

## АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ЗАДАЧАХ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАРОТАЖА

**В.Н. Глинских, М.И. Эпов**

*Институт геофизики СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Коптюга, 3, Россия*

Работа посвящена развитию методов приближенного численного моделирования высокочастотных относительных характеристик на основе разрабатываемой теории псевдогеометрического фактора в двумерных проводящих средах. Исходя из линейных представлений магнитного поля, получены выражения для псевдогеометрических факторов относительных характеристик, определяющих зависимости сигналов от электропроводности и диэлектрической проницаемости среды. Выполнен сравнительный анализ вкладов отдельных областей среды в сигналы. На его основе сделаны выводы о локальности и глубинности зондов в моделях, описывающих реальные геоэлектрические условия. Разработанные для анализа интегральных вкладов и псевдогеометрических факторов алгоритмы являются эффективным инструментом проектирования аппаратуры и интерпретации данных электромагнитных зондирований.

*Псевдогеометрический фактор, приближенные подходы, разность фаз, относительная амплитуда, высокочастотные электромагнитные зондирования.*

### SPACE SENSITIVITY OF RELATIVE PARAMETERS IN HIGH-FREQUENCY ELECTROMAGNETIC LOGGING

**V.N. Glinskikh and M.I. Epov**

The study develops methods for approximate simulation of high-frequency relative parameters in models of 2D conducting media using the pseudogeometrical factor approach. Linear representation of magnetic field is applied to obtain equations of pseudogeometrical factors for relative amplitude and phase difference, which define conductivity and permittivity dependences of signals. Modeling the contributions of separate zones of the subsurface to the signals allowed inferences on the down-well resolution of sounding. The new algorithms for the integral contributions and pseudogeometrical factors proved to be efficient tools in instrument design and data processing.

*Pseudogeometric factor, approximate approach, phase difference, relative amplitude, high-frequency electromagnetic sounding*

---

### ВВЕДЕНИЕ

Самый известный способ восстановления геоэлектрических параметров горных пород вблизи скважины состоит в регистрации откликов от вихревых токов в среде, возбуждаемых монохроматическим индуктивным источником. Наиболее распространенной модификацией электромагнитных зондирований является низкочастотный (20—250 кГц) индукционный каротаж с измерением реальной и мнимой частей ЭДС [1—3]. В последние два десятилетия интенсивно развивается высокочастотный (0,5—15 МГц) электромагнитный каротаж с измерением относительных характеристик (разности фаз и относительные амплитуды) между сближенными приемными катушками [4—7].

Эффективные интерпретационные системы для низкочастотного индукционного каротажа основаны на теории геометрического фактора [1]. В низкочастотном приближении предполагается, что токи, текущие в различных областях среды, не взаимодействуют между собой. Измеряемый сигнал представлен суммой произведений аномальных токов на функцию, зависящую только от геометрических параметров (геометрический фактор). Для уточнения этого приближения применяются поправки, учитывающие скин-эффект внутри отдельных областей [2, 8]. Тем самым учитывается конечный размер сечения элементарных колец.

Аналогичные подходы используются для получения приближенных представлений относительных характеристик в высокочастотном диапазоне. Аналитические выражения высокочастотных приближений вертикальной компоненты магнитного поля вертикального магнитного диполя построены только для моделей с одной цилиндрической [4, 8] или двумя плоскими границами [4, 8, 9].

Анализ результатов численного моделирования синтетических кривых зондирования, а также профилирования не позволяет судить в полном объеме о вкладах той или иной части среды, которые собственно участвуют в формировании измеряемых сигналов. Большое внимание анализу чувствительностей к геоэлектрическим параметрам и погрешностям их определения для низко- и высокочастотных систем каротажа уделено в работе [10], где приведено обширное сравнение пространственного разреше-

ния зондирующих и фокусирующих систем, охватывающее практически все геоэлектрические ситуации. Вместе с тем понятно, что чувствительности измеряемых характеристик к параметрам среды относятся к ее очень небольшим областям. Поэтому необходимо исследовать интегральные распределения измеряемых величин в среде. Тем более что, анализируя распределения токов в двумерных моделях, можно строить быстрые интерпретационные процедуры, повышающие достоверность определения геоэлектрических параметров. В работе рассматривается теория псевдогеометрических факторов, являющаяся основной для анализа формирования сигналов в проводящих средах с учетом токов смещения.

### ПСЕВДОГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ

Рассмотрим осесимметричную модель. Она представляет собой пачку из  $n$  слоев с плоскопараллельными границами, пересеченных вертикальной цилиндрической скважиной (рис. 1).

В цилиндрической системе координат  $\{r, \varphi, z\}$  ось  $z$  совпадает с осью скважины и направлена вниз. Плоские границы определим как

$$z = z_j, j = 1, \dots, n - 1,$$

где  $n$  — число пластов. Если границ нет, то  $n = 1$ .

В каждом из пластов может быть одна или две отделенные друг от друга коаксиально-цилиндрическими границами зоны — скважины и пласта (скважина — С, зона проникновения — ЗП, окаймляющая зона — ОЗ, пласт — П). Их уравнения в  $j$ -м пласте

$$r = r_j^C = r^C, r = r_j^{ЗП} \text{ и } r = r_j^{ОЗ}.$$

Каждая из образованных областей является тороидом с прямоугольным поперечным сечением и характеризуется своими значениями электропроводности  $\sigma_j^{ЗП, ОЗ, П}$  и диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_j^{ЗП, ОЗ, П}$ . Предполагается, что электропроводность бурового раствора  $\sigma^C$  постоянная, а вся среда немагнитная  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  Гн/м.

Характерные размеры приемной и измерительной катушек малы по сравнению с длиной зонда, поэтому будем рассматривать в качестве источника вертикальный магнитный диполь с измерением временной производной вертикальной компоненты магнитного поля на оси симметрии. В выбранной системе координат приемник и генератор расположены в точках  $(r, z)$  и  $(r_0, z_0)$  соответственно.

Система уравнений Максвелла в проводящей немагнитной среде сводится к уравнению Гельмгольца для электрического поля  $\mathbf{E}$  в области, содержащей сторонний индуктивный источник

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + k^2(r, z)\mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{j}^{\text{ct}},$$

где  $k^2(r, z) = \omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon(r, z) - i\omega\mu_0\sigma(r, z)$  — квадрат волнового числа. Здесь и в дальнейшем будем считать, что все геометрические величины  $g$  и квадрат волнового числа нормированы на радиус скважины  $r^C$

$$\mathbf{g} = g/r^C, \tilde{k}^2(r, z) = k^2(r, z)r^C.$$

Это уравнение вместе с условиями  $[E_\varphi]_{z=z_j, r=r_j} = 0$  и  $|E_\varphi| \rightarrow 0$  при  $R \rightarrow \infty$

определяют краевую задачу для скалярного электрического поля.

Представим двумерное распределение электропроводности и диэлектрической проницаемости в виде суммы

$$\sigma(r, z) = \sigma_b(p) + \delta\sigma(r, z), \quad \varepsilon(r, z) = \varepsilon_b(p) + \delta\varepsilon(r, z),$$

где  $\sigma_b(p)$  и  $\varepsilon_b(p)$  — одномерные распределения электропроводности и диэлектрической проницаемости, зависящие только от одной из пространственных координат  $(a_b(r), a_b(z), a_b = \sigma, \varepsilon)$ , здесь  $a = \sigma, \varepsilon$ ,  $\delta\sigma(r, z)$  и  $\delta\varepsilon(r, z)$  — их относительно малые двумерные возмущения.

Тогда двумерное распределение квадрата возмущения волнового числа и электрическое поле также можно представить в виде суперпозиций двух слагаемых

$$\tilde{k}^2(r, z) = \tilde{k}_b^2(p) + \delta\tilde{k}^2(r, z), \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_b + \delta\mathbf{E}.$$

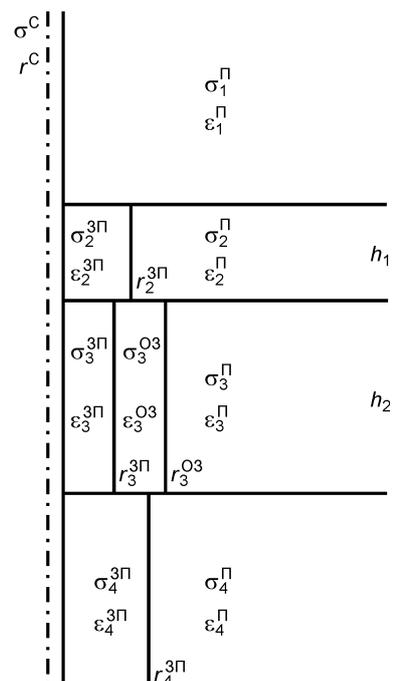


Рис. 1. Двумерная геоэлектрическая модель.

Здесь  $\tilde{k}_b^2(p)$  — одномерное распределение и  $\delta\tilde{k}^2(r, z)$  — возмущение квадрата волнового числа соответственно, причем последнее связанное с относительно небольшими пространственными вариациями электропроводности и диэлектрической проницаемости в некоторой области  $V$ ,  $\mathbf{E}_b$  — нормальное электрическое поле в фоновой модели,  $\delta\mathbf{E}$  — его возмущение. Основываясь на этих выражениях, можно получить

$$\text{rotrot}(\mathbf{E}_b + \delta\mathbf{E}) + (\tilde{k}_b^2 + \delta\tilde{k}^2(r, z))(\mathbf{E}_b + \delta\mathbf{E}) = -i\omega\mu_0\mathbf{j}^{\text{ct}}.$$

Решая это векторное уравнение методом функций Грина и учитывая, что при осевой симметрии интегрирование по объему сводится к двумерному по некоторому сечению  $S$  области  $V$ , имеем

$$\delta\mathbf{E} = -2\pi \int_S \delta\tilde{k}^2(r, z) \mathbf{G}^E(\mathbf{E}_b + \delta\mathbf{E}) d\tilde{S}.$$

Если генераторный контур и точка измерения расположены вне области возмущений электропроводности, то электрическое поле  $\mathbf{E}(r_0, z_0 | r, z)$  является решением интегрального уравнения Фредгольма

$$\mathbf{E}(r_0, z_0 | r, z) = \mathbf{E}_b(r_0, z_0 | r, z) - 2\pi \int_S \delta\tilde{k}^2(r', z') \mathbf{G}^E(r, z | r', z') \mathbf{E}(r_0, z_0 | r', z') d\tilde{S}. \quad (1)$$

Из исходных уравнений по заданному электрическому полю определяется магнитное поле и соответствующий вектор Грина

$$\mathbf{H} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \text{rot}\mathbf{E}, \quad \mathbf{G}^H = \frac{1}{i\omega\mu_0} \text{rot}\mathbf{G}^E.$$

Магнитное поле  $\mathbf{H}(r_0, z_0 | r, z)$ , как известно, можно определить из следующего интегрального уравнения

$$\overline{\mathbf{H}}(r_0, z_0 | r, z) = \overline{\mathbf{H}}_b(r_0, z_0 | r, z) - 2\pi \int_S \delta\tilde{k}^2(r', z') \mathbf{G}^H(r, z | r', z') \mathbf{E}(r_0, z_0 | r', z') d\tilde{S}. \quad (2)$$

Предположим, что пространственные вариации электропроводности и диэлектрической проницаемости приводят к изменению только фазы электрического или магнитного полей, а не амплитуды

$$\mathbf{E} \approx \mathbf{E}_b e^{i\Psi^E(r, z)}, \quad \mathbf{H} \approx \mathbf{H}_b e^{i\Psi^H(r, z)}.$$

Фазовые функции  $\Psi(r, z)$  строятся на основе решения тех же интегральных уравнений (1), (2):

$$\Psi^E(r_0, z_0 | r, z) = -\frac{2\pi \int_S \delta\tilde{k}^2(r', z') G^E(r, z | r', z') E_b(r_0, z_0 | r', z') d\tilde{S}}{E_b(r_0, z_0 | r, z)},$$

$$\Psi^H(r_0, z_0 | r, z) = -\frac{2\pi \int_S \delta\tilde{k}^2(r', z') G^H(r, z | r', z') E_b(r_0, z_0 | r', z') d\tilde{S}}{H_b(r_0, z_0 | r, z)}.$$

Основываясь на этом, запишем выражение для вертикальной компоненты магнитного поля в компактном виде

$$H \approx H_b \exp\left(\delta\tilde{k}^2 \frac{\delta H}{H_b}\right), \quad (3)$$

где  $\delta\tilde{k}^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0\delta\epsilon - i\omega\mu_0\delta\sigma$ ,  $\delta\sigma$ ,  $\delta\epsilon$  — пространственные возмущения квадрата волнового числа, электропроводности и диэлектрической проницаемости,  $H_b$  — вертикальная компонента нормального магнитного поля в фоновой среде,  $\delta H$  — интеграл по двумерной области  $S$  возмущения геоэлектрических параметров, определяемый выражением

$$\delta H = -2\pi \int_S G^H(r, z | r', z') E_b(r_0, z_0 | r', z') d\tilde{S},$$

где  $r', z'$  — координаты точки интегрирования.

В высокочастотных электромагнитных зондированиях измеряются относительные характеристики — разность фаз и относительная амплитуда ЭДС между двумя сближенными приемными катушками

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2, \quad \Delta A = \frac{A_1}{A_2}.$$

Запишем выражение (3) для вертикальной компоненты магнитного поля следующим образом

$$H \approx A_b \exp(i\varphi_b) \exp(\operatorname{Re}[\alpha] + i \operatorname{Im}[\alpha]). \quad (4)$$

Здесь  $\alpha = \tilde{\delta}k^2 \frac{\delta H}{H_b}$  — показатель экспоненты,  $A_b = \sqrt{\operatorname{Re}[H_b]^2 + \operatorname{Im}[H_b]^2}$  — амплитуда и  $\varphi_b$  — фаза нормального магнитного поля в фоновой среде.

Из соотношения (4) можно представить фазу  $\varphi$  и логарифм амплитуды  $A$  магнитного поля в виде

$$\varphi \approx \varphi_b + \operatorname{Im}[\alpha], \quad \ln A \approx \ln A_b + \operatorname{Re}[\alpha].$$

После разделения реальной и мнимой частей во вторых слагаемых, фаза и логарифм амплитуды магнитного поля записываются

$$\varphi \approx \varphi_b + \operatorname{Re}[\delta k^2] G_2 + \operatorname{Im}[\delta k^2] G_1, \quad (5)$$

$$\ln A \approx \ln A_b + \operatorname{Re}[\delta k^2] G_1 - \operatorname{Im}[\delta k^2] G_2. \quad (6)$$

Реальная и мнимая части квадрата возмущения волнового числа в выражениях (5), (6) содержат в качестве множителя функции  $G_1$  и  $G_2$ , зависящие только от электропроводности и диэлектрической проницаемости фоновой среды. Эти функции будем называть псевдогеометрическими факторами фазы и логарифма амплитуды, которые определяются следующим образом:

$$G_1 = \frac{\operatorname{Re}[H_b] \operatorname{Re}[\delta H] + \operatorname{Im}[H_b] \operatorname{Im}[\delta H]}{A_b^2},$$

$$G_2 = \frac{\operatorname{Re}[H_b] \operatorname{Im}[\delta H] - \operatorname{Im}[H_b] \operatorname{Re}[\delta H]}{A_b^2}.$$

Из этих выражений видно, что псевдогеометрические факторы являются вещественными функциями параметров фоновой среды, геометрических характеристик зондовой системы, точек пространственного интегрирования и прямо не зависят от возмущенных геоэлектрических параметров. Заметим, что произведение одного и того же псевдогеометрического фактора на возмущение геоэлектрического параметра среды является линейной добавкой для фазы и логарифма амплитуды магнитного поля либо по электропроводности, либо по диэлектрической проницаемости.

Учитывая выражения (5), (6), запишем разность фаз и относительную амплитуду как

$$\Delta\varphi \approx \Delta\varphi_b + \operatorname{Re}[\delta k^2] \Delta G_2^{\Delta\varphi} + \operatorname{Im}[\delta k^2] \Delta G_1^{\Delta\varphi}, \quad (7)$$

$$\Delta A \approx \Delta A_b \exp(\operatorname{Re}[\delta k^2] \Delta G_1^{\Delta A}) \exp(-\operatorname{Im}[\delta k^2] \Delta G_2^{\Delta A}). \quad (8)$$

Здесь псевдогеометрические факторы  $\Delta G_i^{\Delta\varphi} = G_{i1} - G_{i2}$  для разности фаз и  $\Delta G_i^{\Delta A} = G_{i1}/G_{i2}$  для относительной амплитуды ( $i = 1, 2$ ) образованы парой двухкатушечных зондов.

Исходя из выражений (7), (8), проведем сравнительный анализ линейных добавок для разности фаз и относительной амплитуды. В этом случае о псевдогеометрических факторах можно говорить как о вкладах в суммарный сигнал от возмущенных областей среды. Рассмотрим распределение функций  $f_{\sigma}^{\Delta\varphi} = |\operatorname{Im}[\delta k^2] \Delta G_1^{\Delta\varphi}|$ ,  $f_{\varepsilon}^{\Delta\varphi} = |\operatorname{Re}[\delta k^2] \Delta G_2^{\Delta\varphi}|$ ,  $f_{\sigma}^{\Delta A} = |\operatorname{Im}[\delta k^2] \Delta G_2^{\Delta A}|$ ,  $f_{\varepsilon}^{\Delta A} = |\operatorname{Re}[\delta k^2] \Delta G_1^{\Delta A}|$ , характеризующих интегральные вклады от возмущенных областей. Эти функции в линейном приближении также описывают чувствительности относительных характеристик к электропроводности и диэлектрической проницаемости.

### ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Рассмотрим геоэлектрическую модель водоплавающего нефтенасыщенного коллектора, перекрытого глинистой крышкой (см. рис. 1). Сам коллектор состоит из двух пластов (мощности  $h_1 = 0,5$  и  $h_2 = 1,0$  м) с разным нефтенасыщением. Верхний пласт характеризуется следующими параметрами: зона проникновения  $\sigma_2^{3\Pi} = 1/30$  См/м,  $\varepsilon_2^{3\Pi} = 25$ ,  $r_2^{3\Pi} = 0,5$  м; пласт  $\sigma_2^{\Pi} = 1/20$  См/м,  $\varepsilon_2^{\Pi} = 5$ . Нижний пласт осложнен окаймляющей зоной, сформированной отесненной пластовой водой: зона проникновения  $\sigma_3^{3\Pi} = 1/25$  См/м,  $\varepsilon_3^{3\Pi} = 20$ ,  $r_3^{3\Pi} = 0,4$  м; окаймляющая зона  $\sigma_3^{O3} = 1/3$  См/м,  $\varepsilon_3^{O3} = 15$ ,  $r_3^{O3} = 0,7$  м; пласт  $\sigma_3^{\Pi} = 1/15$  См/м,  $\varepsilon_3^{\Pi} = 10$ . Непроницаемая глинистая крышка:  $\sigma_1^{\Pi} = 1/3$  См/м и  $\varepsilon_1^{\Pi} = 1$ . Вмещающая среда

представлена водонасыщенной частью коллектора с параметрами: зона проникновения  $\sigma_4^{3\Pi} = 1/20$  См/м,  $\varepsilon_4^{3\Pi} = 30$ ,  $r_4^{3\Pi} = 0,6$  м; пласт  $\sigma_4^{\Pi} = 1/4$  См/м,  $\varepsilon_4^{\Pi} = 15$ .

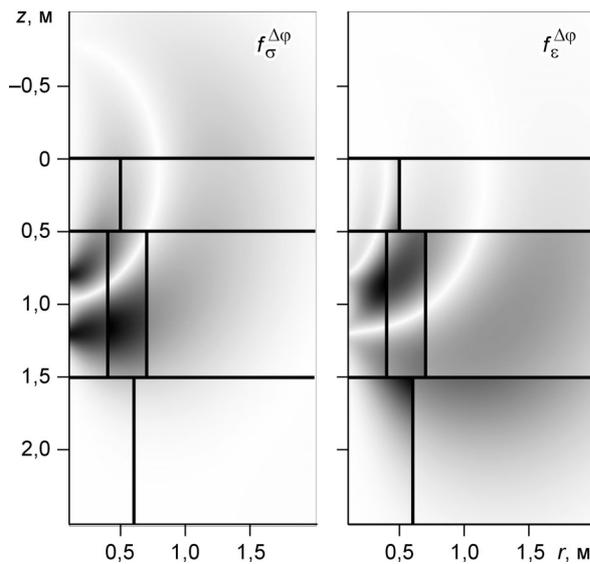
Трехкатушечный зонд на рабочей частоте  $f = 1$  МГц и длиной  $L = 2,0$  м (база зонда 0,2) расположен в скважине с параметрами  $\sigma^C = 1/2$  См/м и  $r^C = 0,1$  м. Координаты генератора и точки записи (центр базы зонда)  $r = r_0 = 0$  м,  $z_0 = -0,8$  м и  $z = 1$  м соответственно.

Псевдогеометрические факторы являются функциями не только геометрических величин, но зависят от волнового числа фоновой среды  $k^b$ . Выберем параметры  $\sigma^b = 1/6$  См/м и  $\varepsilon^b = 2$ . Проведенный анализ показывает, что при небольших возмущениях электропроводности и диэлектрической проницаемости относительно фоновой среды, зависимость псевдогеометрических факторов от величины  $k^b$  незначительна.

Определим интегральные вклады линейных добавок, укажем влияние тех или иных областей геоэлектрической модели на сигналы. Это позволит сделать выводы о пространственном разрешении системы зондирования при регистрации относительных характеристик.

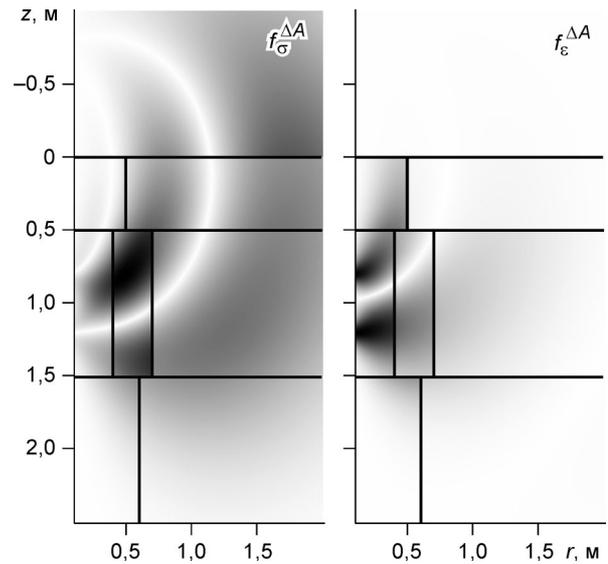
На рис. 2 приводятся распределения нормированных по модулю от 0 (белый) до 1 (черный) функций  $f_{\sigma}^{\Delta\varphi}$  и  $f_{\varepsilon}^{\Delta\varphi}$ . Необходимо обратить внимание на серповидную форму распределения этих функций. Наибольшие значения функции находятся в области, ограниченной дугами в направлении от генераторной катушки к приемной. Основная часть нефтенасыщенного коллектора приходится именно на эту область. Поэтому интегральные вклады функций  $f_{\sigma}^{\Delta\varphi}$  и  $f_{\varepsilon}^{\Delta\varphi}$  здесь максимальны и составляют более 80 и 50 % соответственно. Причем вклады от собственно неизменных частей коллектора по  $\sigma_2^{\Pi}$ ,  $\sigma_3^{\Pi}$  имеют значения 12 и 35 %, по  $\varepsilon_2^{\Pi}$ ,  $\varepsilon_3^{\Pi}$  — 4 и 43 %. Интегральные вклады рассматриваемых функций от подстилающей водонасыщенной части коллектора составляют для  $f_{\sigma}^{\Delta\varphi}$  — 3 и  $f_{\varepsilon}^{\Delta\varphi}$  — 40 %, из которых от самого пласта по  $\sigma_4^{\Pi}$  и  $\varepsilon_4^{\Pi}$  — 1 и 32 %. О малой чувствительности разности фаз к глинистой покрышке как по  $\sigma_1^{\Pi}$ , так и  $\varepsilon_1^{\Pi}$  свидетельствует интегральный вклад этих функций, не превышающий 10 %. Приведенные значения распределения интегральных вкладов указывают на бóльшую локальность разности фаз по электропроводности, чем по диэлектрической проницаемости. Суммарные интегральные вклады функций  $f_{\sigma}^{\Delta\varphi}$  и  $f_{\varepsilon}^{\Delta\varphi}$  от объектов прискважинной области рассматриваемого коллектора составляют 40 и 15 %.

В дифференциальной установке компенсируется часть прискважинной области. Так, например, значения интегральных вкладов функций по  $\sigma_3^{3\Pi}$  и  $\varepsilon_3^{3\Pi}$  не более 5 %. Указанные значения вкладов свидетельствуют о бóльшей глубинности разности фаз по диэлектрической проницаемости, чем по электропроводности.



**Рис. 2. Распределение интегральных вкладов для разности фаз.**

Пояснения см. в тексте.



**Рис. 3. Распределение интегральных вкладов для относительной амплитуды.**

Обращает на себя внимание также разница в локализации областей, определяющих сигнал. Это может вызвать сложности при совместном определении электропроводности и диэлектрической проницаемости.

Приведены распределения нормированных по модулю функций  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  и  $F_{\epsilon}^{\Delta A}$  (рис. 3). Аналогично предыдущим функциям области наибольших значений эти также имеют серповидную форму. Интегральные вклады функций  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  и  $f_{\epsilon}^{\Delta A}$  максимальны в нефтенасыщенной части коллектора и составляют около 50 и 85 %. Однако суммарные вклады от его неизменных частей имеют значения по  $\sigma_2^{\Pi}$  и  $\sigma_3^{\Pi}$  43, по  $\epsilon_2^{\Pi}$  и  $\epsilon_3^{\Pi}$  38 %. Большая чувствительность относительной амплитуды к электропроводности нефтенасыщенной части пласта и практически полное исключение прискважинной зоны свидетельствуют о большей ее глубинности по этому параметру. Так, суммарный интегральный вклад функции  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  от областей прискважинной зоны не более 7 %. В отличие от разности фаз чувствительность относительной амплитуды к электропроводности как глинистой покрышки, так и водонасыщенной части коллектора очень высокая. Суммарный интегральный вклад функции  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  по  $\sigma_1^{\Pi}$  и  $\sigma_4^{\Pi}$  составляет 48 %, в то время как вклад функции  $f_{\epsilon}^{\Delta A}$  не более 3 %. Это говорит о том, что относительная амплитуда является менее локальной по электропроводности, чем по диэлектрической проницаемости.

Необходимо обратить внимание на распределения интегральных вкладов рассматриваемых функций около приемных катушек. Функция  $f_{\sigma}^{\Delta \phi}$  сильно дифференцирована непосредственно вблизи точки записи. Это свидетельствует о том, что при измерении разности фаз происходит компенсация не только сигнала от скважины, но и части среды, прилегающей к стенке скважины. Иными словами, можно указать ту часть среды, которая не участвует в формировании сигнала. Данный факт позволяет сделать вывод о незначительном влиянии неровностей стенки скважины при регистрации разности фаз. Однако с повышением частоты влияние каверн для разности фаз увеличивается. Форма сигнала  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  для относительной амплитуды иная и можно предполагать существенное влияние стенки скважины. Однако из-за большей глубинности и меньшей локальности относительной амплитуды по отношению к разности фаз можно утверждать, что это влияние будет небольшим.

Изменение положения зондовой системы относительно границ коллектора приводит к перераспределению интегральных вкладов. Но и изменение частоты зонда также может видоизменять характер распределения. Проведем сравнительный анализ интегральных вкладов при вариации частоты зондовой системы. На рис. 4 показаны нормированные по модулю функции  $f_{\sigma}^{\Delta \phi}$  и  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  в зависимости от частоты  $f = 0,1 - 40$  МГц (геометрия зонда сохранена). Наиболее интересными представляются вклады от геоэлектрических параметров нефтенасыщенного коллектора, поэтому рассмотрим интегральные вклады по  $\sigma_3^{3\Pi}$ ,  $\sigma_3^{O3}$ ,  $\sigma_3^{\Pi}$ . С увеличением частоты интегральный вклад функции  $f_{\sigma}^{\Delta \phi}$  по  $\sigma_3^{3\Pi}$  отмечается монотонным ростом от 2 до 50 %. Вклад этой же функции по  $\sigma_3^{O3}$  имеет ярко выраженный экстремум (50 %) на частоте 10 МГц, указывая на высокую чувствительность к этому параметру. На интервале частот 0,2—1,3 МГц интегральный вклад функции  $f_{\sigma}^{\Delta \phi}$  по  $\sigma_3^{\Pi}$  максимальный и составляет 30—35 %. Дальнейшее увеличение частоты приводит к уменьшению вклада. Все это указывает на большую чувствительность разности фаз к электропроводности прискважинной области в высокочастотном диапазоне.

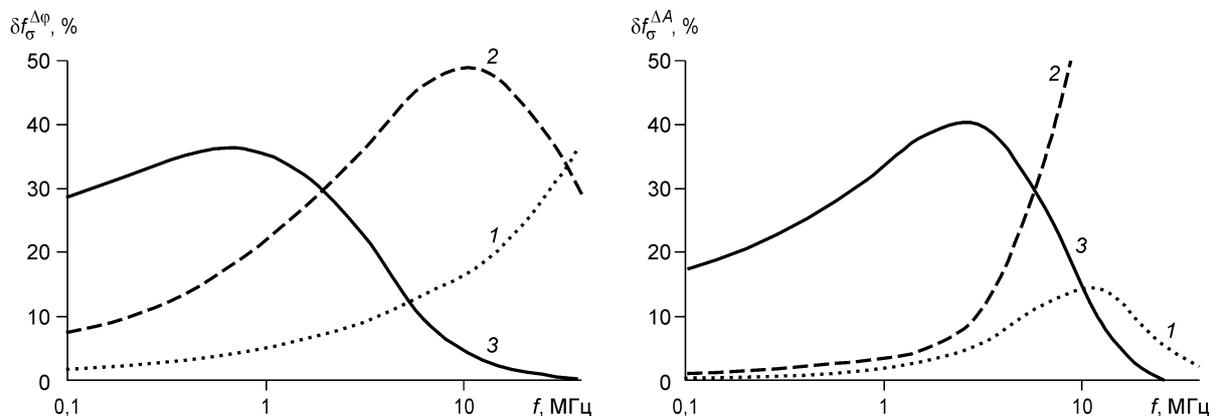


Рис. 4. Парциальные вклады функций  $f_{\sigma}^{\Delta \phi}$  и  $f_{\sigma}^{\Delta A}$ .

Зона: 1 — проникновения; 2 — окаймляющая; 3 — пласт.

Интегральные вклады функций  $f_{\sigma}^{\Delta\phi}$  и  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  при изменении  $f$  и  $L$  зонда

Параметры зонда		Вклад $f_{\sigma}^{\Delta\phi}$ , %		Вклад $f_{\sigma}^{\Delta A}$ , %	
$f$	$L$	$\sigma_3^{3\Pi+O3}$	$\sigma_3^{\Pi}$	$\sigma_3^{3\Pi+O3}$	$\sigma_3^{\Pi}$
0,5	2,0	18,6	35,7	3,5	28,1
5,0	1,0	74,2	3,6	43,6	27,9
15	0,5	91,4	3,1	93,5	1,6

Для интегральных вкладов функции  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  по  $\sigma_3^{3\Pi}$  и  $\sigma_3^{O3}$  ситуация обратная функции  $f_{\sigma}^{\Delta\phi}$ . С увеличением частоты вклад по  $\sigma_3^{O3}$  характеризуется быстрым ростом, вклад по  $\sigma_3^{3\Pi}$  имеет экстремум (15 %) в области 11 МГц. Поведение интегрального вклада функции  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  по  $\sigma_3^{\Pi}$  аналогично вкладу функции  $f_{\sigma}^{\Delta\phi}$ . При этом значение вклада (40 %) максимально смещено в более высокочастотную область. Это говорит о том, что относительная амплитуда является существенно глубинной характеристикой, исключая прискважинную область в широком диапазоне частот, но менее локальной, чем разность фаз.

При анализе интегральных вкладов в относительные характеристики мы рассматривали частоту как зондирующий параметр. Однако интегральные вклады могут существенно трансформироваться и при изменении длины. Для этого рассмотрим интегральные вклады функций  $f_{\sigma}^{\Delta\phi}$  и  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  в прискважинной зоне и пласте нефтенасыщенного коллектора с различными частотами и длинами зонда при сохранении координаты точки записи (см. таблицу).

Высокие значения интегральных вкладов функции  $f_{\sigma}^{\Delta\phi}$  по  $\sigma_3^{3\Pi+O3}$  и  $\sigma_3^{\Pi}$  (19 и 35 % соответственно) наблюдаются на низких частотах (0,5 МГц) и больших длинах зонда (2 м). При этих же параметрах зонда для функции  $f_{\sigma}^{\Delta A}$  интегральный вклад от  $\sigma_3^{\Pi}$  значителен (28 %), влияние прискважинной области (3,5 %) исключается. Вместе с тем увеличивается чувствительность относительной амплитуды к вмещающей среде. Очевидно, что при уменьшении частоты интегральные вклады от нефтенасыщенного коллектора будут уменьшаться, поскольку при этом будет наблюдаться быстрый рост вклада от вмещающей среды. На средних частотах и длинах зонда более половины вклада обусловлено прискважинной областью. При этом интегральный вклад функции  $\sigma_3^{\Pi}$  относительной амплитуды в 8 раз больше, чем для разности фаз. На частоте 15 МГц и при длине зонда 0,5 м интегральный вклад от неизменной части нефтенасыщенного коллектора как для разности фаз, так и относительной амплитуды незначителен (1,5—3 %). Также можно отметить, что при удалении точки записи от центра пласта на 1 м максимальные интегральные вклады распределяются во вмещающей водонасыщенной части и составляют здесь более 75 %.

## ВЫВОДЫ

На основе линейного представления высокочастотных относительных характеристик магнитного поля в двумерных осесимметричных моделях получены выражения псевдогеометрических факторов, являющиеся основными сомножителями при формировании сигналов по электропроводности и диэлектрической проницаемости среды. Псевдогеометрические факторы являются функциями геометрических параметров модели и зонда и не зависят напрямую от среды.

Показано, что разность фаз и относительная амплитуда формируются на основе одного набора псевдогеометрических факторов. Так, произведение псевдогеометрического фактора на возмущение геоэлектрического параметра среды является линейной добавкой для разности фаз и относительной амплитуды магнитного поля либо по электропроводности, либо по диэлектрической проницаемости.

Проведенный сравнительный анализ интегральных вкладов всех составляющих частей сигналов относительных характеристик показал, что разность фаз является более локальной характеристикой, чем относительная амплитуда, а последняя обладает большей глубинностью. Кроме того, это свойство относительной амплитуды подчеркивает и практически полное исключение прискважинной области. Оценено влияние вмещающей среды на относительные характеристики и показано, что на относительную амплитуду оно больше, чем на разность фаз, и может достигать 35 %. На основе анализа распределения интегральных вкладов вблизи приемных катушек сделан вывод о компенсации сигнала от части прискважинной области, а также о возможном влиянии радиуса скважины на сигнал.

Рассмотрение интегральных вкладов от частей среды для систем с различными частотами и длинами зондов показывает, что анализ вкладов и, как следствие, псевдогеометрических факторов является эффективным инструментом при проектировании аппаратуры и интерпретации данных электромагнитных зондирований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Долль Г. Теория индукционного метода исследования разрезов скважин и его применение в скважинах, пробуренных с глинистым раствором на нефть // Вопросы промысловой геофизики. М., Гостоптехиздат, 1957, с. 252—274.
2. Кауфман А.А. Теория индукционного каротажа. Новосибирск, Наука, 1965, 236 с.
3. Плюснин М.И. Индукционный каротаж. М., Недра, 1968, 142 с.
4. Даев Д.С. Высокочастотные электромагнитные методы исследования скважин. М., Недра, 1974, 191 с.
5. Антонов Ю.Н. Изопараметрическое каротажное зондирование // Геология и геофизика, 1980, № 6, с. 81—91.
6. Антонов Ю.Н., Приворотский Б.И. Высокочастотный индукционный каротаж. Новосибирск, Наука, 1983, 260 с.
7. Технология исследования нефтегазовых скважин на основе ВИКИЗ: Методическое руководство / Под ред. М.И. Эпова, Ю.Н. Антонова. Новосибирск, Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ, 2000, 121 с.
8. Кауфман А.А., Соколов В.П. Теория индукционного каротажа методом переходных процессов. Новосибирск, Наука, 1972, 128 с.
9. Гельфанд И.С. Электромагнитное поле горизонтальной рамки в слоистой среде // Сборник статей по геофизическим методам разведки, Свердловский горный институт. 1955, с. 3—17.
10. Эпов М.И., Глинских В.Н., Ульянов В.Н. Оценка характеристик пространственного разрешения систем индукционного и электромагнитного каротажа в терригенных разрезах Западной Сибири // НТВ „Каротажник“, Вып. 81. Тверь, Изд-во АИС, 2001, с. 19—57.

*Рекомендована к печати 25 февраля 2005 г.  
С.В. Гольдиным*

*Поступила в редакцию 11 мая 2004 г.,  
после доработки — 1 февраля 2005 г.*