными компонентами электрического и магнитного типа определяется спектральным импедансом электрического типа

$$e_x = Z_e h_y, e_y = -Z_e h_x, \quad (21)$$

где $Z_e = -\frac{1}{j\omega \varepsilon_r} \frac{U_e'}{U_e}$.

Спектральный импеданс электрического типа определяется аналогично (19) следующим нелинейным дифференциальным уравнением Риккати:

$$\frac{dZ_e}{dz} - Z_e \left(1 + \frac{1}{j\omega} \right) \frac{d\varepsilon_r}{dz} \frac{1}{\varepsilon_r} - j\omega \varepsilon_r \frac{Z_e^2}{z} = -\frac{\gamma^2}{j\omega \varepsilon_r z}. \quad (22)$$

Полученные выражения (19) и (22) связывают между собой значения поверхностных импедансов спектрального типа и их производных по координате z с распределением по глубине комплексной диэлектрической проницаемости. Поэтому, измеряя указанные величины можно реконструировать профили распределения диэлектрической проницаемости по глубине. Для этого можно воспользоваться алгоритмами, положенными в основу решения задачи, которая известна в литературе как задача инверсии комплексного коэффициента отражения r k_i, z для оценки профиля неизвестной комплексной диэлектрической проницаемости по глубине с помощью итерационных процедур, приведенных, например, в работе [13].

Если поле содержит обе моды, то выражения для спектральных компонент электромагнитного поля можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} e_x &= \xi \eta \Delta Z h_x + Z_h - \xi^2 \Delta Z h_y, \\ e_y &= -Z_h - \xi^2 \Delta Z h_x - \xi \eta \Delta Z h_y, \end{aligned} \quad (23)$$

где $\Delta Z = \frac{Z_h - Z_e}{\gamma_0^2}$; $\gamma_0 = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$.

Так как представляют интерес измерения на поверхности Земли, то перепишем выражения (23) для этого случая, преобразовав их для удобства определения пространственных соотношений к виду

$$\begin{aligned} e_x^0 &= Z_h^0 h_y^0 + \Delta Z^0 \xi \eta h_x^0 - \xi^2 h_y^0, \\ e_y^0 &= Z_h^0 h_x^0 + \Delta Z^0 \eta^2 h_x^0 - \xi \eta h_y^0. \end{aligned} \quad (24)$$

Данные выражения позволяют трактовать коэффициенты Z_h^0 и ΔZ^0 как частотные характеристики некоторых пространственных фильтров, действующих на горизонтальные компоненты магнитного поля и их горизонтальные производные [12]. Преобразуя Z_h^0 и ΔZ^0 по Фурье, можно найти пространственные характеристики фильтров

$$G_Z^0(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_h^0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \exp(j\xi x + j\eta y) d\xi d\eta, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} &\times \exp(j\xi x + j\eta y) d\xi d\eta, \\ G_{\Delta Z}^0(x, y) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta Z^0 \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \times \\ &\times \exp(j\xi x + j\eta y) d\xi d\eta. \end{aligned} \quad (26)$$

Для оценки эффективной ширины этих фильтров в плоскости x, y , что представляет интерес с точки зрения оценки пространственной разрешающей способности метода зондирования, основанного на измерении кросс-поляризационных компонент электромагнитного поля, рассмотрим однородную структуру 3А, для которой выражения для спектральных импедансов магнитного и электрического типа существенно упрощаются. Согласно (19) и (22) на поверхности Земли они записываются в следующем виде:

$$Z_h^0 = \frac{k^2}{j\omega \varepsilon_r \gamma}; \quad Z_e^0 = \frac{\gamma}{j\omega \varepsilon_r}. \quad (27)$$

Подставляя эти выражения в (26), (27) и переходя к полярной системе координат, получим:

$$\begin{aligned} G_Z^0(r) &= \frac{k^2}{j\omega \varepsilon_r} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_0(\gamma_0 r) \gamma_0 d\gamma}{\sqrt{\gamma_0^2 - k^2}} = \\ &= \frac{k^2}{j\omega \varepsilon_r} \frac{\exp(jkr)}{r}. \end{aligned} \quad (28)$$

Так как

$$\begin{aligned} \Delta Z &= \frac{Z_h - Z_e}{\gamma_0^2} = \frac{1}{j\omega \varepsilon_r} \frac{k^2/\gamma + \gamma}{\gamma_0^2} = \\ &= \frac{1}{j\omega \varepsilon_r} \frac{1}{\gamma}, \end{aligned}$$

то

$$\begin{aligned} G_{\Delta Z}^0(r) &= \frac{1}{j\omega \varepsilon_r} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_0(\gamma_0 r) \gamma_0 d\gamma}{\sqrt{\gamma_0^2 - k^2}} = \\ &= \frac{1}{j\omega \varepsilon_r} \frac{\exp(jkr)}{r}. \end{aligned} \quad (29)$$

Учитывая, что фильтры G_Z^0 и $G_{\Delta Z}^0$ двумерны, их действие можно охарактеризовать, преобразовав выражения (29) и (30) к полярной системе координат. С учетом нормировки, получим

$$\left| \frac{j\omega \varepsilon_r \tilde{G}_Z^0}{k^2} \right| = e^{-ar}, \quad \left| j\omega \varepsilon_r \tilde{G}_{\Delta Z}^0 \right| = e^{-ar}, \quad (30)$$

где α - коэффициент затухания радиоволн в среде.

Таким образом, эффективная ширина пространственного фильтра, определяющего электрическую составляющую электромагнитного поля по значениям магнитной составляющей на поверхности Земли, определяется погонным затуханием волн в среде. Соответственно отношение кросс-поляризационных компонент поля, измеренных в какой-либо точке на земной поверхности, определит информацию о подповерхностной структуре грунта с разрешающей способностью в горизонтальной плоскости порядка глубины залегания границы интересующего слоя (или локального неоднородного объекта). Например, если выделяются сигналы, отраженные от границы слоя на глубине около 10 м, эффективная ширина указанного фильтра и, следовательно, разрешающая способность метода в горизонтальной плоскости определится примерно окружностью радиусом 10 м с центром в точке измерения.

Выводы. Таким образом, проведенный анализ позволяет сделать вывод о потенциальной возможности зондирования слоистой структуры ЗА методом измерения кросс-поляризованных компонент электромагнитного поля вблизи поверхности Земли, так как получаемая разрешающая способность метода в горизонтальной плоскости для многих задач инженерной геологии является достаточной.

Другим результатом проведенного анализа является потенциальная возможность реконструкции профиля диэлектрической проницаемости вдоль оси z (по глубине) по измеренным значениям спектрального импеданса магнитного или электрического типа. Она основана на дифференциальных уравнениях (19) и (22), которые связывают значения спектральных поверхностных импедансов и их производных по координате z с распределением комплексной диэлектрической проницаемости по глубине.

1. Bahar B. Physical interpretation of the wave solution for the electromagnetic fields scattered from irregular media // Radio Science. - 1988. - 23, № 5. - P. 749-759.
2. Annan A. B., Davis I. L. High frequency electrical methods for the detection of permafrost // 3-rd Int. Conf. Permafrost/Edmonton. - 1978. - L. Ottawa, - P. 1195-0000.
3. Сугак В. Г. Метод повышения точности локализации границ неоднородностей при подповерхностном зондировании // Радиофизика и электрон. НАН Украины- Харьков: Ин-т радиофизики и электроники. - 1998. - 3, №3. - С. 78-82.
4. Wait J. R. On the relation between telluric currents and the Earth's magnetic field // Geophysics. - 1954. - 19. - P. 281-289.

5. Тихонов А. Н. Об определении электрических характеристик глубоких слоев земной коры // Докл. АН СССР, - 1950. - 73, № 2. - С. 295-297.
6. Wait J. R. Electromagnetic Waves in Stratified Media. New York: Pergamon, 1970. - ch. 2.
7. Cagniard L. Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting // Geophysics. - 1953. - 18. - P. 605-635.
8. Price A. T. Theory of magnetotelluric methods when the source field is considered // J. Geophys. Res. - 1962. - 67. - P. 1907-1918.
9. Бердичевский М. Н., Ваньян Л. Л., Дмитриев В. И. О возможности пренебрежения вертикальными токами при магнитотеллурическом зондировании // Физика Земли, - 1971. - 15, №5. - С. 69-78.
10. Бердичевский М. Н., Файнберг Э. В. Разделение поля S_q вариаций на полоидальную и тороидальную части // Геоматематизм и аэрономия. - 1974. - №2. - С. 373-374.
11. Ваньян Л. Л., Бердичевский М. Н. О роли двух типов возбуждения в теории МТ-зондирования // Электромагнитные зондирования. - М.: Моск. ун-т, 1976, ч. 1. - С.14-19.
12. Дмитриев В. И. О выборе математических моделей в задачах магнитотеллурического зондирования // Электромагнитные зондирования Земли и Луны. М.: Моск. ун-т, 1975.
13. Tabbara, W., Reconstruction of permittivity profiles from a spectral analysis of the reflection coefficient: IEEE Trans. Antennas Propagat.. - 1979. - AP-27. - P. 241-244.

SPACE RESOLUTION AT MEASUREMENT OF COMPONENTS OF ELECTROMAGNETIC FIELDS CLOSE TO EARTH SURFACE

V. G. Sugak

It is estimated the space resolution of subsurface probing method when the transmitting and receiving dipoles are used. The estimation is based on calculation of TE and TH modes of electromagnetic fields close to earth surface.

Key words: Subsurface probing, electromagnetic modes, Grin function, scalar potentials, space filters.

ПРОСТОРОВА РОЗПОДІЛЬНА ЗДАТНІСТЬ ПРИ ВИМІРЮВАННІ КОМПОНЕНТ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ ПОБЛИЗУ ПОВЕРХНІ ЗЕМЛІ

В. Г. Сугак

Оцінюється просторова розподільна здатність радіофізичного методу підповерхневого зондування при використанні передавальних та прийомних диполів, рознесених у просторі, на підставі використання TE та TH мод при розрахунку електромагнітних полів поблизу поверхні Землі.

Ключові слова: підповерхневе зондування, моди електромагнітних полів, функція Гріна, скалярні потенціали, просторові фільтри.

Рукопись поступила 28 февраля 2007 г.