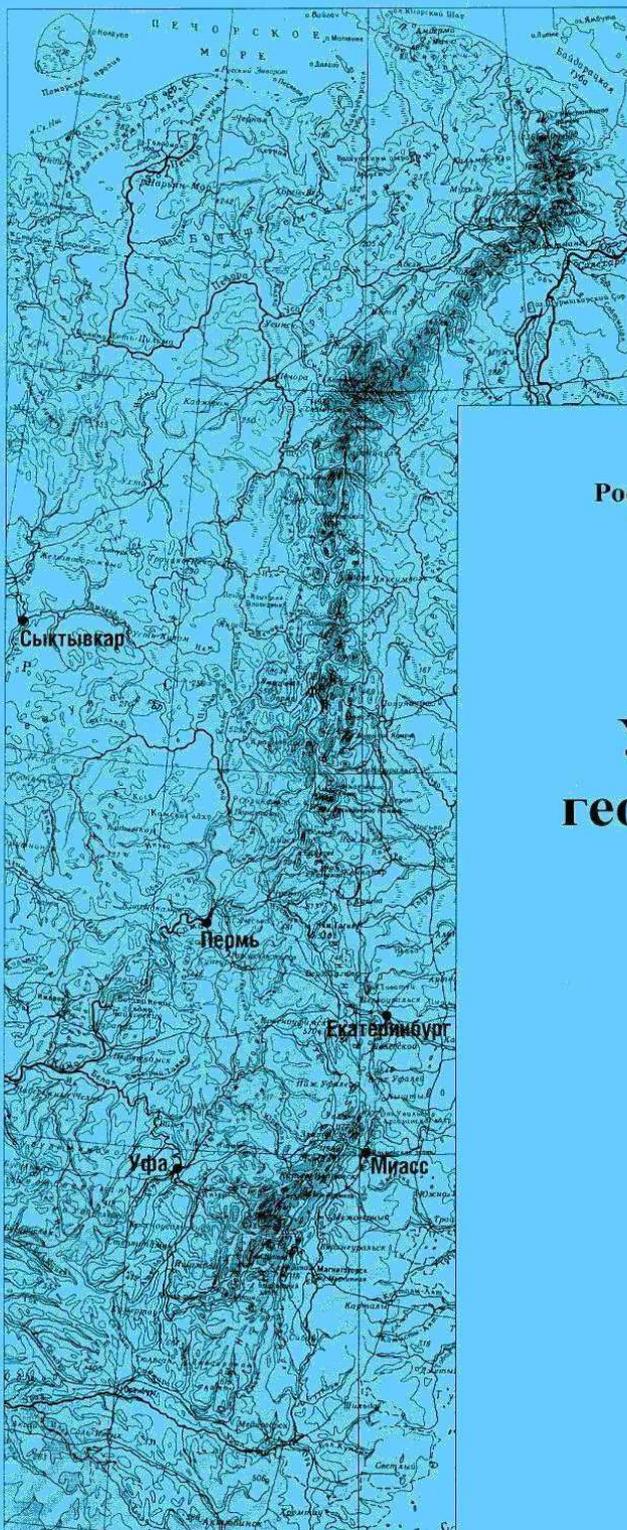


ISSN 1991-0223



Российская академия наук
Уральское отделение

Институт геофизики

**Уральский
геофизический
вестник**

**№ 1
2016**

Екатеринбург
2016

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОФИЗИКИ
им. Ю.П. БУЛАШЕВИЧА

**УРАЛЬСКИЙ
ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ
ВЕСТНИК
№ 1 (27) 2016**

Основан в 2000 г.
Выходит 2 раза в год
ISSN 1991–0223

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор

Мартышко П.С. (mpkdir@mail.ru)

Заместитель главного редактора

Бахтерев В.В. (ugv@bk.ru)

Члены редколлегии:

Беликов В.Т., Бычков С.Г., Глухих И.И.,
Демежко Д.Ю., Дружинин В.С., Иголкина Г.В.,
Начапкин Н.И., Романюк Т.В., Сенин Л.Н.,
Хачай Ю.В., Хуторской М.Д., Шаров Н.В.,
Шестаков А.Ф., Эпов М.И.

Адрес редакции: 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100
Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН
тел. (343) 267-88-68, факс (343)267-88-72
E-mail: mpkdir@mail.ru

Официальный сайт: <http://www.igeoph.net>

© Институт геофизики УрО РАН

© Авторы статей

СОДЕРЖАНИЕ

Бахтерев В.В.

О возможной связи частотной дисперсии активного сопротивления и диэлектрических потерь образцов серпентинитов, вмещающих хризотил-асбест, с прочностью хризотил-асбеста (на примере Баженовского месторождения хризотил-асбеста)..... 4

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г.

Изучение характера развития процессов разрушения твердого тела с использованием результатов наблюдений акустической эмиссии..... 17

Вишнев В.С., Дьяконова А.Г., Астафьев П.Ф., Сурина О.В.

Об одной особенности вертикальной составляющей геомагнитных вариаций и перспективе ее использования в электроразведке 29

Козлова И.А., Юрков А.К.

Отражение последовательных сейсмических событий в поле объемной активности радона..... 35

Ратушняк А.Н., Байдинов С.В., Теплухин В.К.

Индукционный каротаж скважин с учетом влияния проводящей промывочной жидкости..... 40

Федорова Н.В.

Картирование базит-ультрабазитовых массивов в верхних горизонтах фундамента приполярного сектора Евразии..... 48

Федорова О.И., Давыдов В.А., Байдинов С.В., Горшков В.Ю., Маликов А.В.

Мониторинг состояния грунтовых плотин геофизическими методами..... 53

Шестаков А.Ф.

Задача об электрическом заряде в однородном проводящем полупространстве с гармонической зависимостью от времени..... 58

ХРОНИКА. СОБЫТИЯ. ЛЮДИ.

XVII Уральская молодежная научная школа по геофизике..... 70

Вниманию читателей!

Необходимые номера журнала можно заказать по адресу редакции:
620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100. Институт геофизики УрО РАН.
Тел. (343)2678868, факс (343)2678872, E-mail: ugv@bk.ru

CONTENTS

| | | | |
|--|----|---|----|
| Bakhterev V.V. Frequency dispersion of electrical parameters (resistance, dielectric losses) ultrabasic rocks; mechanical properties of chrysotile-asbestos: possible linkage (by the example of the Bazhenov deposit of chrysotile-asbestos)..... | 4 | Fedorova N.V. Mapping of mafic-ultrabasic massif in the upper horizons of the basement polar sector of Eurasia..... | 48 |
| Belikov V.T., Ryvkin D.G. Study the character of destruction processes in solid with the use the results of observation of acoustic emission..... | 17 | Fedorova O.I., Davydov V.A., Baydikov S.V., Gorshkov V.Y., Malikov A.V. Monitoring of soil dams condition by geophysical methods..... | 53 |
| Vishnev V.S., Dyakonova A.G., Astafiev P.F., Surina O.V. One feature of the vertical component of geomagnetic variations and perspective of its use in electrical prospecting.. | 29 | Shestakov A.F. The task about electric charge in the homogeneous conductive half-space with harmonious dependence on time..... | 58 |
| Kozlova I.A., Yurkov A.K. Reflection consecutive seismic events in the field of radon volume activity.... | 35 | CHRONICLE. EVENTS. PEOPLE. XVII Ural youth scientific school on geophysics | 70 |
| Ratushniak A.N., Baydikov S.V., Teplohin V.K. Induction logging in view of influence conductive washing liquid..... | 40 | | |

To attention of readers!

Necessary numbers of magazine can be ordered to the address:
620016, Yekaterinburg, Amundsen str., 100. Institute of Geophysics UB of RAS.
Ph. (343) 2678868, a fax (343)2678872, E-mail:ugv@bk.ru

**О ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ АКТИВНОГО
СОПРОТИВЛЕНИЯ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОБРАЗЦОВ
СЕРПЕНТИНИТОВ, ВМЕЩАЮЩИХ ХРИЗОТИЛ-АСБЕСТ,
С ПРОЧНОСТЬЮ ХРИЗОТИЛ-АСБЕСТА**

(на примере Баженовского месторождения хризотил-асбеста)

Бахтерев В.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Изучены образцы серпентинитов из Баженовского месторождения хризотил-асбеста физическими, физико-химическими, минералого-петрографическими методами. Серпентиниты отличаются минеральным составом, различны по физическим и физико-химическим параметрам, а также по качеству (прочностью на разрыв) связанного с ними хризотил-асбеста. Известно, что электрические свойства горных пород зависят от частоты электромагнитного поля. Эти зависимости различны для разных горных пород. На разных участках частотного диапазона эта зависимость обусловлена различными физическими явлениями и процессами. Получены частотные зависимости активного электрического сопротивления и диэлектрических потерь серпентинитов в интервале (0,01–100) кГц. Для исследованного частотного диапазона выявлена связь между параметрами ($\lg R$ и $\lg \text{tg} \delta$). Она имеет вид $\lg R = a + b \lg \text{tg} \delta - c (\lg \text{tg} \delta)^2$ (для серпентинитов с ломким хризотил-асбестом) и $\lg R = a - b \lg \text{tg} \delta - c (\lg \text{tg} \delta)^2$ (для серпентинитов с хризотил-асбестом нормальной прочности). Для образцов серпентинитов, содержащих хризотил-асбест одного качества, корреляционные уравнения $\lg R = f(\lg \text{tg} \delta)$ аналогичны, различаются только коэффициентами. Полученные результаты сопоставлены с параметрами высокотемпературной электропроводности (энергия активации и так называемый коэффициент электрического сопротивления) (Бахтерев, 2007). Комплекс электрических параметров (температурных и частотных зависимостей электрического сопротивления и диэлектрических потерь) серпентинитов, вмещающих хризотил-асбест, позволяет однозначно оценить качество хризотил-асбеста технологическими терминами: «ломкий», «нормальной прочности».

Серпентинит, серпентиновые минералы, омическое и активное сопротивление, диэлектрические потери, частотная дисперсия, прочность хризотил-асбеста.

FREQUENCY DISPERSION OF ELECTRICAL PARAMETERS
(RESISTANCE, DIELECTRIC LOSSES) ULTRABASIC ROCKS;
MECHANICAL PROPERTIES OF CHRYSOTILE-ASBESTOS: POSSIBLE LINKAGE
(by the example of the Bazhenov deposit of chrysotile-asbestos)

Bakhterev V.V. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The paper reports physical, physicochemical, and mineralogical-petrographic studies of serpentinite samples from the Bazhenovo deposit of chrysotile-asbestos. The samples differ in mineralogy, physical and physicochemical parameters, and quality (rupture strength) of the hosted chrysotile-asbestos. It is known that the electrical properties of rocks depend on the frequency of the electromagnetic field. In different parts of the frequency range, this dependence is due to different physical phenomena and processes. Obtained frequency dependence of active electrical resistance and dielectric loss of serpentinites in the interval (0.01–100) kHz. For the investigated frequency range correlation between the parameters ($\lg R$ and $\lg \text{tg} \delta$). It has the appearance of $\lg R = a + b \lg \text{tg} \delta - c (\lg \text{tg} \delta)^2$ (the brittle serpentinite with chrysotile-asbestos) and $\lg R = a - b \lg \text{tg} \delta - c (\lg \text{tg} \delta)^2$ (serpentinite with chrysotile-asbestos normal strength). For samples of serpentinite containing chrysotile-asbestos of the same quality, correlation equations $\lg R = f(\lg \text{tg} \delta)$ are similar, and differ only by coefficients. The obtained results are compared with the parameters of high-temperature conductivity (the activation energy and the so-called coefficient of electrical resistance) (Бахтерев, 2007) The complex electrical parameters (temperature and frequency dependencies of electrical resistance and dielectric loss) of serpentinite containing chrysotile-asbestos, allows you to clearly assess the quality of chrysotile-asbestos in technological terms: "brittle", "normal strength".

Serpentinite, serpentine minerals, ohmic and active electrical resistance, dielectric losses, frequency dispersion, strength of chrysotile-asbestos.

Введение

Большинство минералов, горных пород, руд по механизму электропроводности ближе всего примыкают к диэлектрикам. Из всего многообразия физических свойств важнейшими, характеризующими вещество как диэлектрик, являются электрические свойства: поляризация, электропроводность, диэлектрическая проницаемость. В горных породах поляризация является результирующей нескольких различных процессов. Возникновение того или иного вида поляризации определяется физико-химическими свойствами среды, вещественным составом, структурными и текстурными особенностями. Ввиду неодинакового времени установления различных видов поляризации, диэлектрическая проницаемость реального вещества с частотой существенно может меняться. В горных породах, представляющих многофазные системы, возможно одновременное проявление большинства видов поляризации, что значительно осложняет зависимости диэлектрической проницаемости, сопротивления, диэлектрических потерь от частоты электрического поля. Частотная зависимость потерь является характеристикой материала и определяется для каждого материала не только свойствами молекул, но и наличием и составом примесей, дисперсностью среды. Частотное поведение потерь отражает структуру вещества. В случае переменных полей в диэлектрике появляется связь между электропроводностью, диэлектрической проницаемостью и диэлектрическими потерями, которые зависят от частоты электрического поля (Одинаев, Махмадбегов, 2013). Характер такой связи зависит от состава и структуры вещества (Бахтерев, 2016).

Некоторые примеры исследований частотной дисперсии электрических свойств горных пород

Проблема частотной дисперсии комплексной электропроводности диэлектрически неоднородных сред активно обсуждается в научной литературе (Светов, 1992; Бердичевский и др., 1995; Судакова, Владов, 2011; Аксельрод, 2012 и др.). Многи-

ми экспериментальными работами однозначно доказана зависимость электрических свойств горных пород от частоты электромагнитного поля. Эти зависимости исследованы для разных горных пород и различного частотного диапазона. На разных участках частотного диапазона эта зависимость обусловлена различными физическими явлениями и процессами.

М.П. Воларович с соавторами (Воларович и др., 1965) изучали зависимость активного электрического сопротивления осадочных горных пород (известняк, песчаник, алевролит, доломит) различной влажности от частоты в диапазоне 0–21000 Гц. Для исследованных осадочных пород частотная дисперсия активного сопротивления наблюдается только при незначительной влажности, которая не является типичной для данного комплекса пород в естественном залегании. Так для образца песчанистого мергеля при влажности 0,96 % в интервале от 1 до 21 кГц сопротивление уменьшается примерно на 1,5 порядка, а при влажности 7,65 % – практически не зависит от частоты.

И.И. Кононенко (Кононенко, 1972) впервые (в 1966 г.) выполнил исследования частотной зависимости электрического сопротивления и диэлектрической проницаемости горных пород с вкрапленностью электропроводящих минералов в диапазоне частот $(0,1-1,85) \cdot 10^6$ Гц. Образцы – породы, вмещающие медноколчеданные месторождения Урала. Породы магматические (эффузивные и интрузивные) и метаморфические различной текстуры и в различной степени минерализованные сульфидами. Установлена отчетливо выраженная частотная зависимость – с частотой уменьшается сопротивление и диэлектрическая проницаемость; с увеличением содержания сульфидов резко уменьшается сопротивление и возрастает диэлектрическая проницаемость. Исследования проведены на воздушносухих образцах при комнатной температуре. Исследованием свойств образцов пород во влажном состоянии (образцы выдерживали в воде в течение 3–5 суток) установлено, что у мас-

сивных, плотных пород (альбитофиры, порфириды, мигматиты, серпентиниты) без вкрапленности и с редкой вкрапленностью сульфидных минералов электрические свойства практически не изменяются по сравнению с воздушносухими образцами.

Измерения выполнены с использованием прибора ИЭМС-1, который «представляет собой высокочастотный автокомпенсатор, измеряющий активную и реактивную составляющую сигнала. Разделение на составляющие измеряемого напряжения производится путем синхронного детектирования, регистрация компонентов осуществляется по отдельным каналам. В качестве источника переменного гармонического напряжения используется автогенератор с триггерным делителем частоты. Диапазон рабочих частот ИЭМС-1 составляет 15–2500 кГц» (Зеливянская, 2010, с. 73).

Авторы работы (Астраханцев, Улитин, 1968) выполнили измерения электрических свойств горных пород, вмещающих медноколчеданные месторождения Урала, различного состава на звуковых частотах (0– 10^4) Гц. При этом установили, что проводимость зависит от частоты. Ток смещения изменяется с частотой. Током смещения нельзя пренебрегать во всем диапазоне звуковых частот: на переменном токе удельное сопротивление пород, содержащих вкрапленные электропроводящие минералы, является комплексным и зависит от частоты.

Авторы работы (Талалов, Даев, 2000) добавляли в породу порошок пирита; после чего на частотной зависимости диэлектрических потерь в области частот 10^3 – 10^9 Гц обнаружили экстремумы, которых не было до того, как им добавили пирит (увеличилась диэлектрическая проницаемость, и понизилось сопротивление).

И.О. Гаргацев и А.А. Гусейнов (Гаргацев, Гусейнов, 2001) исследовали частотную дисперсию электрических параметров образцов гранит-порфиров и диабазов (Дагестан) на трех частотах: $5 \cdot 10^4$, $5 \cdot 10^5$, $5 \cdot 10^6$ Гц. Для всех исследованных образцов с ростом частоты электрического поля диэлектрические потери и проницаемость

уменьшаются.

В.П. Авраменко с соавторами (Авраменко В.П. и др., 1980) изучали частотные ($2 \cdot 10^2$ – $5 \cdot 10^7$ Гц) зависимости проводимости монокристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. В результате исследований установили, что мнимая и действительная части проводимости монотонно возрастают с частотой и представлены в виде степенной функции ω^S . Для мнимой части $S = 1$, для действительной – изменяется в пределах 0,6–2,0. В составе исследованных кристаллов были обнаружены различные примеси (это не абсолютно чистые монокристаллы).

Результаты предыдущих высокотемпературных исследований серпентинитов, вмещающих хризотил-асбест

Предыдущими исследованиями (Бахтерев, 2007) изучены образцы серпентинитов из Баженовского месторождения хризотил-асбеста.

«Образцы для исследований отобраны из керна четырех скважин, пройденных в зоне западной асбестовой полосы месторождения. Всего было отобрано 24 образца по 6 из каждой скважины. Из части образцов изготовлены прозрачные шлифы и изучены под микроскопом. Для всех образцов выполнен дериватографический анализ. Магнитная восприимчивость определена капнометром КТ-5с по шести граням образца-кубика. Все отобранные образцы асбестоносны» (Бахтерев, 2007, с. 117). Качество (прочность на разрыв) хризотил-асбеста оценено упрощенным методом (Методика ... , 1999).

Изученные нами образцы представлены четырьмя группами серпентинитов (по 6 образцов в каждой группе): апогарцбургитовыми антигоритовыми (группа А), аподунитовыми хризотил-антигоритовыми (группа Б), аподунитовыми офит-антигорит-хризотилитовыми (группа В), апогарцбургитовыми и апопироксенитовыми хризотил-антигоритовыми (группа Г). Образцы в разных группах отличаются минеральным составом, различны по физическим и физико-химическим параметрам, отличаются качеством (прочностью на разрыв) связанного с ними хризотил-асбеста.

Для всех образцов внутри каждой группы получены аналогичные результаты.

Получены зависимости электрического сопротивления серпентинитов от температуры в интервале 20–800 °С. Выявлен широкий диапазон изменений электрического сопротивления для каждой группы образцов, своеобразный характер кривых $\lg R = f(T)$, а также широкий диапазон изменений параметров высокотемпературной электропроводности (энергии активации E_0 и так называемого коэффициента электрического сопротивления $\lg R_0$).

Выявлена связь между прочностью волокна хризотил-асбеста и параметрами высокотемпературной электропроводности вмещающих его серпентинитов. Поля распределения фигуративных точек исследованных образцов серпентинитов в координатах E_0 , $\lg R_0$, вмещающих хризотил-асбест «ломким» и «нормальной» прочности, не совпадают и не пересекаются друг с другом. Поля распределения фигуративных точек групп образцов серпентинитов с хризотил-асбестом «нормальной» прочности, отличающихся содержанием брусита и

его волокнистой разновидности – немалита, также не совпадают между собой. Поля распределения фигуративных точек групп образцов серпентинитов с хризотил-асбестом «ломким» полностью совпадают. Кроме того, поля распределения фигуративных точек групп образцов серпентинитов с хризотил-асбестом «нормальной» прочности находятся по одну сторону корреляционной прямой, $\lg R_0 = f(E_0)$, установленной для серпентинитов из безрудных площадей и гипербазитовых массивов дунит-гарцбургитовой формации, а поля с хризотил-асбестом «ломким» – по другую (рис. 1).

Цель настоящей работы – исследовать частотную зависимость активного сопротивления и диэлектрических потерь в диапазоне частот (0,01–100) кГц, показать существование возможных связей между частотными характеристиками активного сопротивления и диэлектрических потерь образцов серпентинитов, вмещающих хризотил-асбест, и качеством хризотил-асбеста (прочностью на разрыв).

Особенности серпентинизации гипербазитов Баженовского месторождения хризотил-асбеста

Баженовское месторождение хризотил-асбеста приурочено к гипербазитам дунит-гарцбургитовой формации, массивы которой входят в состав перидотитовых поясов, фиксирующих глубинные разломы внутри эвгеосинклинальных зон складчатых областей (Татаринов, 1967; Зырянов, 1977; 1979; Зырянов и др., 1985; Башта, 1980; Бахтин, 1981; Баженовское ... , 1985) и др. Важной генетической особенностью формирования месторождения является изменчивость физико-химического режима и длительность гидротермального процесса, предшествовавшего кристаллизации асбеста. Благодаря различному первичному составу гипербазитов, а также широко развившимся наложенным стадиям серпентинизации и других метаморфических процессов, серпентиниты характеризуются многообразием структурных особенностей и состава серпентинитовых и других минералов.

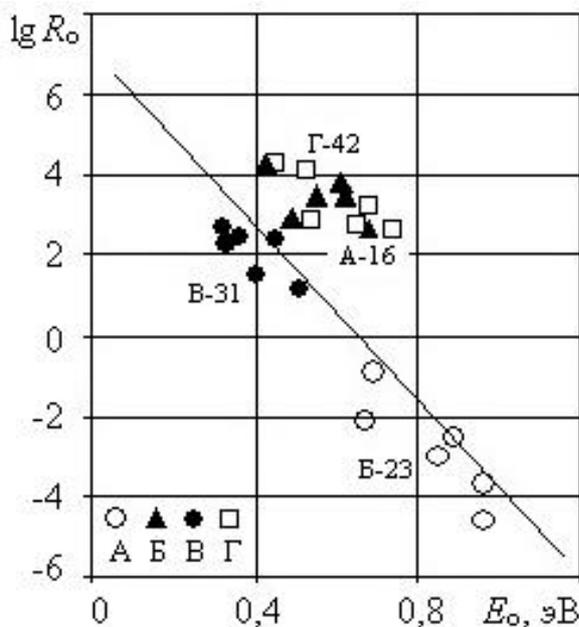


Рис. 1. Связь между E_0 и $\lg R_0$ образцов групп А, Б, В, Г исследованных серпентинитов. Линия – прямая корреляции для серпентинитов из безрудных площадей и гипербазитовых массивов дунит-гарцбургитовой формации, полученная ранее (Бахтерев, 2004)

Серпентиновые минералы

Характеристике серпентинов посвящена обширная литература (Артемов, Кузнецова, 1976; Штейнберг, Чашухин, 1977; Звягин, 1981; Варлаков, 1986; 1999; Штрюбель, Циммер, 1987; Жухлистов, 2011 и др.).

«К концу 80-х годов прошлого века было убедительно доказано, что серпентиновые минералы не являются полиморфными модификациями одного состава, а представляют собою самостоятельные минеральные виды... Совокупность химических, рентгеноструктурных, электронно-микрофракционных, термогравиметрических и спектроскопических данных свидетельствует, что все разнообразие морфологических разновидностей серпентинов можно свести к трем главным минеральным видам – лизардитам, хризотилам и антигоритам. По химическому составу эти виды различаются, прежде всего, количественными соотношениями оснований, кремнезема и конституционной воды» (Вотьяков и др., 2002, с. 172–173). Уже имеется определенный опыт использования результатов кристаллохимических исследований этих минералов для решения петрогенетических вопросов. В частности, данные по кристаллохимии хризотила находят практические технологические применения. Для хризотил-асбеста соотношение ионов железа по неэквивалентным структурным позициям может быть использовано в качестве типоморфного признака, позволяющего однозначно идентифицировать прочностную разновидность минерала (Крутиков, Булатов, 1985; Булатов, Ивойлова, 1985; Булатов, 2012).

Серпентиновые минералы, имеющие общую формулу $Mg_3[Si_2O_5]_2(OH)_4$, отличаются по характеру кристаллического строения и особенностям состава. Катионы магния могут изоморфно замещаться катионами Fe^{3+} , Fe^{2+} , Mn^{2+} , Ni^{2+} , а кремний в тетраэдрах – катионами Al^{3+} , Fe^{3+} . Структура лизардитов – плоские, хризотилов – цилиндрические или спирально-свернутые, антигоритов – волнообразно изогнутые слои. В серпентинах атомы имеют прочные связи в двумерных слоях и слабые –

между ними, что сказывается на особенностях взаимного расположения и последовательности форм наложения слоев. Это обуславливает появление политипных модификаций (Варлаков, 1986). Политипы – это структуры, построенные из одних и тех же слоев с разной последовательностью их чередования. Параметры решетки у политипов в плоскости слоя неизменны, а в направлении, перпендикулярном слоям, различны. Различие политипов проявляется в некоторых их свойствах.

Серпентин не образует монокристаллы. Формы выделений разнообразны: массивные (лизардит), волокнистые (хризотил), пластинчатые (антигорит), плотные скрытокристаллические массы (серпофит), колломорфные (девейлит – смесь разновидности волокнистого серпентина клинохризотила и лизардита), сплошные почти аморфные массы (керолит), волокнистые (хризотил), параллельно-волокнистые (хризотил-асбест), спутано-волокнистые (церматит) агрегаты и др. (Штрюбель, Циммер, 1987).

Особенности свойств мелкодисперсных частиц

«Разновидности серпентина в породах по-разному образуют агрегаты из параллельно ориентированных индивидов. Хризотил образует волокна, плотно прилегающие друг к другу. В серпофите, состоящем из субмикроскопической длины волокон, последние совместно с аморфным веществом образуют срастание на электростатическом уровне, в связи с чем и агрегаты приобретают свойства, близкие к таковым для отдельных индивидов. В хризотиловых асбестах подобное взаимодействие, видимо, имеет место только в местах соприкосновения волокон, в связи с чем их можно отделять друг от друга. Поскольку для хризотила известны не только рулоны, но и лейсты, то они, возможно, помещаются в межрулонном пространстве. Для лизардита свойственно алоскочешуйчатое (или немного изогнутое) строение индивидов, в связи с чем параллельно ориентированные вокруг зерна оливина чешуйки взаимодействуют между собой. Так как для лизардита

та свойственна плоскочешуйчатая (или слабо изогнутая) форма частиц, то именно ими сложены оболочки псевдоморфоз, а также прожилки в оливине, реликты которого сохранились» (Зинчук, Мельник, 1996, с. 249).

Исследования состава и структуры ряда минералов показали, что большинство их свойств меняются при уменьшении размеров индивидов, особенно заметно с величины 0,1 мм (Конеев и др., 1994). На примере песчаника и известняка показано влияние микроструктуры горных пород на макроскопические теплофизические свойства, в частности, эффективную теплопроводность (Горбань и др., 2009). Это может позволить провести классификацию горных пород по литологической микроструктуре с различными типами насыщения и определить взаимосвязь между микроструктурой горной породы и ее теплофизическими свойствами.

Подобные «размерные модификации» рассматриваются как разновидность минерального вида – микроминералы. Они известны в физике «малые частицы», определяя их аномальные свойства (Петров, 1982). Выявлены уникальные физические свойства наноматериалов, в первую очередь магнитные и электрофизические: электропроводность, диэлектрическая проницаемость. На этом основано создание новых материалов с заданными свойствами. Так в зависимости от способа выращивания кристаллов, получают разную структуру. В результате меняется частотный спектр диэлектрических потерь в интервале частот 10^{-3} – 10^3 Гц (Нгуен и др., 2015).

В работе (Геладзе, Челидзе, 1974) описаны результаты измерений электрического сопротивления и диэлектрической проницаемости кварцевого песка различной зернистости: 1 мк, 10 мк, 0,5–0,25 мм, 0,5–1 мм на двух частотах (2000 и 200000 Гц). Установлено, что с уменьшением размера зерна сопротивление увеличивается в 3 раза для обеих частот; диэлектрическая проницаемость уменьшается на 1,5 порядка на частоте 2000 Гц и на 5–7 % – на частоте 200000 Гц.

Методика исследований

Методика определения электропроводности образцов горных пород и электрических параметров при высоких температурах описана ранее (Бахтерев, 2004). Образцы для исследований вырезали в форме кубика с ребром 0,02 м. Измерения выполнены в открытой системе при атмосферном давлении. Электрическое сопротивление измеряли двухэлектродной установкой через каждые 10 градусов в интервале температур 20–800 °С. Скорость нагревания 0,066 град/с. Температуру в системе определяли платино-платинородиевой термопарой в 0,01 м от образца. Измерения электрического сопротивления осуществляли при постоянном напряжении. Прибор для измерения электрического сопротивления на постоянном токе – тераомметр Е6-13 с динамическим диапазоном от 10 до 10^{14} Ом и пределами допустимой относительной погрешности измерений от $\pm 2,5$ до 4 % в конце диапазона. В качестве измерительного прибора для определения электрических параметров на переменном токе использован «Измеритель L, C, R цифровой» Е7-8. Прибор позволяет измерять тангенс угла диэлектрических потерь и активное сопротивление. Рабочая частота прибора 1000 Гц. Частотную дисперсию активного сопротивления и тангенса диэлектрических потерь исследовали в интервале 0,01–100 кГц. Методика описана в работе (Бахтерев, 2016) и в руководстве по эксплуатации прибора (Измеритель ..., 2005).

Исследованы дубликаты образцов из четырех групп серпентинитов (А, Б, В, Г). В настоящей работе приведены результаты исследований по одному образцу серпентинитов из каждой группы (А-16, Б-23, В-31, Г-42). Результаты исследований остальных образцов – аналогичны. Исследования выполнены на воздушносухих образцах.

Описание исследованных образцов

Образец Б-23. Хризотил-антигоритовый серпентинит, аподунитовый. Состав, %: антигори – 55, хризотил – 15, рудный – 10, брусит – 10, карбонат – 6, офит – 3. Текстура катакластическая, прожилковая,

вкрапленная. Структура перекрещенно-волоконистая, тонкозернистая.

Макроскопически – черная с занозистым изломом порода со светло-зелеными многочисленными сколами, выступающими как вкрапления. На плоскостях многочисленных трещин отдельности принимает светло-зеленый (змеевидоподобный) цвет.

В шлифе при 5-кратном увеличении наблюдаются многочисленные разноориентированные жилки рудного, создающие вид паутины. В проходящем свете микроскопа при 50-кратном увеличении порода состоит из крупных вытянутых пластинок антигорита, большей частью расположенных взаимопараллельно. Местами она принимает тонкозернистую структуру, которая обусловлена наличием мелких разноориентированных пластинок антигорита с неясными зубчатыми ограничениями и неоднородным как бы облачным угасанием.

Хризотил представлен крупными волокнами, большей частью расположенных взаимопараллельно. В отдельных участках наблюдается перекрещенное расположение волокон, придавая породе соответствующую структуру, а также наличие включений карбоната. Крупные (мощностью 0,3–0,5 мм) жилки магнетита всегда окаймляются полосками лимонитизированного (буроватого) хризотил-асбеста мощностью 0,03–0,1 мм, иногда менее 0,03 мм. К участкам развития антигорита приурочены вкрапления и редкие жилки брусита размером 0,01–0,05 мм и мощностью 0,01–0,02 мм, а также офита 0,01–0,1 мм.

Асбестоносность представлена просечками продольного строения. Волокно светло-серое нормальной прочности.

Образец В-31. Антигорит-офит-хризотиловый серпентинит, карбонатизированный, аподунитовый. Состав, %: хризотил – 50, антигорит – 5, магнетит – 5, карбонат – 10, брусит – 10, офит – 20. Структура неравномернотонкозернистая, порфиробластическая, афанитовая.

Макроскопически порода обладает тонкозернистым строением, вплоть до афанитовой, и многочисленными прожилками хризотил-асбеста, мощность некоторых из

них достигает 2–3 мм. В керновом срезе – типичный змеевик (подобный змеиной шкуре), а в сколе – с многочисленными вкраплениями магнетита.

В шлифе при 5-кратном увеличении обладает весьма неоднородной текстурой, обусловленной наличием многочисленных темно-серых прожилков разной направленности, вкраплений рудного и агрегатов брусита.

При 50-кратном увеличении в проходящем свете микроскопа также выявляется неоднородность породы, но которая обусловлена уже внутренним ее строением, а именно разнотонкозернистостью отдельных минералов и их агрегатов: криптокристаллического офита, тонковолокнистого хризотила, таблитчатого антигорита. Неоднородность породе придают также различной мощности (0,01–0,5 мм) и размерности (0,001–0,05 мм) прожилки и вкрапления хризотил-антигоритовой массы.

Рудные прожилки сопровождаются жилками поперечно-волоконистого хризотила мощностью 0,15–0,5 мм, причем рудное вещество располагается внутри этих жилок хризотила.

Хризотил – наиболее распространенный минерал образца. Чаще он образует субпараллельные прожилки поперечно-волоконистого строения. Прожилки не сплошные, а разделены на сегменты длиной 0,1–0,5 мм тонкими (до 0,005 мм) короткими (0,01–0,03 мм) игольчатыми агрегатами того же минерала. Мощность их варьирует от 0,01 до 0,5 мм. Характерна зональность: центральная часть выполнена рудным, а периферическая состоит из 3–5 зон чередующихся тонких (0,01–0,03 мм) полосок хризотила и хризотил-асбеста. Кроме того, хризотил «плетет» характерные сетки, окружающие ячейки офита, а также образует лучистые агрегаты размером до 0,3 мм.

Антигорит по распространенности уступает хризотилу, но по размерности индивидов намного превышает его. Так ячейки многогранников, выполненных одной пластинкой антигорита, имеют размеры 0,1–0,2 мм, а кристаллы бастита – 0,5–1,0 мм.

Карбонат в виде мелких рассеянных вкраплений неравномерно распространен среди поля развития хризотилковых агрегатов.

Сидеритовые прожилки мощностью до 0,5 мм представляют звенья цепочки, вытянутые в одном направлении на 1,5–2,0 мм. По мере утонения прожилка (0,1–0,2 мм и менее) уменьшается и длина этих агрегатов и, в конце концов, они превращаются в одиночные вкрапления размером 0,01–0,03 мм.

Жилки рудного располагаются более хаотично, мощность их составляет от 0,5–1,0 до 0,01–0,02 мм, длина 0,5–2,0 мм. Кроме того, часто магнетит образует скопления весьма неправильной формы размером от 0,1 до 0,5–2,0 мм, состоящих из нескольких более мелких агрегатов или отдельных зерен. Иногда он сопровождается жилками сидерита, располагаясь то в центре последнего, то по его краям.

Вкрапления брусита характеризуются шестигранными пластинками размером 0,01–0,05 мм, окруженными каймой (0,005–0,01 мм) серпентина. Распределены крайне неравномерно.

Волокно хризотил-асбеста светло-серое нормальной прочности.

Образец А-16. Антигоритовый апогарцбургитовый серпентинит с преобладанием антигорита, апогарцбургитовый. Минеральный состав, %: антигорит – 75, хлорит – 15, рудный – 10, хризотил – 3.

Основная ткань горной породы сложена микрочешуйчатым антигоритом. На этом фоне выделяются рыжеватые пятна, сложенные микрочешуйчатым хлоритом (пеннином – разновидностью клинохлора), и относительно крупные чешуйки оптически однообразно ориентированного антигорита, которые воспроизводят контур замещенного ими пироксена (энстатита). Содержание хлоритовых и антигоритовых псевдоморфоз 15–20 %. Характерно практически полное отсутствие петельчатого магнетита. Магнетит представлен таблитчатыми или слабо вытянутыми зернами размером до 1,5–2,0 мм. Как правило, крупные зерна имеют неровные, изрезан-

ные края и сопровождаются более мелкими зернами, а также рыжеватым микрочешуйчатым хлоритом.

Асбестоносность представлена жилками и просечками хризотил-асбеста поперечно- и продольно-волокнистого строения. Волокно светло-зеленое ломкое.

Образец Г-42. Хризотил-антигоритовый серпентинит, апопироксенитовый. Минеральный состав, %: антигорит – 40, хризотил – 40, рудный – 10, брусит – 7, карбонат – 3. Текстура массивная, прожилковая. Структура криптокристаллическая, сетчато-ячеистая.

Макроскопически темно-зеленая до черной криптокристаллическая порода, рассеченная прожилками брусита мощностью до 2 мм. В шлифе при 5-кратном увеличении наблюдается весьма неоднородная масса, состоящая из светлых и зеленоватых полосок мощностью 1–2 мм и субпараллельных жилок магнетита мощностью 0,5–1,0 мм.

В проходящем свете микроскопа при 50-кратном увеличении наблюдаются многочисленные пластинки и бруски антигорита размером 0,1–0,5 до 0,5 × 1,0 мм, пронизанные тончайшими (0,005–0,01 мм) жилками хризотила поперечно-волокнистого строения, карбоната с многочисленными вкраплениями рудного и одного магнетита мощностью 0,01–0,1 мм и длиной 0,05–2 мм. Магнетит также испещряет мелкой пылью основную массу серпентинов. Часть рудных жилок сопровождается бруситом, который и самостоятельно рассекает брусочки и листочки антигорита. Хризотилковые полоски также окаймляют антигоритовые агрегаты, образуя сетчато-ячеистую структуру породы.

Одной из самых значительных отличий данного образца и целой группы образцов является порфиробластические, идиоморфнобластические структуры и наличие бастита – псевдоморфоз серпентиновых минералов по пироксену. Из текстурных особенностей следует отметить массивность пород с небольшим присутствием вкраплений и малым количеством жильных образований.

Асбестоносность представлена жилками и просечками поперечно- и продольно-волоконнистого строения. Волокно светло-зеленое, белое ломкое.

Результаты и их обсуждение

Кажущееся однообразие описанных серпентинитов обманчиво. Это подтверждается и данными термогравиметрического анализа (Бахтерев, 2007), что отразилось на характере электропроводности при высоких температурах. На рис. 2 приведены температурные зависимости электрического сопротивления описанных образцов (Б-23, В-31, А-16, Г-42). Особенностью исследованных образцов является широкий диапазон электрического сопротивления при нормальной температуре (около 3-х порядков) между парами образцов Б-23, В-31 (с хризотил-асбестом нормальной прочности) и А-16, Г-42 (с хризотил-асбестом ломким). Начальный участок (20–400 °С) кривой $\lg R = f(T)$ всех исследованных образцов серпентинитов характеризуется уменьшением электрического сопротивления с сохранением указанного диапазона. При температурах выше 400 °С сопротивление меняется сложным и неодинаковым для всех образцов образом. Четко прослеживается различный характер поведения кривых $\lg R = f(T)$ серпентинитов, обуслов-

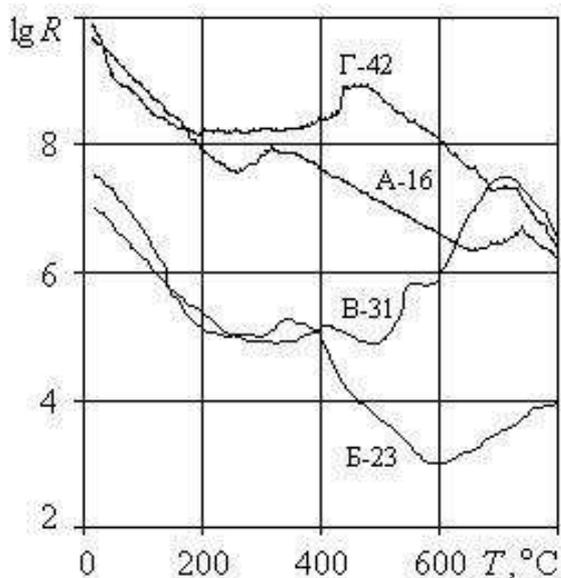


Рис. 2. Температурные зависимости электрического сопротивления исследованных серпентинитов

ленный минеральным составом, структурными и текстурными особенностями конкретного образца. Активное сопротивление, измеренное при переменном напряжении частотой 1 кГц при нормальной температуре, всех четырех образцов находится в пределах одного порядка.

На рис. 3 и 4 приведены частотные зависимости активного сопротивления, тангенса угла диэлектрических потерь и $\lg R = f(\lg \text{tg} \delta)$ образцов серпентинитов с хризотил-асбестом «нормальной прочности» (Б-23, В-31), «ломким» (А-16, Г-42), а в таблице – корреляционные уравнения. Для остальных образцов (А, Б, В, Г) получены аналогичные результаты.

Характер зависимостей $\lg R = f(\omega)$ и $\text{tg} \delta = f(\omega)$ образцов серпентинитов с хризотил-асбестом нормальной прочности и ломким различный. Кривые $\lg R = f(\omega)$ образцов нормальной прочности имеют экстремумы на различных частотах (в интервале 10–1200 Гц); для конкретных образцов – 10 Гц (образец Б-23) и 1000 Гц (образец В-31). С увеличением этих частот до 100 кГц сопротивление образца Б-23 уменьшается на два порядка, а образца В-31 – на три порядка. Диэлектрические потери растут для обоих образцов, причем для образца В-31 почти линейно чуть более 2-х порядков; для образца Б-23 – на частоте 1 кГц, достигая одного порядка, а далее – чуть-чуть, обозначив на кривой $\text{tg} \delta = f(\omega)$ еле заметный экстремум на частоте 10 кГц.

Электрическое сопротивление образцов серпентинитов с ломким хризотил асбестом в интервале частот 10–500 Гц не зависит от частоты, а далее уменьшается почти на три порядка при частоте 100 кГц. Диэлектрические потери уменьшаются на 3 (образец А-16) и 2 (образец Г-42) порядка в интервале частот 10–10000 Гц, далее до 100 кГц – не зависят от частоты.

Для частотного диапазона (0,01–100) кГц выявлена связь между электрическими параметрами $\lg R = f(\lg \text{tg} \delta)$. Корреляционные уравнения для образцов серпентинитов с различным качеством асбеста различны. Для образцов одного качества

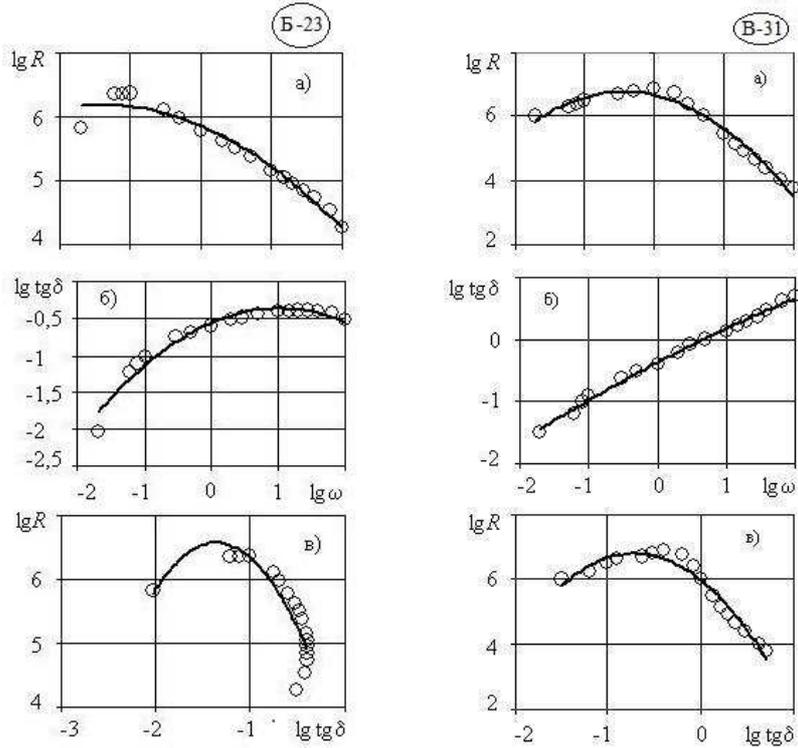


Рис. 3. Частотные зависимости активного сопротивления (а), тангенса угла диэлектрических потерь (б) и $\lg R = f(\lg \operatorname{tg} \delta)$ (в) образцов серпентинитов с хризотил-асбестом «нормальной прочности» (Б-23, В-31)

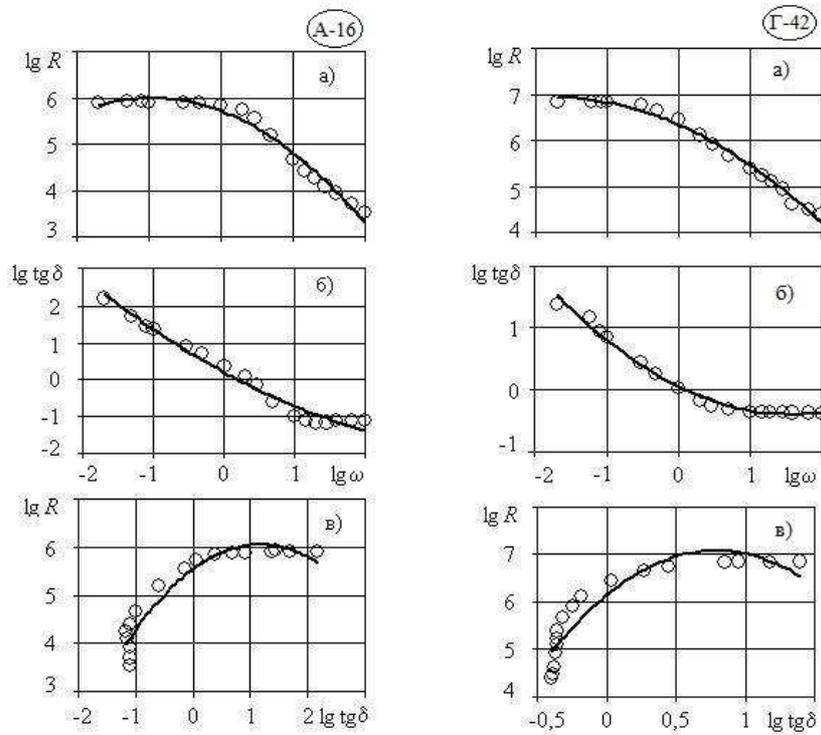


Рис. 4. Частотные зависимости активного сопротивления (а), тангенса угла диэлектрических потерь (б) и $\lg R = f(\lg \operatorname{tg} \delta)$ (в) образцов серпентинитов с хризотил-асбестом «ломким» (А-16, Г-42)

Таблица

| Образец № А-16 | | Образец № Б-23 | |
|----------------|--|----------------|--|
| R^2 | Уравнение корреляции | R^2 | Уравнение корреляции |
| 0,98 | $\lg R = 5,71 - 0,59 \cdot \lg \omega - 0,31 \cdot (\lg \omega)^2$ | 0,96 | $\lg R = 5,85 - 0,47 \cdot \lg \omega - 0,17 \cdot (\lg \omega)^2$ |
| 0,98 | $\lg \text{tg} \delta = 0,20 - 0,10 \lg \omega + 0,12 (\lg \omega)^2$ | 0,95 | $\lg \text{tg} \delta = -0,56 + 0,39 \lg \omega - 0,19 (\lg \omega)^2$ |
| 0,92 | $\lg R = 5,54 + 0,88 \lg \text{tg} \delta - 0,37 (\lg \text{tg} \delta)^2$ | 0,74 | $\lg R = 3,26 - 4,87 \lg \text{tg} \delta - 1,79 (\lg \text{tg} \delta)^2$ |
| Образец № Г-42 | | Образец № В-31 | |
| R^2 | Уравнение корреляции | R^2 | Уравнение корреляции |
| 0,99 | $\lg R = 6,33 - 0,67 \cdot \lg \omega - 0,19 \cdot (\lg \omega)^2$ | 0,98 | $\lg R = 6,66 - 0,48 \cdot \lg \omega - 0,55 \cdot (\lg \omega)^2$ |
| 0,99 | $\lg \text{tg} \delta = 0,06 - 0,58 \lg \omega + 0,18 (\lg \omega)^2$ | 0,99 | $\lg \text{tg} \delta = -0,37 + 0,58 \lg \omega - 0,03 (\lg \omega)^2$ |
| 0,87 | $\lg R = 6,14 + 2,38 \lg \text{tg} \delta - 1,50 (\lg \text{tg} \delta)^2$ | 0,96 | $\lg R = 5,99 - 2,29 \lg \text{tg} \delta - 1,60 (\lg \text{tg} \delta)^2$ |

хризотил-асбеста уравнения аналогичны, различаются только коэффициентами (таблица).

Сопоставим результаты частотных зависимостей (см. рис. 2 и таблицу) с параметрами высокотемпературной электропроводности (см. рис. 1). Образцы Б-23 и В-31 на рис. 1 находятся в области расположения хризотил-асбеста нормальной прочности. Совпадают также частотные характеристики и корреляционные уравнения. Образцы А-16 и Г-42 находятся в одной области «ломкого хризотил-асбеста» (см. рис. 1), более того, области распределения фигуративных точек А и Г совпадают. Совпадают также частотные характеристики и корреляционные уравнения.

Таким образом, по частотным параметрам и параметрам высокотемпературной электропроводности исследованные серпентиниты уверенно разделяются по качеству, вмещающего хризотил-асбеста.

Заключение

Исследованы электрические параметры образцов серпентинитов: антигоритовый апогарцбургитовый (А-16), хризотил-антигоритовый аподунитовый (Б-23), антигорит-офит-хризотилитовый, карбонатизированный аподунитовый (В-31), хризотил-антигоритовый апопироксенитовый (Г-42). Образцы отличаются минеральным составом, различны по физическим и физико-химическим параметрам, отличаются качеством (прочностью на разрыв) связанного с ними хризотил-асбеста.

Измерены электрическое сопротивление

и тангенс диэлектрических потерь образцов серпентинитов в частотном интервале (0,01–100) кГц. Выявлен различный характер зависимостей $\lg R = f(\omega)$ и $\lg \text{tg} \delta = f(\omega)$ образцов серпентинитов с хризотил-асбестом нормальной прочности и ломким. Установлена связь $\lg R = f(\lg \text{tg} \delta)$ для исследованного частотного диапазона. Корреляционные уравнения для образцов серпентинитов с различным качеством асбеста различны: $\lg R = a + b \lg \text{tg} \delta - c (\lg \text{tg} \delta)^2$ – хризотил-асбест ломкий, $\lg R = a - b \lg \text{tg} \delta - c (\lg \text{tg} \delta)^2$ – нормальной прочности. Для образцов серпентинитов, одного качества, корреляционные уравнения $\lg R = f(\lg \text{tg} \delta)$ аналогичны, различаются только коэффициентами.

Ранее (Бахтерев, 2007) была установлена связь между прочностью волокна хризотил-асбеста и параметрами высокотемпературной электропроводности вмещающих его серпентинитов (энергии активации E_0 и коэффициента электрического сопротивления $\lg R_0$).

Комплекс электрических параметров (температурных и частотных зависимостей электрического сопротивления и диэлектрических потерь) серпентинитов, вмещающих хризотил-асбест, позволяет однозначно оценить качество хризотил-асбеста технологическими терминами: «ломкий», «нормальной прочности».

Литература

Авраменко В.П., Кудзин А.Ю., Соколянский Г.Х. Электропроводность монокристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ на переменном токе // Физика твердого тела. 1980. Т. 22. № 10.

С. 3149–3152.

Аксельрод С.М. Новые тенденции в диэлектрическом каротаже (по материалам зарубежной печати) // Каротажник. 2012. Вып. 214. С. 78–113.

Артемов В.Р., Кузнецова В.Н. Классификация серпентинов // Вопросы методики поисков, разведки и промышленной оценки месторождений хризотил-асбеста. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1976. С. 38–54.

Астраханцев Г.В., Улитин Р.В. Комплексная электропроводность горных пород на звуковых частотах и способы ее изучения в полевых условиях // Электрометрия при поисках сульфидных месторождений: Сборник. Свердловск, 1968. С. 41–47. (Тр. Ин-та геофизики УФАН СССР. № 8).

Баженовское месторождение хризотил-асбеста / Под ред. К.К. Золоева, Б.А. Попова. М.: Недра, 1985. 271 с.

Бахтерев В.В. Оценка формационной принадлежности гипербазитов Урала по параметрам их высокотемпературной электропроводности // Докл. РАН. 2004. Т. 398. № 3. С. 371–373.

Бахтерев В.В. О возможной связи параметров высокотемпературной электропроводности гипербазитов, вмещающих хризотил-асбест, с качеством хризотил-асбеста (прочностными характеристиками) // Геология и геофизика. 2007. Т. 48. № 10. С. 1105–1112.

Бахтерев В.В. О частотной зависимости активного сопротивления и диэлектрических потерь некоторых минералов и руд в переменном электрическом поле // Фундаментальные и прикладные научные исследования: Мат-лы междунар. научно-практической конф. Самара: ООО «Офорт», 2016. С. 358–360.

Бахтин А.И. Кристаллохимия серпентинов по данным оптической спектроскопии // Геохимия. 1981. № 4. С. 613–616.

Башта К.Т. Особенности строения и механизм формирования жил хризотил-асбеста // Добыча и обогащение асбестовых руд. Асбест, 1980. Вып. 22. С. 3–24. (Тр. Ин-та ВНИИПроектаасбест).

Бердичевский М.Н., Губатенко В.П., Светов Б.С. Частотная дисперсия электриче-

ских свойств макроанизотропной среды // Физика Земли. 1995. № 9. С. 42–48.

Булатов В.Ф. Кристаллохимия промышленных минералов в решении задач прикладной минералогии по данным мессбауэровской спектроскопии: Автореф. дис. ... доктора геолого-минералогических наук. Казань, 2012. 48 с.

Булатов В.Ф., Ивойлова Э.Х. Структурные особенности хризотил-асбеста по данным мессбауэровской спектроскопии // Минералогический журнал. 1985. Т. 7. № 2. С. 22–29.

Варлаков А.С. Петрология процессов серпентинизации гипербазитов складчатых областей. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1986. 224 с.

Варлаков А.С. Серпентины ультраосновных пород Урала // Уральский минералогический сборник. 1999. № 8. С. 78–101.

Воларович М.П., Валеев К.А., Пархоменко Э.И. Удельное сопротивление горных пород в постоянном и переменном электрических полях // Физика Земли. 1965. № 5. С. 51–56.

Вотяков С.Л., Чащухин И.С., Щапова Ю.В., Юрьева Ю.В., Галахова О.Л., Семенкин В.А., Ивановский А.Л. О кристаллохимии антигортитов // Ежегодник-2001 ИГиГ. Екатеринбург: УрО РАН, 2002. С. 172–184.

Гаргацев И.О., Гусейнов А.А. Температурно-частотная зависимость диэлектрических параметров некоторых горных пород // Физика Земли. 2001. № 11. С. 97–100.

Геладзе Г.Г., Челидзе Т.Л. О зависимости высокотемпературных электрических свойств дисперсного кварца от размера зерен // Физические свойства горных пород при высоких давлениях и температурах: Мат-лы IV Всесоюзного совещания 9–13 октября 1974 г., г. Тбилиси. Тбилиси: Изд-во Мицниереба, 1974. С. 125–129.

Горбань И.А., Динариев О.Ю., Сафонов С.С. Исследование влияния микроструктуры горных пород на макроскопические теплофизические свойства // Труды 52-й научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук»: Часть III. Аэрофизика и космиче-

- ские исследования. Т. 2. М.: МФТИ, 2009. С. 24–27.
- Жухлистов А.П. Дефекты укладки слоев в лизардитах 1Т по данным дифракции электронов и моделирования дифракционных эффектов // Кристаллография. 2011. Т. 56. № 1. С. 123–127.
- Зеливянская О.Е. Физика горных пород. Учебное пособие. Ставрополь: Изд-во Сев-Каз ГТУ, 2010. 103 с.
- Звягин Б.Б. Кристаллохимические особенности серпентиновых минералов // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1981. № 11. С. 106–117.
- Зинчук Н.Н., Мельник Ю.М. О возникновении секторально гаснущей структуры в серпентинитах // Закономерности эволюции Земной коры: Тезисы докладов международной конференции. Т. II. СПб.: Санкт-Петербургский государственный университет, 1996. С. 249.
- Зырянов В.А. Особенности структуры и асбестоносности Западной полосы Баженовского месторождения асбеста // Добыча и обогащение асбестовых руд. Асбест, 1977. Вып. 19. С. 17–21. (Тр. Ин-та ВНИИ-Проектасбест).
- Зырянов В.А. Стадийность, направленность и баланс вещества при процессах серпентинизации и асбестообразования на Баженовском месторождении // Добыча и обогащение асбестовых руд. Асбест, 1979. Вып. 21. С. 29–39. (Тр. Ин-та ВНИИПроектасбест).
- Зырянов В.А., Воронов И.Е., Гурьев С.А. Физико-химические и механические свойства хризотил-асбеста из различных типов руд // Разведка и охрана недр. 1985. № 1. С. 41–46.
- Измеритель иммитанса LCR – 816/817/819/821/826/827/829. Руководство по эксплуатации. М., 2005. 26 с.
- Конеев Р.И., Кушмурадов О.К., Туресебеков А.Х. Микроминералогия – предмет, методы, применение. Ташкент: Изд-во ТГУ, 1994. 89 с.
- Кононенко И.И. Электрические свойства горных пород Урала в высокочастотном электромагнитном поле // Теория и практика электрометрии. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1972. С. 135–145.
- Крутиков В.Ф., Булатов Ф.М. Об интерпретации спектров ЭПР иона Fe³⁺ в хризотил-асбестах с помощью ЯГР-спектроскопии // Минералогический журнал. 1985. Т. 7. № 4. С. 78–80.
- Методика определения содержания хризотил-асбеста. Асбест: АООТ НИИпроектасбест, 1999. 104 с.
- Нуеун Х.Т., Миловидова С.Д., Сидоркин А.С., Рогазинская О.В. Диэлектрические свойства композитов на основе нанокристаллической целлюлозы с триглицидсульфатом // Физика твердого тела. 2015. Т. 57. Вып. 3. С. 491–494.
- Одинаев С., Махмадбегов Р.С. К статистической теории диэлектрических свойств растворов электролитов // Докл. Академии наук респ. Таджикистан. 2013. Т. 56. № 5. С. 381–388.
- Петров Ю.Ф. Физика малых частиц. М.: Наука, 1982. 359 с.
- Светов Б.С. О частотной дисперсии электрических свойств среды // Физика Земли. 1992. № 4. С. 62–70.
- Судакова М.С., Владов М.Л. Зависимость диэлектрических характеристик среды от структуры и состава // Геофизика. 2011. № 2. С. 30–34.
- Талалов А.Д., Даев Д.С. Влияние пиритизации на электрические свойства горных пород в диапазоне 10³–10⁹ Гц // Известия вузов. Геология и разведка. 2000. № 5. С. 81–88.
- Татаринов П.М. Генетические типы месторождений хризотил-асбеста // Месторождения хризотил-асбеста СССР / Под ред. П.М. Татаринова и В.Р. Артемова. М.: Недра, 1967. С. 16–25.
- Штейнберг Д.С., Чащухин И.С. Серпентинизация ультрабазитов. М.: Наука, 1977. 312 с.
- Штрюбель Г., Циммер З.Х. Минералогический словарь / Под ред. Д.А. Минеева, Т.Б. Здорик. М.: Недра, 1987. 494 с.

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРА РАЗВИТИЯ ПРОЦЕССОВ РАЗРУШЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. С использованием данных о временных изменениях структурных характеристик разрушающегося образца бетона, полученных в результате количественной интерпретации экспериментального материала по наблюдениям сигналов акустической эмиссии, на основе анализа уравнения энергетического баланса, изучены условия реализации возможных режимов развития процесса разрушения.

Акустическая эмиссия, пористость, удельная внутренняя поверхность, режим развития процессов разрушения.

STUDY THE CHARACTER OF DESTRUCTION PROCESSES IN SOLID WITH THE USE THE RESULTS OF OBSERVATION OF ACOUSTIC EMISSION

Belikov V.T., Ruykin D.G. – Institute of Geophysics UB RAS, Yekaterinburg

Abstract. Using data on temporary changes to the structural characteristics of the crumbling concrete sample derived from a quantitative interpretation of the experimental data on the observation of acoustic emission signals, based on the analysis of the energy balance equation, are studied the conditions of implementation of the possible regime of failure process.

Acoustic emission, porosity, specific internal surface, regime of development of processes destruction.

Введение

С появлением работ по кинетической теории прочности твердых тел (Регель и др., 1974) стало ясно, что разрушение представляет собой сложный, разворачивающийся во времени физический процесс, по мере развития которого происходит глубокое и необратимое преобразование материала. При этом было показано, что прочность уже не является константой материала, а развитие деструктивных процессов в твердом теле носит не монотонный характер. В связи с этим, возникает очень важная проблема, касающаяся изучения условий реализации того или иного режима развития процессов разрушения. Для ее решения, разрушающееся твердое тело в рамках континуального подхода целесообразно рассматривать как гетерогенную среду, одной из фаз которой является трещинная (Беликов, Шестаков, 2008). В такой постановке объектом изучения будет вся область, где развиваются процессы разрушения, с такими изменяющимися структурными характеристиками, как доля объема, занимаемая трещинами и порами

(пористость), а также поверхность трещин, рассчитанная на единицу объема, – удельная внутренняя поверхность (УВП). Существующие данные говорят о том, что процесс разрушения проходит различные этапы, становление и развитие которых тесно связано с соотношением между составляющими баланса полной (объемной и поверхностной) энергии разрушающегося твердого тела, а также характером временных изменений его структурных характеристик. Возможность определять условия реализации каждого из этапов, а также умение прогнозировать их наступление, позволит более полно исследовать и контролировать развитие процессов разрушения твердого тела. Информация о временных изменениях структурных характеристик среды может быть получена в результате анализа экспериментальных данных по индикаторам процессов разрушения, одним из которых является акустическая эмиссия (АЭ). Важно отметить при этом, что для изучения временных изменений структурных характеристик разрушающегося твердого тела необходимо использовать так назы-

ваемую дискретную АЭ, появление которой обусловлено возникновением и развитием макроскопических дефектов в материале (Грешников, Дробот, 1976; Баранов, 1990). Если область, где развиваются процессы разрушения, рассматривать как гетерогенную среду, состоящую, по крайней мере, из двух фаз: твердой и трещинной (газообразной), то источником дискретной АЭ будут в данном случае колеблющиеся межфазные поверхности, разделяющие трещинное пространство и твердую фазу. Для проведения количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ необходимо иметь уравнения, связывающие характеристики ее сигналов с параметрами источников. Такие соотношения могут быть получены как следствие разработанных физических моделей возникновения АЭ. Физико-математическая модель для описания процессов АЭ была предложена в (Алейников и др., 1992; 1993). Там же были получены соотношения, характеризующие функциональные связи между структурными характеристиками материала и параметрами сигналов АЭ. Зависимость амплитудно-частотного (АЧ) спектра АЭ от структурных и физических характеристик разрушающегося твердого тела была изучена в работах (Беликов, 2008; 2010). В дальнейшем была разработана обобщенная количественная физическая модель для описания процессов АЭ, а также рассмотрены основные этапы процедуры восстановления параметров среды по результатам ее наблюдений (Беликов, Рывкин, 2015а). Если имеются данные по АЧ спектрам АЭ, зафиксированным в различные моменты времени, их количественная интерпретация позволит исследовать особенности временных изменений структурных параметров твердого тела по мере развития процессов разрушения. В работах (Niccolini et al., 2010; Schiavi et al., 2011) проводились наблюдения сигналов АЭ при одноосном нагружении образца бетона, вплоть до его разрушения. По результатам экспериментов строились АЧ спектры АЭ для различных моментов времени. Цифровые данные по двум из них, любезно пре-

доставленные нам одним из авторов, доктором А. Schiavi, использованы в данной работе для изучения характера временных изменений структурных характеристик образца бетона в процессе разрушения. Насколько нам известно, подобного рода эксперименты для горных пород не проводились. Вместе с тем, необходимо отметить, что структурные особенности бетона и горных пород во многом схожи. Поэтому выявленные в данной работе основные закономерности характера развития процессов разрушения в образце бетона, в той или иной степени, будут справедливы и для горных пород.

Таким образом, целью настоящей работы является изучение условий реализации возможных режимов развития процесса разрушения на основе анализа уравнения энергетического баланса, с привлечением данных об особенностях временных изменений структурных характеристик разрушающегося образца бетона, полученных в результате количественной интерпретации экспериментального материала по наблюдениям АЭ.

Постановка задачи и основные уравнения

Если считать разрушающееся твердое тело гетерогенным и трактовать процесс разрушения как фазовый переход первого рода (Беликов, Шестаков, 2008), то для изучения развития процессов разрушения в пространстве и времени можно использовать уравнения, описывающие процессы тепломассопереноса в гетерогенной среде, учтя при этом в общем балансе энергии также и поверхностную ее часть. Соответствующая модель и система осредненных (по объему с характерными размерами много большими характерного размера фаз) уравнений были рассмотрены в работе (Беликов, 1991).

Уравнение баланса импульса гетерогенной среды, полученное суммированием соответствующих соотношений для каждой из фаз, в пренебрежении фазовыми переходами и диссипативными процессами, имеет вид (Алейников и др., 1992; 1993)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho v_i v_k - \sigma_{ik}) - \frac{1}{V} \sum_{\alpha} \int_{\sum_{\beta, \alpha \neq \beta} S_{\alpha\beta}} \sigma'_{ik} n_k^{\alpha} dS = 0 \quad (1)$$

При выводе уравнения (1) предполагалось, что относительные (по отношению к центру масс) скорости движения фаз малы по сравнению с самими скоростями. Обозначения в (1) следующие:

$\rho = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha}$ – плотность гетерогенной среды,

$\rho_{\alpha} = 1/V \int_V \rho'_{\alpha} dV$ – осредненная плотность

произвольной α -ой фазы;

v_i – i -я компонента осредненной среднemasовой скорости среды, определяемая из соотношения

$\rho v_i = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} v_i^{\alpha}$, где $v_i^{\alpha} = 1/V_{\alpha} \int_V v_i^{\alpha} dV$ – осре-

дненная скорость α -ой фазы;

$\sigma_{ik} = \sum_{\alpha} \sigma_{ik}^{\alpha} \varphi_{\alpha}$ – тензор упругих напряжений

в среде, $\sigma_{ik}^{\alpha} = 1/V_{\alpha} \int_V \sigma'_{ik} dV$ – осредненный

тензор напряжений в α -ой фазе, $\varphi_{\alpha} = V_{\alpha} / V$ – доля объема, занимаемая α -ой фазой, V – величина объема осреднения, V_{α} – объем, занимаемый α -ой фазой в пределах объема осреднения V , ρ'_{α} , v_i^{α} и σ'_{ik} – плотность, скорость и тензор упругих напряжений в точке, находящейся в пределах α -ой фазы (Беликов, 1991; Алейников и др., 1992; 1993);

$S_{\alpha\beta}$ – межфазная поверхность (граница) между α -ой и β -ой фазами гетерогенной среды, которую мы будем считать гладкой;

n_k^{α} – вектор нормали, внешней по отношению к α -ой фазе.

Для долей объема φ_{α} справедливо соотношение $\sum_{\alpha} \varphi_{\alpha} = 1$.

Последнее слагаемое слева в (1) является специфическим для гетерогенной среды и описывает величину импульса, генерируемого в единицу времени ее ускорен-

но движущимися (колеблющимися) межфазными поверхностями. Это слагаемое можно преобразовать, если считать, что осредненный по α -ой фазе тензор напряжений σ_{ik}^{α} с точностью до малых более высокого порядка совпадает с его средним значением на межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$. Тогда соотношение (1) примет вид (Алейников и др., 1992; 1993)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho v_i v_k - \sigma_{ik}) - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} \tilde{n}_k^{\alpha} \Omega_{\alpha\beta} = 0, \quad (2)$$

где $\Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} = \sigma_{ik}^{\alpha} - \sigma_{ik}^{\beta}$ – разность осредненных по соответствующей фазе тензоров упругих напряжений;

$\tilde{n}_k^{\alpha} = 1/(V \Omega_{\alpha\beta}) \int_{S_{\alpha\beta}} n_k^{\alpha} dS$ – осредненный (по $S_{\alpha\beta}$)

вектор нормали, внешней по отношению к α -ой фазе;

$\Omega_{\alpha\beta} = S_{\alpha\beta} / V$ – УВП, соответствующая межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$.

Из соотношения (2) может быть получено уравнение, описывающие процесс распространения продольных и поперечных упругих волн в гетерогенном твердом теле (Алейников и др., 1992; 1993)

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c_l^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} - (c_l^2 - c_t^2) \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_i \partial x_m} = A_i, \quad (3)$$

где u_i – i -я компонента смещения; c_l – скорость продольных волн; c_t – скорость поперечных волн. Функция источника A_i , описывающая процессы генерации АЭ, вызванной колебанием межфазных поверхностей, может быть записана следующим образом (Алейников и др., 1992; 1993; Беликов, 2008; 2010; Беликов, Рывкин, 2015а)

$$A_i = \frac{1}{2\rho} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} \tilde{n}_k^{\alpha} \Omega_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} v_{\alpha\beta}^2 L_i^{\alpha\beta}, \quad (4)$$

где $v_{\alpha\beta}$ – частота АЭ, соответствующая колебаниям межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$ между α -ой и β -ой фазами гетерогенной среды, определяемая так (Беликов, 2008; 2010; Беликов, Рывкин, 2014; 2015а)

$$v_{\alpha\beta} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{\alpha\beta}\Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}}}. \quad (5)$$

Обозначения в (4–5) следующие:
 $L_i^{\alpha\beta} = L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta}$, $L^{\alpha\beta}$ – осредненная (по $S_{\alpha\beta}$) амплитуда колебаний межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$, $e_i^{\alpha\beta}$ – единичный вектор в направлении силы, действующей на единицу площади межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$;

$$\Delta\sigma_{\alpha\beta} = \left| \Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} \tilde{n}_k^\alpha \right| = \left| (\sigma_{ik}^\alpha - \sigma_{ik}^\beta) \tilde{n}_k^\alpha \right|$$
 – модуль

осредненного вектора этой силы. Параметр $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ мы будем называть в дальнейшем осредненной разностью упругих напряжений на межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$. Минимальное значение $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ принимает при равновесии. Тогда величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ определяется физическими свойствами межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$ и ее кривизной. В общем случае работа, производимая разностью упругих напряжений на границе фаз $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$, тратится на изменение поверхностной энергии и акустическое излучение. Таким образом, когда на поверхности $S_{\alpha\beta}$ отсутствует равновесие, величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ превышает ее минимальное значение. Будем предполагать, что в процессе генерации АЭ межфазная поверхность $S_{\alpha\beta}$ слабо отклоняется от положения равновесия. Тогда ее изменение, а, следовательно, и изменение поверхностной энергии мало. В этом приближении работа разности упругих напряжений на границе фаз фактически полностью расходуется на акустическое излучение, а величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ практически совпадает с ее равновесным значением (Беликов, Рывкин, 2015а,б). С использованием (4–5) последнее слагаемое слева в (2) можно выразить через частоту $v_{\alpha\beta}$ и амплитуду $L^{\alpha\beta}$. Тогда уравнение (2) примет следующий вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho v_i v_k - \sigma_{ik}) - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} v_{\alpha\beta}^2 \rho L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta} = 0. \quad (6)$$

Рассмотрим соотношения, описывающие баланс энергии гетерогенной среды. Без учета фазовых переходов и диссипативных процессов, в предположении теп-

лового равновесия между фазами и при тех же допущениях об их относительных скоростях, что и в (1), осредненное уравнение для объемной части энергии всей среды, полученное суммированием соответствующих соотношений для каждой из фаз, может быть записано в виде (Беликов, 1991; Алейников и др., 1992; 1993)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i \varepsilon - \sigma_{ik} v_k + J_i) - \frac{1}{V} \sum_{\alpha} \int_{\sum_{\substack{\beta \\ \alpha \neq \beta}} S_{\alpha\beta}} \sigma_{ik}^{\prime\alpha} v_k^{\prime\alpha} n_i^{\alpha} dS = 0, \quad (7)$$

где ε – рассчитанная на единицу массы осредненная внутренняя и кинетическая энергия всей гетерогенной среды, определяемая так:

$$\rho\varepsilon = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \varepsilon_{\alpha}, \quad \varepsilon_{\alpha} = E_{\alpha} + v^{\alpha 2} / 2$$
 – осредненная энергия α -ой фазы, E_{α} – ее осредненная внутренняя энергия;

$$J_i = \sum_{\alpha} J_i^{\alpha}$$
 – полный кондуктивный поток

тепла в среде, J_i^{α} – осредненный кондуктивный поток тепла в α -ой фазе. Последнее слагаемое слева в (7), появление которого связано со специфическими особенностями гетерогенной среды, представляет собой энергию (рассчитанную на единицу объема), излучаемую в единицу времени в виде упругих волн колеблющимися межфазными поверхностями, выведенными из равновесия. Это слагаемое можно преобразовать, предполагая, что σ_{ik}^{α} и v_i^{α} , с точностью до малых более высокого порядка, совпадают с их средними значениями на межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$, а также учитывая, что на $S_{\alpha\beta}$ $v_i^{\alpha} = v_i^{\beta}$.

Тогда (7) примет следующий вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i \varepsilon - \sigma_{ik} v_k + J_i) - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} v_k^{\alpha} \tilde{n}_i^{\alpha} \Omega_{\alpha\beta} = 0. \quad (8)$$

С использованием выражения (5) для частоты $v_{\alpha\beta}$, последнее слагаемое слева в (8) может быть записано так

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} v_k^{\alpha} \tilde{n}_i^{\alpha} \Omega_{\alpha\beta} &= \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} \tilde{n}_k^{\alpha} v_i^{\alpha} \Omega_{\alpha\beta} = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} |\Delta \sigma_{ik}^{\alpha\beta} \tilde{n}_k^{\alpha}| e_i^{\alpha\beta} v_i^{\alpha} \Omega_{\alpha\beta} = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \frac{\Delta \sigma_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}} \rho L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta} v_i^{\alpha} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} v_{\alpha\beta}^2 \rho L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta} v_i^{\alpha}. \end{aligned} \quad (9)$$

При выводе соотношения (9) было использовано свойство симметрии осредненного тензора упругих напряжений. Чтобы получить уравнение для полной энергии гетерогенной среды, к соотношению (8) необходимо прибавить уравнение для ее поверхностной энергии, которое имеет вид (Беликов, Шестаков, 2008)

$$\frac{dE_{\Omega}}{dt} = \gamma \mu \Omega, \quad (10)$$

где E_{Ω} – поверхностная энергия гетерогенной среды, рассчитанная на единицу объема; μ – средневзвешенный по межфазным поверхностям коэффициент поверхностного натяжения, который может быть определен следующим образом $\mu = (\sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \mu_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta}) / 2\Omega$,

$\mu_{\alpha\beta}$ – коэффициент поверхностного натяжения на межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$, который мы считаем постоянным; Ω – общая УВП гетерогенной среды, определяемая так $\Omega = 1/2 \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \Omega_{\alpha\beta}$, γ – структурный параметр,

характеризующий скорость относительного изменения УВП Ω при движении межфазных границ, $\gamma = (\sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} \gamma_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta}) / 2\Omega$,

$\gamma_{\alpha\beta}$ – параметр, описывающий скорость относительного изменения $\Omega_{\alpha\beta}$. Отметим, что коэффициент поверхностного натяжения $\mu_{\alpha\beta}$ представляет собой свободную поверхностную энергию, рассчитанную на единицу площади (Беликов, Шестаков, 2008). Суммируя (8) и (10), а также считая скорости деформации малыми, с учетом (9), уравнение баланса полной (объемной и по-

верхностной) энергии гетерогенной среды можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon + E_{\Omega}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i \varepsilon - \sigma_{ik} v_k + J_i) - \\ - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} v_{\alpha\beta}^2 \rho L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta} v_i^{\alpha} - \gamma \mu \Omega = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Последнее слагаемое слева в (11) описывает скорость изменения поверхностной энергии гетерогенной среды.

Если мы изучаем разрушающийся образец бетона, предложенную выше модель необходимо конкретизировать. Для этого материал образца бетона следует рассматривать как двухфазную гетерогенную среду, состоящую из твердой фазы – «1», которую будем считать гомогенной, и газообразной (трещинной) фазы – «2», представляющей собой пространство пор и трещин, в общем случае заполненных газообразным флюидом. Указанные фазы разделены единственной межфазной поверхностью S_{12} , которой соответствует УВП Ω_{12} . Для такой среды уравнение баланса импульса (6) примет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho v_i v_k - \sigma_{ik}) - v_{12}^2 \rho L^{(12)} e_i^{(12)} = 0. \quad (12)$$

Здесь и далее индексы фаз, стоящие сверху (чтобы не путать их со степенями), будем заключать в скобки. Если пренебречь плотностью газообразной фазы по сравнению с плотностью твердого тела и считать ее покоящейся ($v_i^{(2)} = 0$), $\rho = \rho_1$, а $v_i = v_i^{(1)}$.

Пренебрегая давлением газа в порах и трещинах, получим, что $\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^{(1)} \varphi_1$. Если при этом доля объема, занимаемая фазой «2» $\varphi_2 \ll 1$, то $\varphi_1 \approx 1$ и тогда $\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^{(1)}$.

Уравнение баланса полной (объемной и поверхностной) энергии разрушающегося образца бетона, в соответствии с (11), можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon + E_{\Omega}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i \varepsilon - \sigma_{ik} v_k + J_i) - \\ - v_{12}^2 \rho L^{(12)} e_i^{(12)} v_i^{(1)} - \gamma_{12} \mu_{12} \Omega_{12} = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

При выводе (13) мы учли, что в случае двухфазной среды, в (10) $\Omega = \Omega_{12}$, $\gamma = \gamma_{12}$, $\mu = \mu_{12}$ – коэффициенту поверхностного натяжения на межфазной границе S_{12} , а кроме того, в соответствии с (5), ввели обозначение для частоты АЭ, возникающей при разрушении образца бетона (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2010; 2015а,б)

$$v_{12} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{12}\Omega_{12}}{\rho L^{(12)}}}. \quad (14)$$

Формула (14) устанавливает связь между параметрами АЧ спектра АЭ (v_{12} и $L^{(12)}$), а также структурной и динамической характеристиками материала (Ω_{12} и $\Delta\sigma_{12}$). Если пренебречь кондуктивной теплопроводностью и энергией газообразной фазы по сравнению с соответствующими величинами для твердой фазы, то в уравнении (13) $J_i = J^{(1)}$, $\varepsilon = \varepsilon_1$, а кроме того, как и в (12) $\rho = \rho_1$, $v_i = v_i^{(1)}$, $\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^{(1)}$.

В квазистационарном случае, в пренебрежении квадратичными по скоростям членами, уравнение баланса импульса (12) может быть записано так

$$\frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k} + v_{12}^2\rho L^{(12)}e_i^{(12)} = 0, \quad (15)$$

а выражение для баланса полной энергии (13), если пренебречь конвективным потоком энергии и кондуктивной теплопроводностью образца бетона, можно переписать следующим образом

$$v_k \frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_i} + \sigma_{ik} \frac{\partial v_k}{\partial x_i} + C_{AЭ} + C_{\Omega} = 0, \quad (16)$$

где $C_{AЭ} = v_{12}^2\rho L^{(12)}e_i^{(12)}v_i^{(1)}$ – энергия АЭ, излученная в единицу времени единичным объемом разрушающегося образца бетона; $C_{\Omega} = \gamma_{12}\mu_{12}\Omega_{12}$ – скорость изменения поверхностной энергии единицы объема образца бетона. Так как $v_i = v_i^{(1)}$, то в соответствии с (15), а также учитывая симметрию тензора упругих напряжений σ_{ik} , можем записать

$$\begin{aligned} v_k \frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_i} &= v_i \frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k} = v_i^{(1)} \frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k} = \\ &= -v_{12}^2\rho L^{(12)}e_i^{(12)}v_i^{(1)} = -C_{AЭ}. \end{aligned} \quad (17)$$

Из (17) следует, что справедливо равенство

$$v_k \frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_i} + C_{AЭ} = 0. \quad (18)$$

С использованием (12) и уравнения неразрывности можно показать, что $v_k\partial\sigma_{ik} / \partial x_i$ (первое слагаемое слева в (16) и (18)) входит в соотношение для баланса кинетической энергии твердого тела. Отсюда следует, что эта величина описывает работу, совершаемую в единицу времени упругими силами и идущую на увеличение кинетической энергии единицы объема разрушающегося образца бетона. Рост кинетической энергии обусловлен, в свою очередь, распространяющимися в среде упругими волнами, возбуждаемыми колебаниями межфазной поверхности S_{12} , которые являются источником АЭ. При этом акустическое излучение будет инициировано процессами образования и роста трещин. Подставляя (18) в (16) и учитывая симметрию тензора упругих напряжений, получим

$$\sigma_{ik} v_{ik} + C_{\Omega} = 0, \quad (19)$$

где $v_{ik} = 1/2(\partial v_i / \partial x_k + \partial v_k / \partial x_i)$ – осредненный тензор скоростей деформации (Беликов, Шестаков, 2008). Из полученного равенства следует, что второе слагаемое слева в (16), совпадающее с величиной $\sigma_{ik} v_{ik}$ в (19), описывает мощность упругих сил, которая равна взятой с противоположным знаком скорости изменения поверхностной энергии материала. Таким образом, в рамках принятых нами приближений справедливо не только условие (16), но и выполняются равенства (18) и (19) по отдельности. В зависимости от соотношения между первым и вторым слагаемыми слева в (16), режим развития процессов разрушения может быть различным. При выполнении условия (16), энергия внешнего воздействия расходуется как на акустическое излучение, так и на изменение поверхностной энергии разрушающегося материала бетона. Если первое слагаемое слева в (16) много больше второго, то есть процесс разрушения описывается соотношением (18), мощность упругих сил практически полностью расходуется на генерацию акустического излучения межфазной поверхностью

S_{12} . Если первое слагаемое слева в (16) много меньше второго, справедливо соотношение (19) и разрушение происходит таким образом, что мощность упругих сил тратится только на изменение поверхностной энергии материала (Беликов, Шестаков, 2008). Выражение (19) можно рассматривать как аналог энергетического критерия Гриффитса (Griffith, 1920). Однако в данном случае мы имеем дело не с отдельной трещиной, а с трещинным пространством, структурной характеристикой которого является УВП Ω_{12} . Характер развития процессов разрушения, соответствующий условию (19), можно назвать эволюционным (не сопровождающимся значительным акустическим излучением) (Беликов, Шестаков, 2008). В силу условий (18) и (19), рассмотренные выше режимы развития процессов разрушения в образце бетона можно охарактеризовать и в зависимости от соотношения между мощностью акустического излучения $C_{AЭ}$ и скоростью изменения поверхностной энергии C_{Ω} единицы объема образца бетона. Если $C_{AЭ}$ и C_{Ω} одного порядка, то развитие процессов разрушения будет описываться соотношением (16). Когда $C_{AЭ} \gg C_{\Omega}$, характер развития процессов разрушения будет определяться условием (18) и сопровождаться значительным акустическим излучением. На данном этапе в твердом теле будут происходить процессы образования трещин, а также их слияния и укрупнения, сопровождающиеся АЭ. Если $C_{\Omega} \gg C_{AЭ}$, режим развития процессов разрушения будет описываться условием (19). На этом эволюционном этапе развития процессов разрушения акустическое излучение будет незначительным, а вся мощность упругих сил будет расходоваться на деформацию твердого тела, в том числе и на деформацию межфазной поверхности между твердой и трещинной фазами. Это, в свою очередь, будет приводить к изменению УВП и, как следствие, поверхностной энергии. Таким образом, информация о значениях величин $C_{AЭ}$ и C_{Ω} даст возможность не только охарактеризовать режим развития процесса разрушения, но и позволит осу-

ществить прогноз наступления того или иного его этапа. В представленной работе, данные о величинах $C_{AЭ}$ и C_{Ω} были получены в результате количественной интерпретации экспериментального материала по наблюдениям сигналов АЭ при разрушении образца бетона.

Физико-математическая модель для описания процессов АЭ была подробно рассмотрена в работе (Беликов, Рывкин, 2015а). Ее основные положения сводятся к следующему. С целью детального изучения процессов генерации АЭ, позволяющего учесть вклад в ее АЧ спектр отдельных составляющих трещиновато-пористого пространства (ТПП), для них была введена соответствующая функция распределения (ФР). При этом в качестве основной величины, описывающей структуру ТПП, было предложено выбрать характерный размер каждой из его составляющих, а само ТПП представить в виде совокупности (ансамбля) сферических полостей (монополей), со значениями радиусов, изменяющихся в некотором промежутке, границы которого определяются структурой среды. Тогда ФР будет зависеть только от радиуса сферической полости r , который можно трактовать как характерный (эффективный) размер соответствующей составляющей ТПП. Выбор параметров ансамбля сферических полостей должен был осуществлен таким образом, чтобы их общая поверхность, а также общий объем сколь угодно мало отличались от значений аналогичных характеристик единицы объема образца бетона (Беликов, Рывкин, 2015а). Кроме того, налагалось требование, чтобы энергия, излучаемая данным ансамблем сферических полостей в единицу времени, практически совпадала с мощностью излучения, генерируемого материалом образца. Таким образом, звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12} , находящейся в единичном объеме образца, было заменено акустически эквивалентной ему суперпозицией полей ансамбля монополей, параметры которого должны удовлетворять изложенным выше условиям (Беликов, Рывкин, 2015а). Нормированная ФР сфериче-

ских полостей по размерам (радиусам) $f(r)$ была определена как относительное их количество в единице объема, приходящееся на единичный интервал радиусов (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2015а). Сферические полости с радиусами от r до $r + \Delta r$ соответствуют составляющим ТПП, эффективный размер которых изменяется в этих же пределах. Данному набору сферических полостей, рассматриваемых как отдельная фаза (в рамках всего ТПП), соответствует характерная частота, определяемая согласно (14). Помимо функции $f(r)$ в работах (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2015а) была использована ненормированная ФР $\tilde{f}(r)$, связанная с $f(r)$ соотношением $\tilde{f}(r) = Nf(r)$, где N – общее количество излучающих сферических полостей в единице объема с радиусами от R_{\min} до R_{\max} (минимальный и максимальный размеры, соответственно). Условие нормировки для ФР $\tilde{f}(r)$ имеет вид

$$\int_0^{\infty} \tilde{f}(r) dr = N. \text{ Структурные характеристики}$$

материала, такие как доля объема, занимаемая фазой «2», называемая обычно пористостью ϕ_2 , а также УВП Ω_{12} , выражаются через $\tilde{f}(r)$ следующим образом (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2015а,б)

$$\phi_2 = \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^3 \tilde{f}(r) dr; \Omega_{12} = 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^2 \tilde{f}(r) dr. (20)$$

Расчеты и обсуждение результатов

Процедура восстановления структурных характеристик материала по АЧ спектру АЭ, включающая в себя три основных этапа, подробно рассмотрена в работах (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2015а). На первом этапе должна быть проведена идентификация источников АЭ и установлена их физическая природа. На втором этапе следует определить интервал изменения характерных размеров составляющих ТПП, которые в процессе излучения формируют наблюдаемый спектр АЭ. На третьем необходимо задать распределение $\Delta\sigma_{12}(r)$. Говоря о первом этапе, мы будем считать, что источником АЭ является колеблющаяся поверхность S_{12} , выведенная

из равновесия. В соответствии со вторым этапом будем предполагать, что излучает весь набор сферических полостей, радиусы которых изменяются в пределах от 1 до 100 мкм (Беликов, Рывкин, 2015б). Рассматривая третий этап, примем, что для полостей, совершающих малые сферически-симметричные колебания, $\Delta\sigma_{12}(r)$ равно его минимальному значению, которое, в соответствии с формулой Лапласа, можно записать в виде (Беликов, Рывкин, 2015а,б)

$$\Delta\sigma_{12}(r) = K / r, \quad (21)$$

где $K = 2\mu_{12}$ (Ландау, Лифшиц, 1986). Далее, величину K мы рассматривали как коэффициент пропорциональности и рассчитывали его значение в процессе интерпретации. Следуя процедуре восстановления структурных характеристик среды, разобьем шкалу размеров излучающих сферических полостей, а также шкалу частот в АЧ спектре АЭ на промежутки. Если считать эти шкалы разнонаправленными (Беликов, Рывкин, 2015а), минимальному размеру R_{\min} будет соответствовать максимальная частота в АЧ спектре, а максимальному R_{\max} – минимальная. Для установления соответствия между промежуточными значениями ν_{12} и r была использована линейная зависимость. Формулы для расчета поинтервальных значений ненормированной ФР $\tilde{f}(r)$, УВП Ω_{12} и пористости ϕ_2 , полученные с использованием соотношений (14, 20, 21), приведены в (Беликов, Рывкин, 2015а). Значения нормированной ФР $f(r)$ в каждом из интервалов определялись с использованием условия нормировки для $\tilde{f}(r)$.

Вычисления проводились в следующей последовательности. В первом приближении коэффициент K считался постоянным во всем промежутке изменения размеров излучающих сфер и определялся по данным поинтервальных значений размеров полостей, а также частот и амплитуд в АЧ спектре АЭ (Беликов, Рывкин, 2015а,б). При проведении расчетов во втором приближении предполагалось, что коэффициент K может принимать различные значения в каждом из интервалов разбиения шкалы радиусов. Для определения

его поинтервальных значений была использована процедура, сводящаяся к поиску минимума УВП Ω_{12} при неизменном объеме фаз (Беликов, Рывкин, 2015а). В качестве истинного выбирался вариант, при котором УВП Ω_{12} была минимальной, а пористость отличалась от принятого нами ее значения $\varphi_2 = 0,1$ не более чем на десять процентов. Предложенная выше методика количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ была применена для каждого из двух АЧ спектров АЭ, зарегистрированных через $t = t_1 = 25$ мин и $t = t_2 = 36,1$ мин после начала нагружения образца бетона (Niccolini et al., 2010; Schiavi et al., 2011). В результате были восстановлены нормированные ФР второго приближения $f(r)$, распределения относительных (по отношению к Ω_{12}) значений излучающей УВП, а также распределения относительных (по отношению к φ_2) значений пористости для моментов времени t_1 и t_2 . Подробное обсуждение полученных результатов приведено в работе (Беликов, Рывкин, 2015б). Кратко их можно сформулировать следующим образом. На основе сравнительного анализа морфологии $f(r)$ и указанных распределений, восстановленных на моменты времени t_1 и t_2 , показано, что развитие процессов разрушения в этом временном интервале характеризуется двумя особенностями. Суть первой заключается в том, что за период времени $t_2 - t_1$ происходит слияние и укрупнение трещин, которое инициирует акустическое излучение, возбуждаемое колебаниями поверхностей вновь образующихся трещин больших размеров. Вторая особенность связана с тем, что продолжается образование и рост трещин малых размеров. Из этих двух тенденций главной на данном этапе развития процессов разрушения в образце является первая. Иными словами, за промежуток времени $t_2 - t_1$, в основном, происходит слияние и укрупнение трещин. Этот вывод подтверждается также следующими двумя фактами. Во-первых, отношение общей УВП в момент времени t_2 к ее значению при $t = t_1$ $\Omega_{12}(t_2) / \Omega_{12}(t_1) = 0,78$, то есть по мере развития процессов разрушения УВП

образца уменьшается. Во-вторых, средний (по всему интервалу от 1 до 100 мкм) характерный размер ТПП в момент времени t_1 , определяемый в соответствии с (Беликов, Рывкин, 2015б), составляет 27 мкм, а в момент времени t_2 – 36 мкм.

Проанализируем характер изменения распределений по размерам мощности акустического излучения за период времени $t_2 - t_1$. Когда мы рассматриваем гармонические сферически симметричные колебания полости, направление вектора скорости и направление вектора силы, действующей на ее поверхности, совпадают. Тогда на поверхности полости радиуса r (которая является частью поверхности S_{12}) $v_i^{(1)} = v_i^{(2)} = w_r e_i^r$, где w_r – модуль скорости колебаний ее поверхности; e_i^r – единичный вектор в направлении силы, действующей на единицу площади поверхности полости (аналог $e_i^{(12)}$). При этом $w_r = v_r L_r$, где v_r и L_r – соответствующие полости радиуса r частота и амплитуда колебаний ее поверхности. Данные о значениях v_r и L_r берутся из АЧ спектра АЭ. Выражение для $C_{АЭ}^r$ – мощности акустического излучения монополей с радиусами в интервале от r до $r + \Delta r$ может быть получено из соотношения для $C_{АЭ}$, если учесть, что в данном случае $v_{12} = v_r$, $L^{(12)} = L_r$, $e_i^{(12)} = e_i^r$, тогда $C_{АЭ}^r = v_r^2 \rho L_r e_i^r w_r e_i^r = v_r^2 \rho L_r w_r = v_r^3 \rho L_r^2$. (22)

Полная энергия, генерируемая ансамблем сферических полостей, получается суммированием соотношений (22) по всем интервалам размеров излучателей

$$C_{АЭ} = \sum_r C_{АЭ}^r = \sum_r v_r^3 \rho L_r^2. \quad (23)$$

На рис. 1 представлены распределения по характерным размерам относительных (по отношению к $C_{АЭ}$) значений мощности АЭ в моменты времени t_1 и t_2 , рассчитанных по формулам (22–23). Сравнивая указанные распределения, можно отметить, что при $t = t_1$ основная часть энергии излучается полостями (составляющими ТПП), характерные размеры которых лежат в пределах от 10 до 40 мкм. В момент времени t_2 , большая часть энергии АЭ генерируется полостями, размеры которых изменяются в интервале 30–70 мкм. Что же каса-

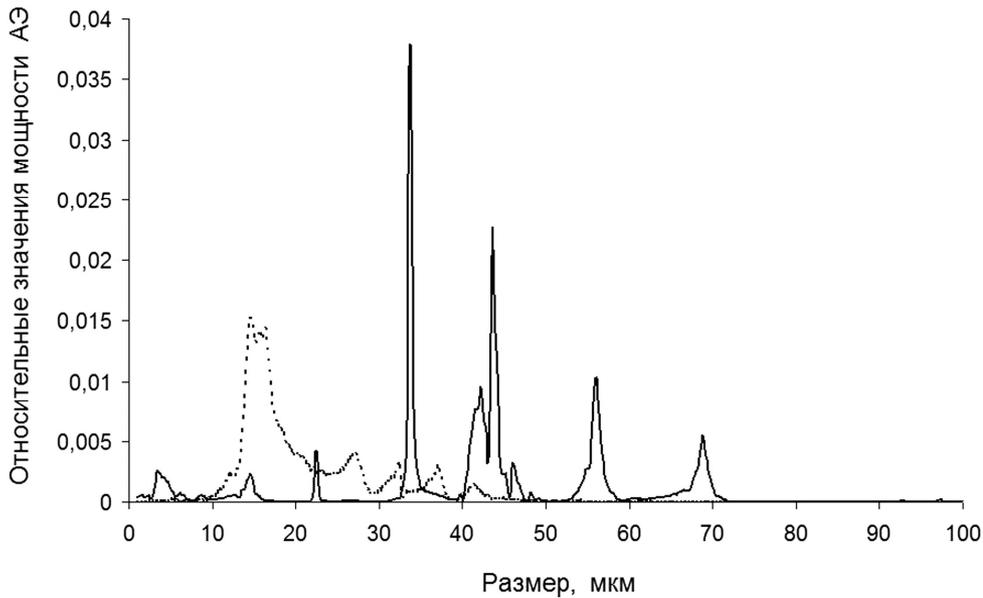


Рис. 1. Распределения относительных значений мощности АЭ.
Пунктир – момент времени t_1 , сплошная линия – момент времени t_2

ется энергии, излученной всеми составляющими ТПП с характерными размерами от 1 до 100 ккм, рассчитанной в соответствии с (23), то ее величина при $t = t_1$ $C_{АЭ}(t_1)$ превышает соответствующее значение при $t = t_2$ $C_{АЭ}(t_2)$ в 26,8 раза. То есть за промежуток времени $t_2 - t_1$ происходит резкое (более чем на порядок) уменьшение интенсивности АЭ. В то же время, считая изменение параметров γ_{12} и μ_{12} за период времени $t_2 - t_1$ малым, можно получить, что $C_{\Omega}(t_2) / C_{\Omega}(t_1) = \Omega_{12}(t_2) / \Omega_{12}(t_1) = 0,78$. Иными словами, в течение рассматриваемого временного интервала скорость изменения поверхностной энергии C_{Ω} меняется не столь значительно, как $C_{АЭ}$ и, фактически, $C_{\Omega}(t_1)$ и $C_{\Omega}(t_2)$ примерно одного порядка. Проследить эволюцию во времени уравнения энергетического баланса (13) в общем случае, при отсутствии необходимых для этого исходных данных, не представляется возможным. Поэтому будем предполагать, что процесс разрушения образца бетона – это последовательность квазистационарных состояний, в каждом из которых выполняется соотношение (16). Следует отметить, однако, что, вообще говоря, возможна ситуация, когда по мере развития процесса разрушения к моменту времени $t = t_1$ наступает такой его этап, ко-

торый может характеризоваться как общим уравнением (16), так и соотношениями (18) или (19), являющимися его частными случаями. Информация о том, какой из этих этапов реализуется в момент времени $t = t_1$, отсутствует. Поэтому исследуем условия возникновения возможных режимов развития процесса разрушения при $t = t_2$ в зависимости от того, на каком этапе он находится в момент времени t_1 , привлекая, полученные нами выше данные о величине отношений $C_{АЭ}(t_2) / C_{АЭ}(t_1)$ и $C_{\Omega}(t_2) / C_{\Omega}(t_1)$. Возможны следующие варианты. Пусть в момент времени t_1 выполняется условие (16). Это означает, что все слагаемые в этом соотношении одного порядка и оба механизма перекачки энергии внешнего воздействия в акустическое излучение и изменение поверхностной энергии единицы объема образца бетона сопоставимы. Тогда учитывая, что $C_{\Omega}(t_2) / C_{\Omega}(t_1) = 0,78$, а $C_{АЭ}(t_2) / C_{АЭ}(t_1) = 0,04$, приходим к выводу, что режим развития процессов разрушения при $t = t_2$ может стать только эволюционным, удовлетворяющим условию (19). Если при $t = t_1$ выполняется соотношение (18) и работа, совершаемая в единицу времени упругими силами практически полностью расходуется на АЭ, генерируемую поверхностями трещин, то при полученных нами

выше отношениях значений величин C_{Ω} и $C_{AЭ}$ в момент времени t_2 к их значениям при $t = t_1$, режим развития процессов разрушения в момент времени t_2 либо таким же и останется, либо будет соответствовать условию общего вида (16). И, наконец, пусть в момент времени t_1 характер развития процессов разрушения является эволюционным, удовлетворяющим соотношению (19). В этом случае основная часть мощности упругих сил расходуется на изменение поверхностной энергии материала образца, а акустическое излучение незначительно. Тогда, с учетом данных об отношениях $C_{\Omega}(t_2) / C_{\Omega}(t_1)$ и $C_{AЭ}(t_2) / C_{AЭ}(t_1)$, можно сделать вывод, что развитие процессов разрушения при $t = t_2$ продолжится в эволюционном режиме, согласно (19). Выше было сказано, что за период времени $t_2 - t_1$, в основном, происходит слияние и укрупнение трещин, сопровождающееся АЭ. Поэтому наиболее вероятными являются первые два из рассмотренных выше вариантов. При наличии АЧ спектров АЭ, зарегистрированных при $t > t_2$, сделанный выше прогноз о характере развития процессов разрушения может быть уточнен. В силу того, что режим развития процессов разрушения тесно связан с особенностями изменения структурных характеристик среды, количество АЧ спектров АЭ, необходимое для детального изучения закономерностей возникновения того или иного их этапа, будет различным для каждого материала. В такой ситуации следует проводить повторные эксперименты по одноосному нагружению одинаковых образцов данного материала, изменяя интервалы между моментами времени, когда регистрируются АЧ спектры АЭ.

Заключение

На основе анализа уравнения энергетического баланса, с привлечением данных о временных изменениях структурных характеристик, изучены условия реализации возможных режимов развития процесса разрушения образца бетона. Информация о характере временных изменений его структурных характеристик получена в результате количественной интерпретации экспе-

риментального материала по двум АЧ спектрам АЭ, зарегистрированным через $t_1 = 25$ мин и $t_2 = 36,1$ мин после начала нагружения образца бетона, что позволило построить соответствующие нормированные ФР излучающих сферических полостей по их радиусам, а также распределения пористости и излучающей УВП при t_1 и t_2 . Сравнительный анализ морфологии ФР и соответствующих распределений пористости и УВП показывает, что в течение рассматриваемого временного интервала, в основном, происходит слияние и укрупнение трещин, приводящее к появлению составляющих ТПП с относительно большими характерными размерами, а также уменьшению (не очень значительному) общей УВП. С использованием полученных результатов были вычислены отношения значений скорости изменения поверхностной энергии C_{Ω} и мощности акустического излучения $C_{AЭ}$ единицы объема разрушающегося образца бетона в момент времени t_2 к их значениям при $t = t_1$. Это дало возможность исследовать условия реализации возможных режимов развития процесса разрушения в момент времени t_2 . При наличии экспериментальных данных по АЧ спектрам АЭ, зафиксированным при большем, чем два количестве моментов времени, характер изменения структурных характеристик твердого тела может быть восстановлен более детально. В этом случае достовернее будет и прогноз наступления того или иного этапа развития процессов разрушения. Предложенная выше методика исследования условий реализации возможных режимов развития процесса разрушения, базирующаяся на анализе уравнения энергетического баланса с привлечением данных о временных изменениях структурных характеристик разрушающегося образца бетона, может быть использована в дальнейшем при изучении характера развития деструктивных процессов в сходных по структуре материалах, таких, как горные породы.

Выражаем искреннюю благодарность доктору А. Schiavi за предоставленные материалы. Работа выполнена при поддержке

программы фундаментальных исследований УрО РАН, проекты № 15-18-5-19, № 15-2-5-32.

Литература

Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И., Троянов А.К. Интерпретация наблюдений сигналов акустической эмиссии на Уральской сверхглубокой скважине // Геология и геофизика. 1992. № 6. С. 118–126.

Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И. Акустическая эмиссия в гетерогенных средах // Дефектоскопия. 1993. № 3. С. 31–36.

Баранов В.М. Акустические измерения в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат. 1990. 320 с.

Беликов В.Т. Количественное описание процессов тепломассопереноса в литосфере // Геология и геофизика. 1991. № 5. С. 3–9.

Беликов В.Т. Моделирование процессов акустической эмиссии в твердом теле // Дефектоскопия. 2008. № 6. С. 77–84.

Беликов В.Т. Восстановление структурных характеристик разрушающегося твердого тела по амплитудно-частотному спектру акустической эмиссии // Дефектоскопия. 2010. № 1. С. 56–63.

Беликов В.Т., Шестаков А.Ф. Изучение временных изменений напряженного состояния геосреды в процессе разрушения // Геология и геофизика. 2008. № 5. С. 461–470.

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии для восстановления функции распределения трещин по размерам // Дефектоскопия. 2010. № 10. С. 26–33.

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование данных наблюдений акустической эмиссии для изучения структуры горных пород //

Уральский геофизический вестник. 2014. № 1. С. 11–21.

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование результатов наблюдений акустической эмиссии для изучения структурных характеристик твердого тела // Акустический журнал. 2015а. Т. 61. № 5. С. 622–630.

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Исследование временных изменений структурных характеристик разрушающихся образцов по данным наблюдений акустической эмиссии // Уральский геофизический вестник. 2015б. № 1. С. 15–23.

Грешников В. А., Дробот Ю.Б. Акустическая эмиссия. М.: Издательство стандартов. 1976. 272 с.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 736 с.

Регель В.Р., Слуцкер А.Н., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.

Griffith A.A. The phenomenon of rupture and flow in solids // Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. A. 1920. 221. P. 163–198.

Niccolini G., Schiavi A., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuello A. Scaling in temporal occurrence of quasi-rigid body vibration pulses due to macro-fractures // Journals of the American Physical Society – Physical Review E. 2010. V. 82 (4). 046115. P. 1–5.

Schiavi A., Niccolini G., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuello A. Acoustic emissions at high and low frequencies during compression tests in brittle materials // Strain. 2011. V. 47 (Suppl.2), P. 105–110.

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ
ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ И ПЕРСПЕКТИВЕ ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
В ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКЕ**

Вишнев В.С., Дьяконова А.Г., Астафьев П.Ф., Сурина О.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Замечено, что локальные проводящие объекты должны выделяться на профильных распределениях аномальной части вертикальной составляющей геомагнитных вариаций знакопеременными экстремумами, а геологические тела, находящиеся в стороне от исследуемого объекта, – создавать индивидуальный однополярный фон. Установлено, что практическое использование эффекта разной полярности аномальных значений вертикальной составляющей геомагнитных вариаций в пунктах, расположенных по обе стороны от проекции изучаемого геологического проводника на дневную поверхность, может приводить к положительным результатам.

Геомагнитные вариации, вертикальная составляющая, аномалия, кривая, поле.

**ONE FEATURE OF THE VERTICAL COMPONENT OF
GEOMAGNETIC VARIATIONS AND PERSPECTIVE OF ITS USE
IN ELECTRICAL PROSPECTING**

Vishnev V.S., Dyakonova A.G., Astafiev P.F., Surina O.V. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. It is noticed that local conducting objects must be distinguished on profile distributions of anomalous vertical component of geomagnetic variations by alternating extremes, and geological bodies located aside from the prospected object – to create an individual unidirectional background. It is established that practical use of different polarity effect of anomalous values of a vertical component of geomagnetic variations in points placed astride the projection of the studied geological conductor to a day surface can bring positive results.

Geomagnetic variations, vertical component, anomaly, curve, field.

Введение

Из общих физических соображений вытекает: вертикальная составляющая переменного магнитного поля избыточных токов любого, например, линейного проводника, находящегося в земных слоях, в точках по обе стороны от его проекции на дневную поверхность имеет разные арифметические знаки. В точках же, расположенных по одну сторону – ее арифметические знаки совпадают. Следовательно, если какое-либо локальное проводящее геологическое тело оказалось между двумя смежными пикетами профиля наблюдения, в частности, с номерами 1 и 2, то разность $H_{z1} - H_{z2} = \Delta H_z$ будет содержать увеличенное аномальное значение поля токов этого объекта и уменьшенные вклады полей всех остальных источников. Причем аномальные части далеких возбудителей H_z , создающие региональный фон, и первичные части ее амплитуд сильно ослабятся.

Ниже рассматриваются приемы, позволяющие использовать упомянутую особенность вертикальной составляющей геомагнитных вариаций при изучении изменений электрических свойств земной коры в различных направлениях.

Некоторое теоретическое обоснование предлагаемых методических приемов

Для выяснения, как применять данные измерения H_z -составляющей естественного поля при изучении неоднородностей геоэлектрического разреза, был выполнен небольшой объем математического моделирования. Рассчитывалось распределение H_z E -поляризованного магнитотеллурического поля над двухслойной горизонтально-неоднородной средой с косинусоидальной формой поверхности двумерного изолирующего основания (рис. 1г).

Использовалась приближенная формула, приведенная в работе (Обухов, 1969):

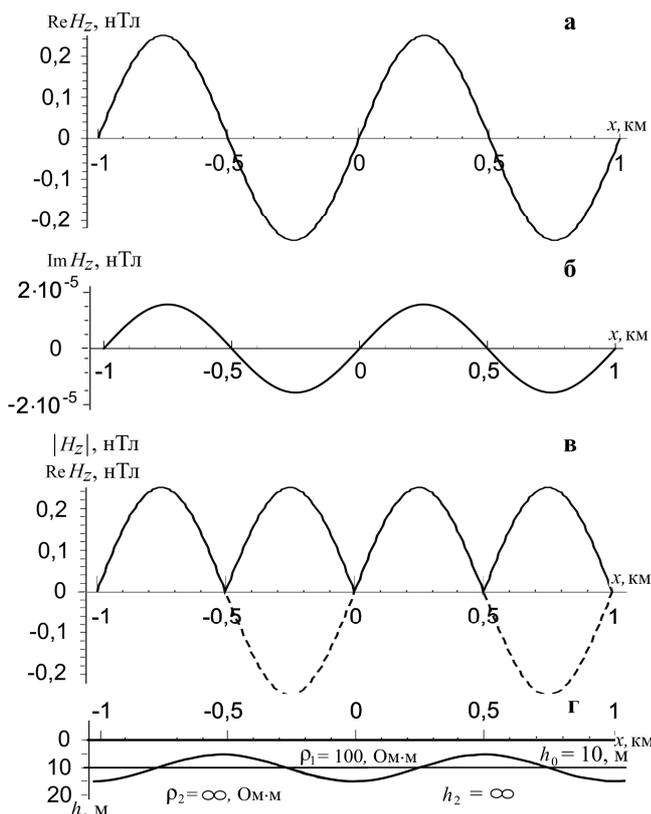


Рис. 1. Результаты расчетов вертикальной составляющей геомагнитных вариаций: а – реальная, б – мнимая, в – модуль и реальная часть H_z , г – модель геоэлектрического разреза

$H_z(x, 0) = -H_{x0}(0) \{ (\delta_0/h_0) [(\alpha \cdot h_0 \cdot \sin(\alpha \cdot x)) / (k^2 \cdot h_0 - 2\alpha) h_0] \}$, при $|k \cdot h_0| \ll 1$, $|\alpha h_0| \ll 1$, где $H_{x0}(0)$ – интенсивность H_x -составляющей геомагнитной вариации; δ_0 , L и α – соответственно, амплитуда, период и пространственная частота косинусоидальной структуры его изолирующего основания, $\alpha = 2\pi/L$; h_0 – глубина залегания средней линии вертикального сечения границы раздела слоев геоэлектрического разреза; k – волновое число, $k = (i\omega\mu_0\sigma)^{1/2}$, $\omega = 2\pi f$, $\sigma = 1/\rho$, ρ – удельное электрическое сопротивление горных пород, f – частота колебаний естественного поля.

Расчеты производились на ПК *Intel Core 2 Quad* с применением системы компьютерной математики *Mathematica 7* для случая, когда ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $f = 1$ Гц, $\delta_0 = 5$ м, $L = 1000$ м, $h_0 = 10$ м, $H_{x0}(0) = \text{const} = 1$ нТл, мощность первого слоя $h_1 = h_0 + \delta_0 \cdot \cos(\alpha \cdot x)$, $\rho_1 = 100$ Ом·м, $h_2 = \infty$, $\rho_2 = \infty$). Результаты расчетов изображены на рис. 1. При частотах ниже 1 Гц, которые

чаще всего и используют в магнитотеллурических методах геофизической разведки, H_z -составляющая E -поляризованного поля обусловлена, в основном, реальной частью (рис. 1а). С ней в дальнейшем и будем работать, прибавив к ее значениям некую константу, имитирующую фоновую часть вариаций (рис. 2а), считая, что фон образован аномальными эффектами далеких геоэлектрических неоднородностей.

Разобьем профиль $Re H_z$ (см. рис. 2а) на серию равных отрезков Δx . Вычислим полуразности значений H_z (где $H_z = Re H_z$), соответствующих началу и концу каждого отрезка, и присвоим эти полуразности серединам отрезков. Получим новые кривые,

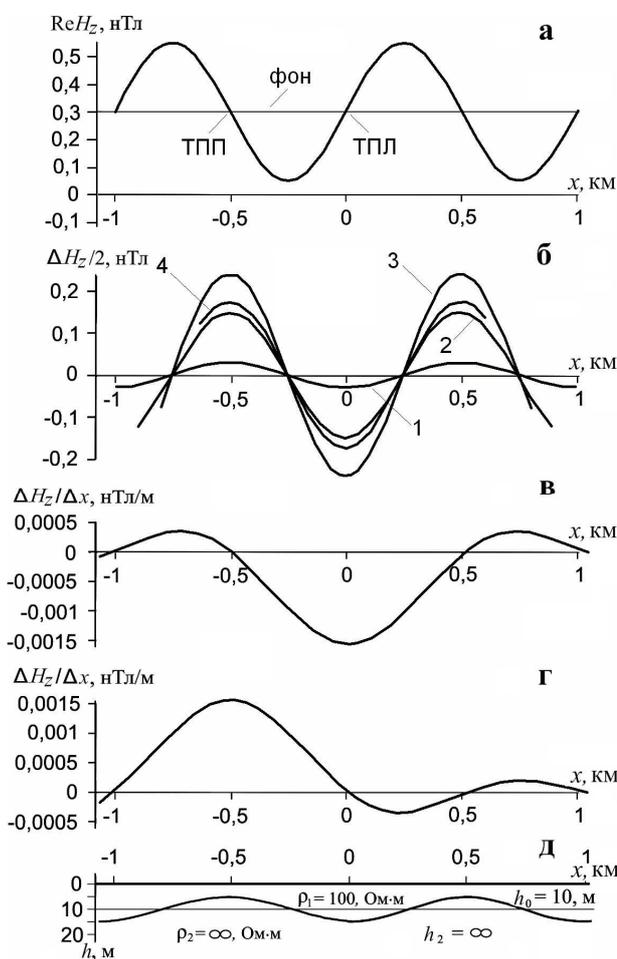


Рис. 2. Результаты трансформации профильного распределения величины $H_z = Re H_z$:

а – расчетная кривая $Re H_z$ с добавлением регионального фона (ТПП, ТПЛ – точки перегиба, соответственно, правая и левая); б – кривые $\Delta H_z / 2$ при: 1 – $\Delta x = 40$ м, 2 – $\Delta x = 200$ м, 3 – $\Delta x = 400$ м, 4 – $\Delta x = 600$ м; в, г – кривые $\Delta H_z / \Delta x$; д – геоэлектрический разрез

отличающиеся от исходной кривой амплитудами и общим сдвигом по оси x (рис. 2б). Действительно, если на исходной кривой положительные и отрицательные отклонения кровли изолирующего основания геоэлектрического разреза от горизонтальной плоскости отмечаются знакопеременными аномалиями (см. рис. 2а), то на трансформированных кривых – экстремумами (см. рис. 2б, шифр 1–4). Причем, при увеличении Δx модули экстремумов сначала растут (кривые 1–3), потом начинают уменьшаться (кривая 4). Это, очевидно, говорит о том, что функция $\Delta H_z(x)/2 = (H_{z,\text{начальное}} - H_{z,\text{конечное}})/2$ обладает в какой-то степени зондирующим эффектом, так как изменение амплитуды $\Delta H_z/2$ по мере увеличения Δx можно логически связать с ростом, а затем уменьшением, вкладов токов, текущих в изучаемой геоэлектрической неоднородности, в значения ΔH_z .

Кроме того, функция $\Delta H_z(x)/2$ обладает, вероятно, еще и избирательностью. Ибо ее экстремумы (см. рис. 2б) соответствуют положительным и отрицательным структурам изолирующего основания земной модели (рис. 2д), а региональный фон кривой $\text{Re}H_z$ (см. рис. 2а) на распределениях $\Delta H_z(x)/2$ (см. рис. 2б) фактически отсутствует.

Селективная способность профилейных распределений $\Delta H_z(x)$ проявляется еще заметнее, если произвести следующие операции: 1. Выбрать на исследуемом отрезке кривой рис. 2а точку перегиба, например, ТПЛ – точка перегиба левая. 2. Отложить от нее по оси x в ту и другую сторону малые отрезки $\Delta x/2$ и снять ординаты $\text{Re}H_z$, соответствующие началу и концу Δx . 3. Вычислить разность между их величинами, разделить ее на Δx и присвоить значение $\Delta H_z/\Delta x = (H_{z,\text{начальное}} - H_{z,\text{конечное}})/\Delta x$ началу и концу Δx . 4. Увеличивая $\Delta x/2$, повторить действия пунктов 2 и 3 до тех пор, пока справа или слева не закончится профиль наблюдения. В результате получим кривую рис. 2в. Ее наибольший отрицательный экстремум оказался расположенным только над частью косинусоидального изолирующего основания, соответствующей его погружению и ограниченной од-

ним периодом косинусоиды. Эффекты же от остальных аномальных изменений геоэлектрического разреза заметно подавились. Если воспользоваться точкой перегиба ТПП, то на кривой $\Delta H_z/\Delta x$ появится положительный максимальный экстремум (рис. 2г), расположенный над поднятием второго слоя модели земных недр, изображенной на рис. 2д, т. е. избирательная способность $\Delta H_z/\Delta x$ подтвердится.

Таким образом, с теоретической точки зрения применение обсуждаемого свойства H_z -составляющей геомагнитных вариаций в электроразведке должно быть полезным. Посмотрим, как это может реализовываться на практическом материале.

Пример использования профильного распределения вертикальной составляющей геомагнитных вариаций для изучения геоэлектрического разреза

Измерения магнитотеллурического поля производились на профиле, проходящем по Юго-Коневской мегантиклинали, являющейся крайней восточной структурой Коневского антиклинория Восточно-Уральского поднятия земной коры (рис. 3, цветная вкладка). Мегантиклиналь слагают различные по физическим и морфологическим характеристикам нижнесилурийские породы. Вследствие погружения шарнира, в средней части она распадается на две сравнительно короткие антиклинали – Карасёвскую и Пороховскую, к которым приурочены одноименные с ними гранитовые массивы, сопровождающиеся мелкими сателлитами (Геология СССР, 1969).

Для производства полевых работ применялись электроразведочные станции МТЛ-71. Регистрировались, преимущественно, короткопериодические колебания естественного поля (КПК) в системе координат xuz (ось x – на магнитный север, z – по вертикали вниз).

При обработке полевых материалов определялись амплитуды, периоды и фазы E_x , E_y , H_x , H_y и H_z -составляющих отдельных вариаций. Оказалось, что значения E_y у большинства КПК в исследуемых точках гораздо больше, чем E_x , а импульсы H_z и H_x у таких колебаний с точностью до ариф-

метического знака совпадают. Так как их сдвиги от импульса к импульсу были незначительными, то в качестве нормирующего множителя амплитудных значений H_z использованы обратные значения H_x , зарегистрированные на тех же точках синхронно с H_z .

Кривая распределения величины H_z/H_x изображена на рис. 4а. Полевой материал для ее построения был получен во время проведения экспериментов по изучению структурных особенностей магнитотеллурического поля (Владимиров и др., 1975; Краснобаева и др., 1976) и производства глубинных магнитотеллурических зондирований (Дьяконова и др., 2014). Эти работы отличались довольно большой продолжительностью регистрации геомагнитных вариаций на отдельной точке, но недостаточно густой сетью наблюдений. Данные промежуточных пунктов определены позднее с помощью интерполяции, поэтому сведения о геоэлектрическом разрезе, получаемые при интерпретации такой кривой, не могут быть в полной мере убедительными. Они, вероятно, годятся только для общих представлений об особенностях исследуемого массива горных пород. Однако для демонстрации эффективности одного из выше приведенных методических приемов указанное распределение, надо полагать, вполне пригодно. Воспользуемся этим.

Рассматривая рис. 4а, не трудно заметить, что на изучаемом участке кривая H_z/H_x имеет два минимума и три максимума, но нигде не переходит через нуль. Экстремумы, без сомнения, обусловлены какими-то особенностями геоэлектрического разреза, находящимися на разных глубинах, а положительный уровень всей кривой – полями прочих источников. Чтобы избавиться от этого уровня, разобьем профиль наблюдения на равные отрезки (Δx). Вычислим разности значений H_z/H_x , соответствующих началу и концу каждого отрезка. Разделим их на два и припишем результаты деления средним точкам отрезков. Получим кривую $(H_z/H_x)_a$ (рис. 4б), обусловленную (в первом приближении) толь-

ко теми токами в земле, которые возбуждаются в секторах, опирающихся на упомянутые отрезки.

Анализируя ее, видим: там, где были экстремумы исходной кривой, новая кривая переходит через нуль, а точки перегиба преобразуются в экстремумы. В результате становится еще очевиднее, что на исследуемом участке вблизи дневной поверхности присутствуют две мощные проводящие зоны, отмечаемые на исходной кривой знакопеременными (если снять

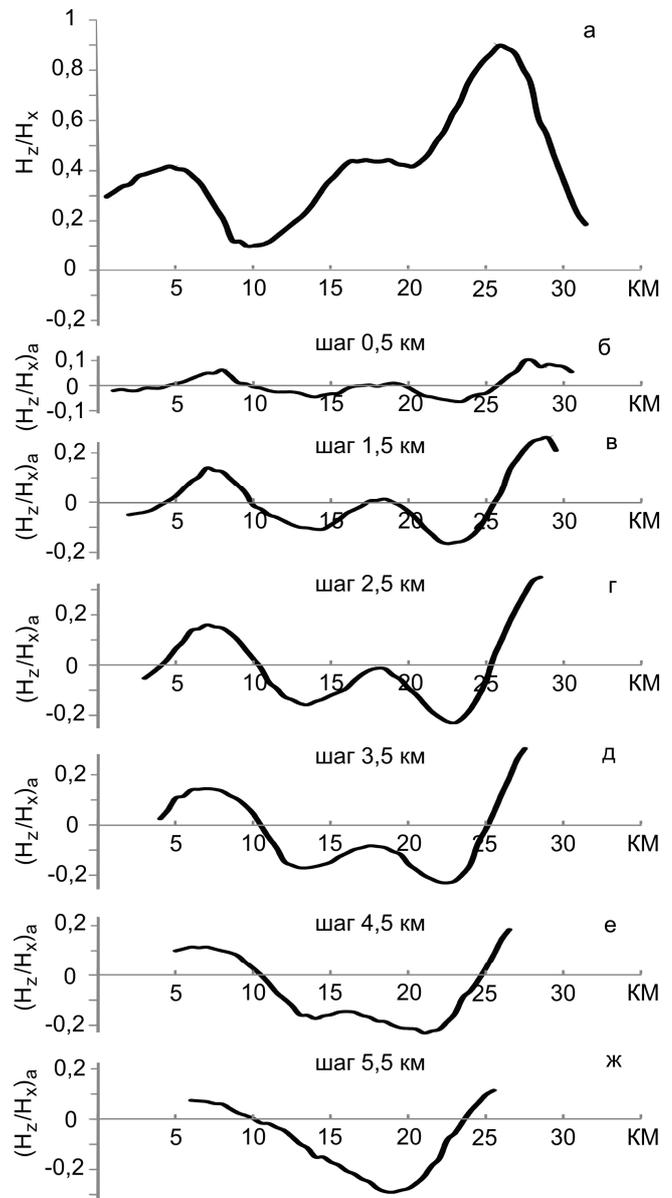


Рис. 4. Результаты полевых и камеральных работ: а – исходная кривая H_z/H_x ; б, в, г, д, е, ж – трансформированные кривые $(H_z/H_x)_a$, соответственно, при шаге разбиения профиля наблюдения Δx – 0,5; 1,5; 2,5; 3,5; 4,5; 5,5 км

региональный фон), на трансформированной кривой – однополярными аномалиями.

Однако не ясно, как они располагаются на глубине. Увеличивая шаг разбиения профиля наблюдения (Δx) и повторяя упомянутую процедуру, будем иметь кривые $(H_z/H_x)_a$ (рис. 4в–4ж), которые свидетельствуют, что обе аномальные зоны проводимости продолжают внутри земной коры и где-то на глубинах, вероятно, меньших, чем $\Delta x = 5,5$ км, сливаются в третью, не менее проводящую, зону.

Сопоставление полученных результатов с геологической и структурно-геологической картами Урала показывает, что глубинную часть аномалии электропроводности можно отождествить с зоной разделения Юго-Коневской мегантиклинали на Карасёвскую и Пороховскую антиклинали, а поверхностные части – с поймами рек Топка и Синара (см. рис. 3, цветная вкладка). При этом граница между Пороховской и Карасёвской антиклиналями, судя по интенсивности аномалии H_z , возможно, идет по мощному тектоническому разлому.

Обсуждение результатов

Применяя рассматриваемое свойство вертикальной составляющей геомагнитных вариаций к распределению отношения H_z/H_x , изображенному на рис. 4а, удалось (частично) избавиться от его регионального фона и, в какой-то степени, разделить аномальные эффекты, создаваемые тремя проводящими телами.

Действительно, кривые 4б–4д отражают различные срезы двух верхних проводящих тел, а кривая 4ж – только одно глубоко залегающее тело. Кривая же 4е сигнализирует о тенденции слияния выделенных аномальных объектов, так как ее отрицательные экстремумы располагаются ближе друг к другу, чем на кривой 4д и еще ближе, чем на кривых 4г–4в. То есть с увеличением Δx , а значит и повышением толщины слоя горных пород, который характеризует каждая последующая кривая $(H_z/H_x)_a$, их экстремумы стремятся к со-

вмещению. Но как определить точную глубину слияния этих аномальных объектов и другие параметры геоэлектрического разреза, используя H_z -составляющую геомагнитных вариаций, пока неизвестно. Отсутствуют соответствующие методические разработки.

Заключение

Сделанные предположения о геоэлектрических особенностях изучаемого участка Уральского региона, безусловно, предварительные и требуют дальнейшего подтверждения. Однако свойство разной полярности аномальных значений вертикальной составляющей геомагнитных вариаций в пунктах, находящихся по обе стороны от проекции геологического проводника на дневную поверхность, реально и его использование в геофизической разведке может приводить к положительным результатам. Но для эффективного применения этого свойства H_z -составляющей короткопериодических и других колебаний магнитотеллурического поля необходимо выполнить некоторые дополнительные теоретические и экспериментальные исследования.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОНЗ РАН № 7 (№ 15-18-5-54).

Литература

- Владимиров Н.П., Краснобаева А.Г., Вишнев В.С., Астафьев П.Ф. Особенности естественного электромагнитного поля на Коневско-Карасёвском гранитном массиве // Электроразведка в области скважин. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1975. С. 142–150.
- Геологическая карта Урала масштаб 1:500000, лист 18 / Гл. ред. И.Д. Соболев. М., 1979. 24 листа.
- Геология СССР. М.: Недра, 1969. Т. XII. Ч. 1. Кн. 2. 302 с.
- Дьяконова А.Г., Сурина О.В., Вишнев В.С., Коноплин А.Д., Астафьев П.Ф. Геоэлектрическое строение земной коры и верхней мантии Среднего Зауралья // Литосфера. 2014. № 1. С. 3–12.
- Краснобаева А.Г., Владимиров Н.П., Вишнев В.С., Астафьев П.Ф. Результаты синхронных наблюдений вариаций естествен-

ного электромагнитного поля на Кокчетавской древней глыбе и на Среднем Урале // Структура и развитие земной коры и структур рудных полей Урала по геофизическим данным. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1976. С. 101–106.

Обухов Г.Г. Приближенные способы исследования магнитно-теллурического поля в горизонтально-неоднородных средах // Магнитно-теллурические методы изучения строения земной коры и верхней мантии. М.: Наука, 1969. С. 9–88.

ОТРАЖЕНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ В ПОЛЕ ОБЪЕМНОЙ АКТИВНОСТИ РАДОНА

Козлова И.А., Юрков А.К. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В статье рассмотрены некоторые закономерности отражения сейсмических событий (горные удары и землетрясения) в поле объемной активности радона, одним из объяснений которых является выделение сорбированного радона со стенок порового пространства под воздействием упругих колебаний. Приведена расчетная модель «возможных» максимальных величин аномалии объемной активности радона.

Радон, сейсмические события, сорбция, геологическая среда.

REFLECTION CONSECUTIVE SEISMIC EVENTS IN THE FIELD OF RADON VOLUME ACTIVITY

Kozlova I.A., Yurkov A.K. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. In article some regularities of reflection of seismic events (mountain blows and earthquakes) in the field of volume activity of radon are considered. One of explanations which release of sorbed radon from pore space walls as a result of elastic fluctuations is. The calculated model of the "possible" anomalies maximum values of volume activity of radon.

Radon, seismic events, sorption, geological environment.

Введение

При изучении короткопериодных изменений геодинамической обстановки достаточно широко используются измерения вариаций объемной активности почвенного радона (ОАР) (Уломов и др., 1967; King, 1980; Dubinchuki et al., 1991; Zhang et al., 1994; Wakita et al., 1995; Булашевич и др., 1996; Фирстов, Рудаков, 2003). Выбор радона обусловлен рядом присущих ему преимуществ: коротким временем жизни, что исключает «накопительный» эффект; простотой измерений объемной активности и ее зависимостью от диффузионных характеристик среды, определяемых пористостью и проницаемостью. Последние, как известно, зависят от напряженно-деформированного состояния среды. Исследования последних лет показали, что для объяснения наблюдаемых вариаций радона в ряде случаев приходится учитывать вклад сорбированного радона в измеряемую ОАР. Лабораторные и натурные эксперименты показали, что часть сорбированного радона может десорбироваться со стенок пор и трещин под воздействием упругих колебаний, переходя в свободное состояние (Уткин и др., 2008). Лабораторные эксперименты по изучению формы находде-

ния радона в поровом пространстве показали, что при изменении температуры происходят процессы сорбции-десорбции радона со стенок пор и трещин образцов глины и гранита (Козлова и др., 2012). К настоящему времени все еще нет полной уверенности в реальности механизма увеличения уровня измеряемой объемной активности радона за счет сорбированного. Выполненный в настоящей статье анализ экспериментальных данных, полученных при мониторинге напряженно-деформированного состояния верхней части земной коры, свидетельствует о вкладе сорбированного радона в измеренную величину ОАР.

Экспериментальные исследования

При непрерывном мониторинге напряженно-деформированного состояния верхней части земной коры на основе измерений объемной активности радона, было отмечено, что если горные удары или землетрясения происходят достаточно часто, то иногда амплитуда ОАР каждого последующего события может уменьшаться. При проведении работ по изучению горных ударов на шахтах СУБРа впервые был зафиксирован эффект снижения амплитуды объемной активности радона (рис. 1) (Булашевич и др., 1996).

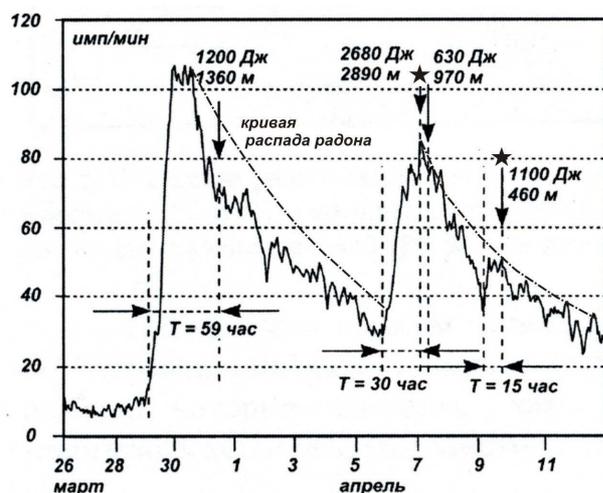


Рис. 1. Изменение объемной активности радона на шахте № 15 Северо-Уральского бокситового района (стрелками отмечены времена проявления горных ударов, звездочками — «возможное» максимальное значение аномалии объемной активности радона)

Причинами, вызывающими вариации объемной активности почвенного радона, могут быть изменение диффузионных характеристик (пористости и проницаемости) среды и/или изменение количества сорбированного радона, выделившегося под воздействием упругих колебаний в зоне расположения детектора. В случае изменения диффузионных характеристик среды, за счет увеличения ее проницаемости, более логичным было бы увеличение объемной активности радона при более сильных и близких событиях, так как они оказывают более мощное воздействие на геологическую среду.

Но на рис. 1 видно, что картина противоположная — в случае, когда более мощные и близкие события следуют с небольшим промежутком времени друг за другом, происходит уменьшение уровня объемной активности радона. Для сравнения разномасштабных горных ударов было использовано отношение энергии горного удара к расстоянию до гипоцентра, т. к. используемый при определении магнитуды землетрясений алгоритм пересчета энергии в магнитуду, на наш взгляд, не совсем правомочен из-за некорректности применения для горных ударов, используемых в формуле коэффициентов. Так, для серии сле-

дующих друг за другом горных ударов, отношение энергии к расстоянию до гипоцентра равно соответственно 0,88; 0,99 и 2,39. В то же время как изменение амплитуды объемной активности радона (ОАР) для этих событий имеет обратную зависимость.

Вероятным объяснением такого снижения может быть следующее. Накопленный за предыдущее время на поверхностях порового пространства радон частично выделился в свободную форму при первом горном ударе за счет его десорбции под воздействием упругих колебаний. Следует помнить, что свободный радон, находящийся в поровом пространстве, определяет фоновый уровень значений ОАР. Для компенсации убыли радона или его накопления до равновесного значения перед вторым горным ударом было недостаточно времени, т. к. равновесие между содержанием радия в кристаллической решетке и радоном в поровом пространстве наступает примерно через 24–28 дней. Поэтому в среде, где расположен детектор радона, было недостаточно сорбированного на стенках пор и трещин радона, чтобы обеспечить адекватный отклик на более мощное или более близкое событие, хотя оно сопровождается более сильной генерацией упругих колебаний.

В случае полной десорбции радона с поверхностей порового пространства при предыдущем событии и времени достаточным для установления равновесия между радием и радоном до следующего события, рассчитанная величина ОАР последующего события должна быть близкой максимальной амплитуде предыдущего.

Проверкой данного предположения может выступать расчетная модель:

$$A_B = A_\phi + (A_p - A_\phi) \times (1/1 - e^{-\lambda t}), \quad (1)$$

где A_B — «возможная» величина ОАР; A_ϕ — фоновая величина ОАР; A_p — регистрируемая величина ОАР; λ — постоянная распада радона ($0,181 \text{ сутки}^{-1}$); t — время накопления радона с момента предыдущего горного удара.

Зная промежуток времени между следующими друг за другом событиями, мож-

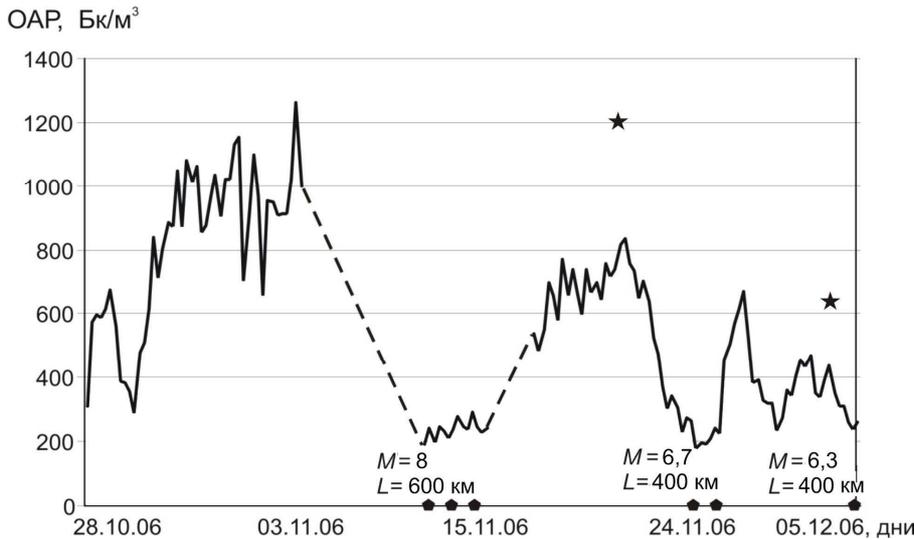


Рис. 2. Изменения объемной активности радона на станции Южно-Курильск (точками указаны сейсмические события, звездочками – «возможное» максимальное значение аномалии объемной активности радона)

но рассчитать «возможную» максимальную величину аномалии ОАР последующего события, при условии достаточного времени для накопления радона до равновесного значения. В случае полной десорбции радона с поверхностей порового пространства при предыдущем событии, рассчитанная «возможная» максимальная величина аномалии ОАР последующего события должна быть близкой максимальной амплитуде предыдущего. Для горных ударов величина ОАР приведена в условных величинах – имп/мин, без пересчета в Бк/м³. Таким образом, «возможная» максимальная величина аномалии ОАР для горного удара 07.04.93–105 имп/мин, что соответствует величине ОАР для горного удара 31.03.93. «Возможная» максимальная величина аномалии ОАР для горного удара 10.04.93 – 80 имп/мин, что также соответствует величине ОАР предыдущего горного удара (07.04.93). Необходимо отметить, что мониторинг объемной активности радона для горных ударов, представленных на рис. 1, проводился в квазидиффузионных условиях, поэтому кривая ОАР на спаде имеет плавный характер, в соответствии с законом радиоактивного распада. Уровень измеренной объемной активности радона ниже кривой распада, что может служить косвенным доказательством наличия обратной сорбции радона на стенках пор и трещин.

Изменение напряженно-деформированного состояния при подготовке текто-

нического землетрясения зависит от мощности готовящегося события и расстояния до эпицентра. При сравнении разномащштабных и разноудаленных сейсмических событий можно использовать, как было сказано выше, отношения магнитуды к логарифму эпицентрального расстояния («гидродинамический» критерий). Такой критерий успешно применяется при анализе тектонических землетрясений, отражающихся в гидродинамическом и температурных полях (Демежко и др., 2012).

На рис. 2 и 3 приведены результаты измерений объемной активности радона на Южно-Курильском геодинамическом полигоне. Измерения ОАР проводились в режиме вынужденной конвекции, за счет которого происходит быстрое удаление радона выделившегося в поровое пространство из зоны расположения детектора, и отмечается резким спадом аномалий ОАР на графиках.

На рис. 2 (Юрков и др., 2007) приведен фрагмент записи ОАР на станции Южно-Курильск (о. Кунашир) с 28.10.2006 г. по 05.12.2006 г. и тектонических событий.

«Гидродинамический» критерий для тектонических событий 15.11.06, 24.11.06 и 05.12.06 равен соответственно 2,92; 2,58 и 2,42. Амплитуды аномалий объемной активности радона для последующих событий после Симуширского землетрясения (15.11.2006) уменьшилось до 60 и 30 процентов соответственно. Хотя разница в отношениях магнитуды к логарифму рас-

стояния для тектонических событий 24.11.06 и 05.12.06 не превышает 6 %. Такое уменьшение амплитуды аномалий последующих событий удовлетворительно объясняется недостаточностью времени для достижения равновесия между содержанием радия в горной породе и содержанием радона в поровом пространстве. Выполненные расчеты по формуле (1) дали величины «возможных» максимальных аномалий ОАР для землетрясений 24.11.06 – 1200 Бк/м³ и 05.12.06 – 640 Бк/м³, что соответствует аномалиям предыдущих событий. Разрыв в записи был вызван техническими причинами, поэтому в расчетной модели были сделаны некоторые предположения. Для события 24.11.06 время рассчитывалось от 14.11.06, как для «дальнего» события (Булашевич и др., 1996). Расчет «возможной» максимальной величины аномалии ОАР для события 05.12.06 проводился с учетом предыдущей аномалии 28.11.06, магнитуда данного события меньше 4 (события, отвечающие данной аномалии в каталоге землетрясений не отмечено), а расстояние до эпицентра

сравнительно небольшое, иначе оно бы не отразилось в аномалии ОАР.

Подобная картина наблюдается и для событий, представленных на рис. 3. После тектонического события 02.02.13 с магнитудой 6,9, отразившегося в поле объемной активности радона величиной 4200 Бк/м³, следующее событие магнитудой 4,7, но более близкое, отметилось несколько меньшей амплитудой ОАР, хотя «гидродинамический» критерий (2,90) для события 09.02.13 больше, чем для землетрясения 02.02.13 (2,85). Более наглядно проявился эффект снижения амплитуды ОАР для события 16.02.13. Несмотря на то, что отношение магнитуды к логарифму расстояния близкое к предыдущим событиям (2,70), величина аномалии ОАР существенно меньше, составляет примерно 30 % от аномалий предыдущих событий. «Возможные» максимальные величины аномалии ОАР, рассчитанные по формуле (1), соответственно равны 5000 Бк/м³ (09.02.13) и 4850 Бк/м³ (16.02.13), что также соответствует величинам аномалий ОАР от предыдущих событий.

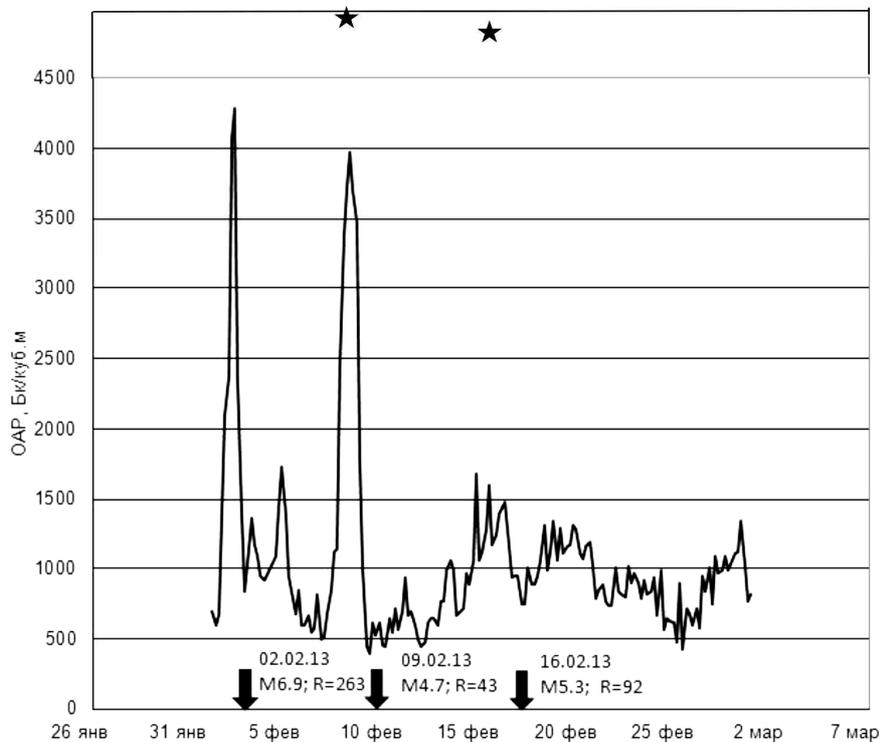


Рис. 3. Изменения объемной активности радона на станции Южно-Курильск (о. Кунашир) (стрелками указаны сейсмические события, звездочками – «возможное» максимальное значение аномалии объемной активности радона)

Выводы

Приведенные результаты отражения в поле радона последовательного ряда следующих друг за другом с небольшим временным интервалом сейсмических событий свидетельствуют о том, что наиболее вероятным механизмом, обеспечивающим повышение объемной активности радона, является его десорбция с поверхности порового пространства под воздействием упругих колебаний, возникающих при подготовке таких событий.

Уменьшение величины зарегистрированной аномалии ОАР для последующего события объясняется отсутствием равновесия между содержаниями радия в горной породе и радоном в трещинно-поровом пространстве из-за малого промежутка времени между тектоническими событиями. Выполненные расчеты «возможной» максимальной величины аномалии ОАР для последующих событий, при условии равновесия между радием и радоном, показали хорошие совпадения с величиной аномалии ОАР предыдущего события. Объяснением такого поведения объемной активности радона за счет изменения диффузионных характеристик среды не соответствует степени ее реакции на воздействие процессов подготовки сейсмических событий различного масштаба.

При изучении зависимости величины аномалии ОАР от энергетических и пространственных характеристик сейсмических событий необходимо учитывать убыль радона за счет предыдущего события, если они произошли с промежутком времени меньше времени установления радиоактивного равновесия.

Работа частично выполнена в рамках проекта № 15-2-5-32 Программы УрО РАН.

Литература

Булашевич Ю.П., Уткин В.И., Юрков А.К., Николаев В.В. Изменение концентрации радона в связи с горными ударами в глубоких шахтах // Доклады РАН. 1996. Т. 346. № 2. С. 245–248.
Демежко Д.Ю., Юрков А.К., Уткин В.И., Щапов В.А. Температурные изменения в скважине kun-1 (о. Кунашир), вызванные

землетрясением Тохоку (11.03.2011 $M = 9,0$) // Доклады РАН. 2012. Т. 445. № 2. С. 200–204.

Козлова И.А., Уткин В.И., Юрков А.К. Изменение эманулирующей способности образцов гранита и глины при нагревании до $450\text{ }^{\circ}\text{C}$ // АНРИ. 2012. № 4. С. 66–70.

Уломов В.И., Мавашев Б.З. О предвестнике сильного тектонического землетрясения // ДАН СССР. 1967. Т. 176. № 2. С. 319–329.

Уткин В.И., Юрков А.К., Козлова И.А. Выделение радона из горных пород при воздействии на них упругих колебаний различного диапазона // Геофизика XXI столетия. Сборник трудов Девярых геофизических чтений им. В.В. Федынского: Тверь: ГЕРС, 2008. С. 317–320.

Фирстов П.П., Рудаков В.П. Результаты регистрации подпочвенного радона в 1997–2000 гг. на Петропавловск-Камчатском геодинамическом полигоне // Вулканология и сейсмология. 2003. № 1. С. 26–41.

Юрков А.К., Уткин В.И., Рыбин А.В., Демежко Д.Ю., Муравьев Л.А., Козлова И.А., Жарков Р.В. Отражение Курильских землетрясений 2006 года в радоновом и гидродинамическом полях на острове Кунашир // Глубинное строение. Геодинамика. Тепловое поле Земли. Интерпретация геофизических полей: Мат-лы Четвертых научных чтений памяти Ю.П. Булашевича. Екатеринбург, 2007. С. 129–131.

Dubinshuk V.T. Radon as a precursor of earthquakes // Isotopic geochemical precursors of earthquakes and volcanic eruption. Vienna. 1991. P. 37–42.

King C.-Y. Episodic radon changes in subsurface soil gas along active faults and possible relation to earthquakes // JGR. 1980. V. 85. P. 3065–3078.

Wakita H. Thermal and Hydrological signatures related to seismic events in Japan // Short term thermal and hydrological signatures related to tectonic activities. Workshop Walferdange 15–17 Nov. 1995. P. 49–64.

Zhang W., Shi Y., Zhang P. A New study item of earthquake precursors: The Escaping Gas Rn in Groundwater // Earthquakes Research in China 1994. V. 8. № 1. P. 123–127.

ИНДУКЦИОННЫЙ КАРОТАЖ СКВАЖИН С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПРОВОДЯЩЕЙ ПРОМЫВОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

Ратушняк А.Н., Байдинов С.В. – Институт геофизики, Екатеринбург
Теплухин В.К. – ООО «ПетроТул», г. Октябрьский, Башкортостан

Аннотация. Приведено полное решение задачи о гармоническом электромагнитном поле магнитного диполя в цилиндрически-слоистой среде с проводящим S -слоем. Изучена информативность измеряемых активной и реактивной компонент магнитного поля при определении удельного сопротивления среды. Исследовано влияние на измеряемое магнитное поле индуцированных токов в окружающей проводящей среде от непроводящего пространства скважины и проводящего слоя промывочной жидкости. Показано, что влияние сред с другими проводящими свойствами, являющихся мешающими факторами, требуют обязательного учета при интерпретации данных каротажа или специальных технологических средств уменьшения их вклада.

Гармоническое электромагнитное поле, S -слой, индукционные методы каротажа скважин.

INDUCTION LOGGING IN VIEW OF INFLUENCE CONDUCTIVE WASHING LIQUID

Ratushniak A.N., Baydikov S.V. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg
Tepluhin V.K. – "PetroTul" LLC, Oktyabrsky, Bashkortostan

Abstract. We give a complete solution to the problem of harmonic electromagnetic field of a magnetic dipole in a cylindrical-layered medium with conductive S -layer. Studied the information content of the measured active and reactive components of the magnetic field for determining the resistivity of the environment. The contribution to the measured magnetic field induced currents in the conductive medium surrounding the non-conductive space between the well and the conducting layer of washing liquid. It is shown that the influence of media with other conductive properties that are hindering factors require that account when interpreting the data logging or special technological means of reducing their contribution.

Harmonic electromagnetic field, S -conductive layer, induction well logging methods.

Введение

Информация об электрических параметрах геологического разреза, получаемая с помощью методов электрического каротажа скважин, актуальна при изучении геологического строения месторождений, выделении пластов-коллекторов, определении характера их насыщения, оценки коллекторских свойств пород, подсчете запасов углеводородного сырья.

Задачами исследований методами индукционного каротажа, диэлектрического каротажа и ВИКИЗ являются уточнение положения горизонтальных границ различных пород и определение неоднородностей среды в радиальном направлении (зона проникновения фильтра бурового раствора в пласт, неизменная часть пласта) (Даев, 1974; Плюснин, 1968; Технология ... , 2000).

В настоящей работе изучено влияние на измеряемое магнитное поле в индукци-

онных методах каротажа скважин от слоя промывочной жидкости, аппроксимируемой проводящим цилиндрическим S -слоем.

Физико-геометрическая модель среды

Физико-геометрическая модель среды (рис. 1), неоднородная по удельной электрической проводимости, включает: скважину радиуса a , скважинный снаряд с удельной электропроводностью σ_1 ; вмещающие породы с удельной электропроводностью σ_2 ; магнитный диполь с моментом вдоль оси Z скважины $M_z^* = JS$ (где J – сила тока, S – площадь витка); промывочную жидкость с удельной электропроводностью σ_c в виде цилиндрического слоя толщиной h , заполняющего пространство между снарядом и стенкой скважины. Слой промывочной жидкости, обладающий пониженным удельным электрическим сопротивлением и заполняющей пространство между снарядом и породами, аппроксимируем S -слоем с продольной

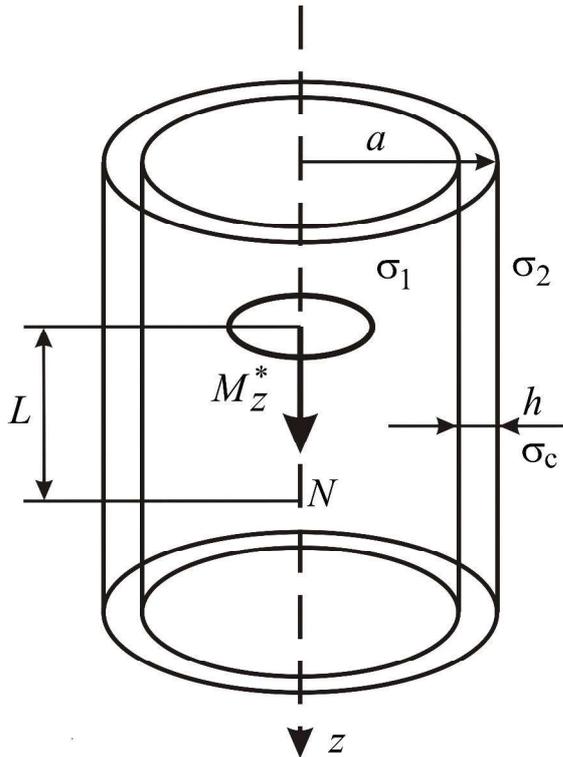


Рис. 1. Модель среды, S-слоя и установки индукционного каротажа

проводимостью $S = \sigma_c \cdot h = \text{const}$ при $\sigma_c \rightarrow \infty$, $h \rightarrow 0$ в виде тонкого цилиндра радиуса a , находящегося на границе сред с удельными электропроводностями σ_1 и σ_2 .

Электромагнитное поле магнитного диполя в цилиндрически-симметричной неоднородной среде

Для определения удельного электрического сопротивления горных пород, окружающих скважину, определим магнитное поле, создаваемое гармоническим током магнитного диполя с моментом, направленным по оси скважины Z в цилиндрически-симметричной неоднородной среде.

Для магнитного диполя векторы напряженности электромагнитного поля можно выразить через вектор-потенциал магнитного типа, удовлетворяющий в кусочно-однородной среде в точках вне источников волновому уравнению Гельмгольца (Бурсиан, 1972; Краев, 1965)

$$\Delta \mathbf{A}_i^* = k_i^2 \mathbf{A}_i^*, \tag{1}$$

где $k_i = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma_i}$ – волновое число среды удельной электропроводностью σ_i , с фор-

мулами связи с напряженностями электромагнитного поля вида

$$\mathbf{E}_i = \text{rot} \mathbf{A}_i^*, \quad \mathbf{H}_i = -\frac{1}{j\omega\mu_0} (\text{grad div} \mathbf{A}_i^* - k_i^2 \mathbf{A}_i^*). \tag{2}$$

Для решения уравнения (1) в цилиндрической системе координат используется метод разделения переменных (Краев, 1965), показывающий, что в каждой из кусочно-однородных сред вектор-потенциал имеет две составляющие, одна из которых (в данной геометрии модели – осевая) направлена вдоль момента диполя A_z^* , вторая – ортогонально плоскости контакта неоднородных сред по оси r – A_r^* (радиальная). Азимутальная составляющая A_ϕ^* равна нулю ввиду цилиндрической симметрии. Введение ортогональной к контакту составляющей вектор-потенциала магнитного типа A_r^* отражает перераспределение плотности тока в каждой из сред (Бурсиан, 1972).

В работе (Никитина, 1960), послужившей основой для дальнейших теоретических исследований (Даев, 1974; Кауфман, 1965; Кудрявцев, 1960; Плюснин, 1968 и др.), приведено упрощенное решение задачи по определению магнитного поля на оси скважины, создаваемого гармоническим магнитным диполем, с использованием только осевых составляющих вектор-потенциала магнитного типа A_{z^*} .

Для цилиндрически-симметричной неоднородной проводящей среды с проводящим S-слоем на их границе и источника в виде магнитного диполя с моментом $M_z^* = JSn$ на оси z возьмем за основу решение уравнения (1) с составляющими вектор-потенциала в каждой из сред вида (Краев, 1965)

$$A_{1z}^* = -j\omega\mu_0 M_z^* \times \left\{ \frac{e^{-k_1 R}}{4\pi R} + \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \alpha_1 I_0(m_1 r) \cos \lambda z d\lambda \right\}; \tag{3}$$

$$A_{2z}^* = -j\omega\mu_0 M_z^* \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \alpha_2 K_0(m_2 r) \cos \lambda z d\lambda; \tag{4}$$

$$A_{1r}^* = -j\omega\mu_0 M_z^* \frac{1}{2\pi^2} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty \beta_1 I_1(m_1 r) \cos \lambda z d\lambda; \tag{5}$$

$$A_{2r}^* = -j\omega\mu_0 M_z^* \frac{1}{2\pi^2} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty \beta_2 [-K_1(m_2 r)] \cos \lambda z d\lambda, \quad (6)$$

где $m_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, I_0, I_1, K_0, K_1 – модифицированные функции Бесселя и Макдональда порядков 0 и 1 от комплексного аргумента $m_i r$.

Коэффициенты $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ в формулах (3)–(6) определяются с помощью выполнения граничных условий для составляющих электромагнитного поля, которые являются следствием уравнений непрерывности плотностей полных потоков электрического и магнитного поля $\text{div } \mathbf{i} = 0$, $\text{div } \mathbf{B} = 0$. Для S -слоя на границе сред с координатой $z = \text{const}$ граничные условия для тангенциальных составляющих напряженности магнитного поля имеют вид (Шейнманн, 1947)

$$\begin{aligned} H_{x1} - H_{x2} &= S \cdot E_{y1} = S \cdot E_{y2}, \\ H_{y1} - H_{y2} &= -S \cdot E_{x1} = -S \cdot E_{x2}. \end{aligned}$$

Переходя к граничным условиям для составляющих вектор-потенциала \mathbf{A}^* по формулам связи (2) для случая цилиндрической симметрии с S -слоем на расстоянии $r = a$ границы раздела сред σ_1 и σ_2 имеем

$$\begin{aligned} \sigma_1 A_{z1}^* - \sigma_2 A_{z2}^* &= -S \frac{\partial}{\partial r} A_{z1}^* = -S \frac{\partial}{\partial r} A_{z2}^*; \\ \text{div} A_1^* - \text{div} A_2^* &= -j\omega\mu_0 S A_{r1}^* = -j\omega\mu_0 S A_{r2}^*. \quad (7) \end{aligned}$$

Выполнив граничные условия (7), получим коэффициенты для составляющих вектор-потенциала (3)–(6) в каждой из сред

$$\alpha_1 = \{ \sigma_2 m_1 K_0(n_2) K_1(n_1) - \sigma_1 m_2 K_1(n_2) K_0(n_1) + m_1 m_2 S K_1(n_2) K_1(n_1) \} / \rho,$$

$$\beta_1 = K_1(n_2) \frac{\alpha_2 K_0(n_2) - \alpha_1 I_0(n_1) - K_0(n_1)}{G},$$

$$\beta_2 = -\beta_1 \frac{I_1(n_1)}{K_1(n_2)}, \quad \alpha_2 = \frac{\sigma_1}{a\rho},$$

$$\text{где } G = m_1 I_0(n_1) K_1(n_2) + m_2 I_1(n_1) K_0(n_2) + j\omega\mu_0 S I_1(n_1) K_1(n_2);$$

$$\rho = \sigma_2 m_1 I_1(n_1) K_0(n_2) + \sigma_1 m_2 I_0(n_1) K_1(n_2) + m_1 m_2 S I_1(n_1) K_1(n_2); \quad n_1 = m_1 a, \quad n_2 = m_2 a.$$

В случае $S = 0$ полученные коэффициенты аналогичны коэффициентам в решении задачи для контакта сред с различной удельной электропроводностью, получен-

ной в работе (Краев, 1965) и представляющем основной интерес при изучении влияния электропроводности вмещающих пород на измеряемое магнитное поле.

Частный случай $\sigma_1 = 0, m_1 = \lambda$ соответствует проведению измерений магнитного поля, когда в пространстве скважины находится скважинный прибор, являющийся диэлектриком.

Определяя осевую составляющую напряженности магнитного поля в пространстве скважины при $r = 0$ на расстоянии L (разнос) от диполя через составляющие вектор-потенциала A_{1r}^* и A_{1z}^* по формуле связи (2), получим

$$H_{z1} = H_{zp} + H_{zc} + H_{zw}, \quad (8)$$

где H_{zp} – магнитное поле магнитного диполя на оси z в однородной среде с удельной электропроводностью σ_1 ,

$$H_{zc} = -\frac{M_z^*}{2\pi^2} \int_0^\infty \lambda^2 \alpha_1 \cos \lambda z d\lambda;$$

$$H_{zw} = -\frac{M_z^*}{2\pi^2} \int_0^\infty \lambda^2 m_1 \beta_1 \cos \lambda z d\lambda.$$

В случае высокой продольной проводимости S -слоя рассматриваемая задача эквивалентна задаче о поле гармонического источника, расположенного в открытом волноводе цилиндрической формы (Даев, 1974; Краев, 1965). При $S \rightarrow \infty$ коэффициенты $\alpha_2 = \beta_2 = 0$, что означает отсутствие проникновения электромагнитного поля во вмещающие породы за проводящую плоскость (полное экранирование: составляющие вектор-потенциала $A_{2r}^* = 0, A_{2z}^* = 0$). В пространстве скважины коэффициент $\beta_1 = 0$, т. е. $A_{1r}^* = 0$ и электромагнитное поле будет зависеть только от радиуса S -слоя, частоты и проводимости среды, заполняющей скважину, т. е. описывает характеристики стоячей электромагнитной волны источника, образующейся в зоне, ограниченной радиусом S -слоя.

В практически важном частном случае реальной ситуации, когда в пространстве скважины находится скважинный прибор, являющийся диэлектриком, коэффициент $\alpha_1 = K_1(\lambda a) / I_1(\lambda a)$, поскольку $\sigma_1 = 0$ и $m_1 = \lambda$, а слагаемые в формуле (8) описывают со-

ответственно:

H_{zp} – первичное поле диполя в непроводящей среде (скважине);

H_{zc} – поле стоячей волны в скважине, не зависящее от частоты и проводимости пород;

$$H_{zw} = \frac{M_z^*}{2\pi^2 a} \int_0^\infty \frac{\lambda^2 K_1(ma)}{I_1(\lambda a) G} \cos \lambda L d\lambda, \quad (9)$$

где $m^2 = \lambda^2 + j\omega\mu_0\sigma$; $G = \lambda I_0(\lambda a) K_1(ma) + m K_0(ma) I_1(\lambda a) + j\omega\mu_0 S I_1(\lambda a) K_1(ma)$.

На постоянном токе множитель $G = 1/a$ и $H_{zp} = -H_{zc}$; $H_{z1} = H_{zw} = H_{zp}$.

Информацию об электропроводности вмещающих пород дает мнимая квадратура осевой составляющей магнитного поля $\text{Im } H_{z1}$, которая описывается слагаемым H_{zw} и определяется только радиальной составляющей вектор-потенциала A_{1r}^* . Последнее обстоятельство указывает на необходимость использования приведенного точного решения задачи с использованием двух составляющих вектор-потенциала \mathbf{A}^* в каждой из неоднородных сред.

Анализ магнитного поля магнитного диполя в среде с цилиндрическим S-слоем

Поскольку информацию об электропроводности среды дает мнимая квадратура осевой составляющей магнитного поля $\text{Im } H_{z1}$, расчеты проводились для слагаемого H_{zw} (9), представляющего собой несобственный интеграл от осциллирующей комплексной функции. Численное интегрирование с задаваемой относительной погрешностью проводилось методом Лонгмана (Longman, 1960) с удвоенной точностью представления величин, входящих в комплексную подынтегральную функцию. Интегрирование между нулями осциллирующей функции выполнялось методом Гаусса по 81 узлу с задаваемой относительной погрешностью вычислений.

На рис. 2 приведены результаты расчетов на оси скважины спектральных характеристик мнимой квадратуры магнитной индукции $B_z = 400\pi H_z$ [нТл] с единичным моментом магнитного диполя $M_z^* = 1 \text{ А}\cdot\text{м}^2$ при $\sigma_1 = 0$, $L = 1 \text{ м}$ и радиусе скважины

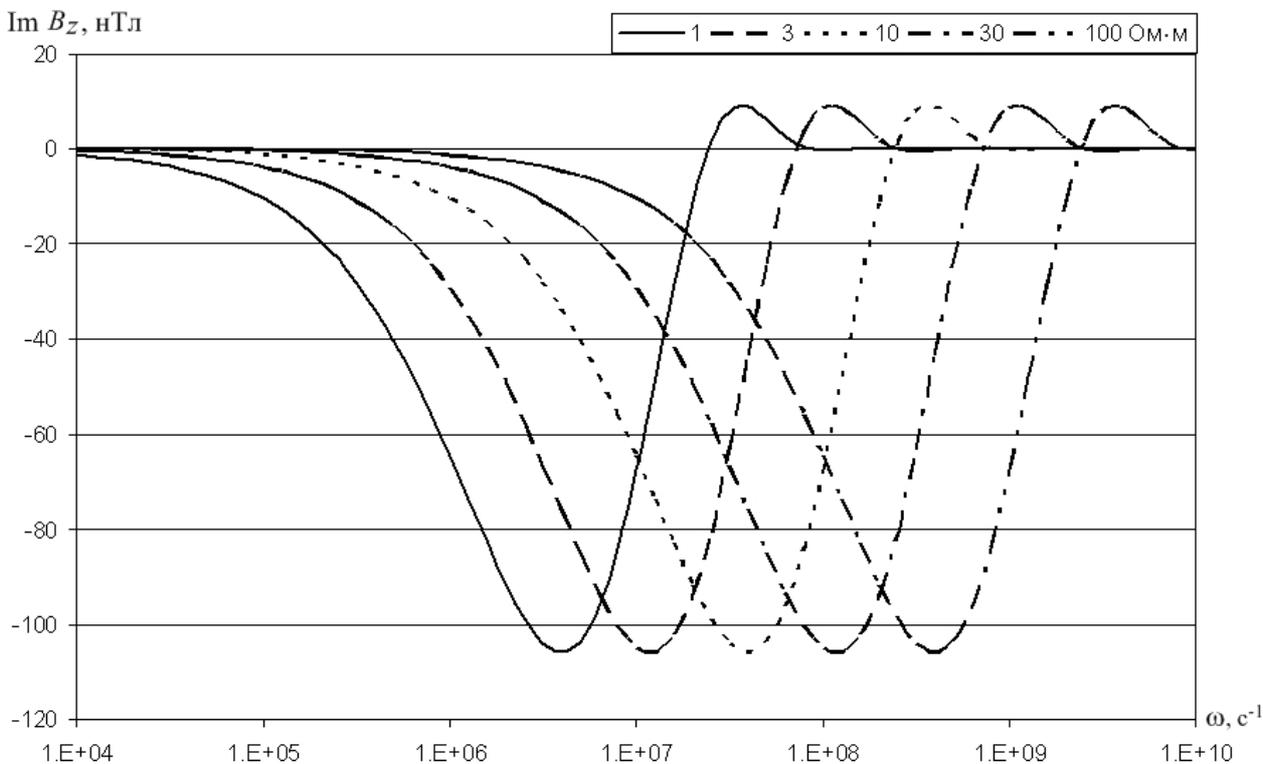


Рис. 2. Частотные кривые $\text{Im } B_z$, разнос $L = 1 \text{ м}$, радиус скважины $a = 0,075 \text{ м}$. Шифр кривых – ρ среды [Ом·м]

$a = 0,075$ м в зависимости от удельного сопротивления вмещающей среды без S -слоя ($S = 0$).

Информацию об электропроводности вмещающих пород дает мнимая квадратура осевой составляющей магнитного поля $\text{Im } B_z$, которая определяется только радиальной составляющей вектор-потенциала A_{1r}^* .

Квадратура $\text{Re } B_z$ изменяется от значения, равного B_z на постоянном токе, до нуля и в волновой зоне с ростом частоты осциллирует вблизи нуля.

Положение экстремума мнимой квадратуры осевой составляющей магнитного поля $\text{Im } B_z$ зависит от удельного сопротивления вмещающей среды и может служить характеристикой для ее определения по измерениям на спектре частот. Чем более проводящей является среда, тем ниже частоты, на которых в среде появляются вихревые токи индукции, с которыми связана мнимая часть магнитного поля.

Величину удельного сопротивления среды ρ можно определять по величине $\text{Im } h_z$ на фиксированной частоте. На низких частотах определение ρ среды имеет плохое разрешение для высоких значений удельного сопротивления, а на высоких частотах – для малых значений ρ среды. Для устранения этого недостатка можно использовать измерения на двух частотах или на двух разносах L .

Результаты расчетов показывают, что магнитное поле на оси скважины при малых соотношениях радиуса скважины к разносу a/L в точности соответствует расчетам поля диполя в безграничной среде. Влияние непроводящего объема скважины на магнитное поле при $a \ll L$ является несущественным, т. к. основная часть поля обусловлена вихревыми токами в окружающей проводящей среде, и величину удельного электрического сопротивления среды удобно определять по частоте, соответствующей минимуму $\text{Im } B_z$ в безграничной проводящей среде.

Для безразмерного вертикального магнитного числа соосного магнитного диполя в безграничной среде на полярной оси, выраженного через волновой параметр

среды ρ (Бурсиан, 1972)

$$h_z = 2\pi L^3 B_z / \mu_0 M_z^* = (1 + \sqrt{j\rho}) e^{-\sqrt{j\rho}},$$

где $\rho = \omega \mu_0 L^2 / \rho$.

Минимум $\text{Im } h_z = -0,5344$ соответствует волновому параметру $\rho = 4,93$, откуда следует формула для определения удельного сопротивления среды по частоте, соответствующей минимуму измеряемой квадратуры $\text{Im } B_z$: $\rho = 1,6 f L^2$ (f , МГц; L , м).

Увеличение разноса L от 1 до 2 м приводит к уменьшению амплитуды магнитного поля и смещению экстремальных величин $\text{Im } B_z$ в более низкочастотную область спектра, где улучшается возможность выполнения фазочувствительных измерений магнитного поля.

Влияние объема непроводящей среды, занятого скважиной, наблюдается при увеличении отношения a/L («короткий» зонд), которое заключается в смещении экстремумов $\text{Im } B_z$ по частоте в более высокочастотную область. Величина $\text{Im } B_z$ при этом увеличивается в L^3 раза. Для «коротких» зондов ($a \rightarrow L$) при определении ρ среды необходимо введение поправки за влияние непроводящего объема скважины «поправка за диаметр скважины». Для «длинных» зондов ($10 \cdot a \leq L$) при определении ρ среды введение поправки за диаметр скважины не требуется.

Влияние проводящего S -слоя

На рис. 3 приведены спектральные характеристики $\text{Im } B_z$ с теми же параметрами модели для S -слоя с продольной проводимостью $S = 0,01$ См ($h = 0,01$ м; $\sigma_c = 1$ См/м).

Как видно из сравнения рис. 2 и 3, введение проводящего S -слоя приводит к существенному искажению $\text{Im } B_z$ для высокоомной вмещающей среды $\rho > 10$ Ом·м за счет индукции в S -слое.

Для исследования влияния S -слоя на величину магнитного поля на рис. 4 приведены частотные кривые $\text{Im } B_z$ при тех же параметрах в зависимости от величины продольной проводимости S в непроводящей среде при $\rho = \infty$.

По мере увеличения продольной про-

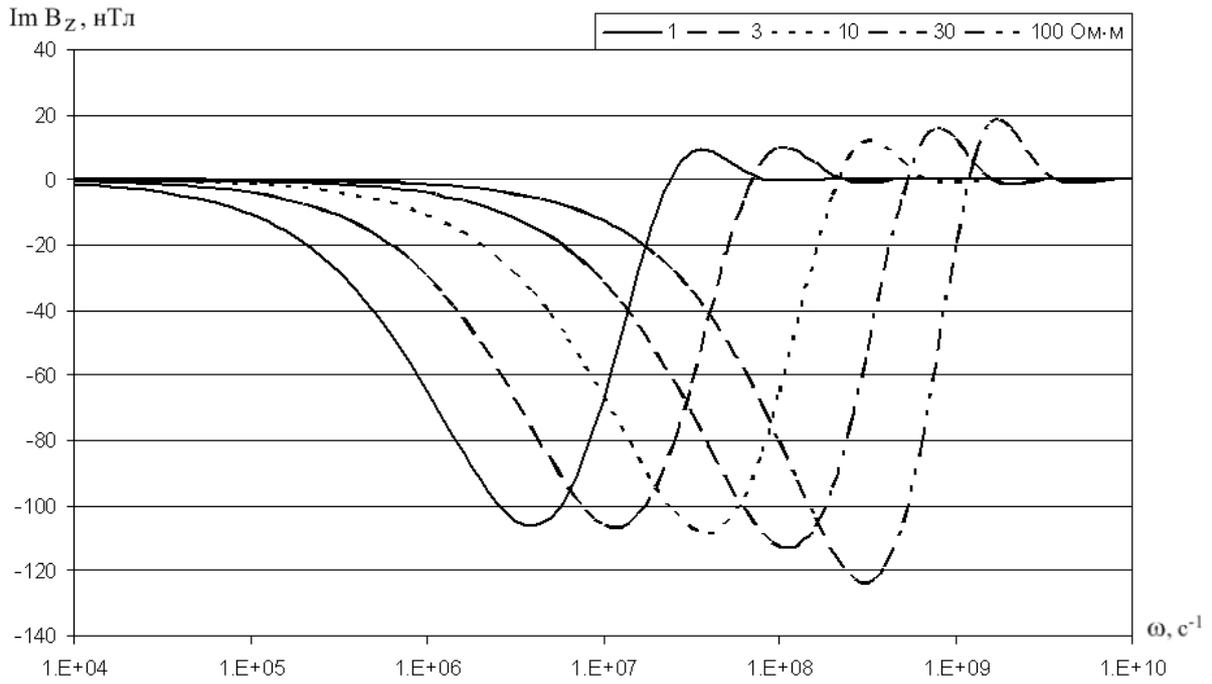


Рис. 3. Частотные кривые $\text{Im } B_z$ при $S = 0,01$ См. Шифр кривых – ρ [Ом·м]

проводимости S частота ω , соответствующая экстремуму $\text{Im } B_z$, уменьшается. Расчеты показывают, что величина экстремума $\text{Im } B_z$ и соответствующая ему частота ω , определяется только величиной продольной проводимости S и радиусом скважины.

При определении ρ среды по данным

индукционного каротажа необходимо введение поправки за влияние проводящего S -слоя (при его наличии). Пример палетки для определения величины ρ среды по частоте, соответствующей экстремуму $\text{Im } B_z$ с учетом поправки за влияние проводящего S -слоя, приведен на рис. 5 (цветная вкладка

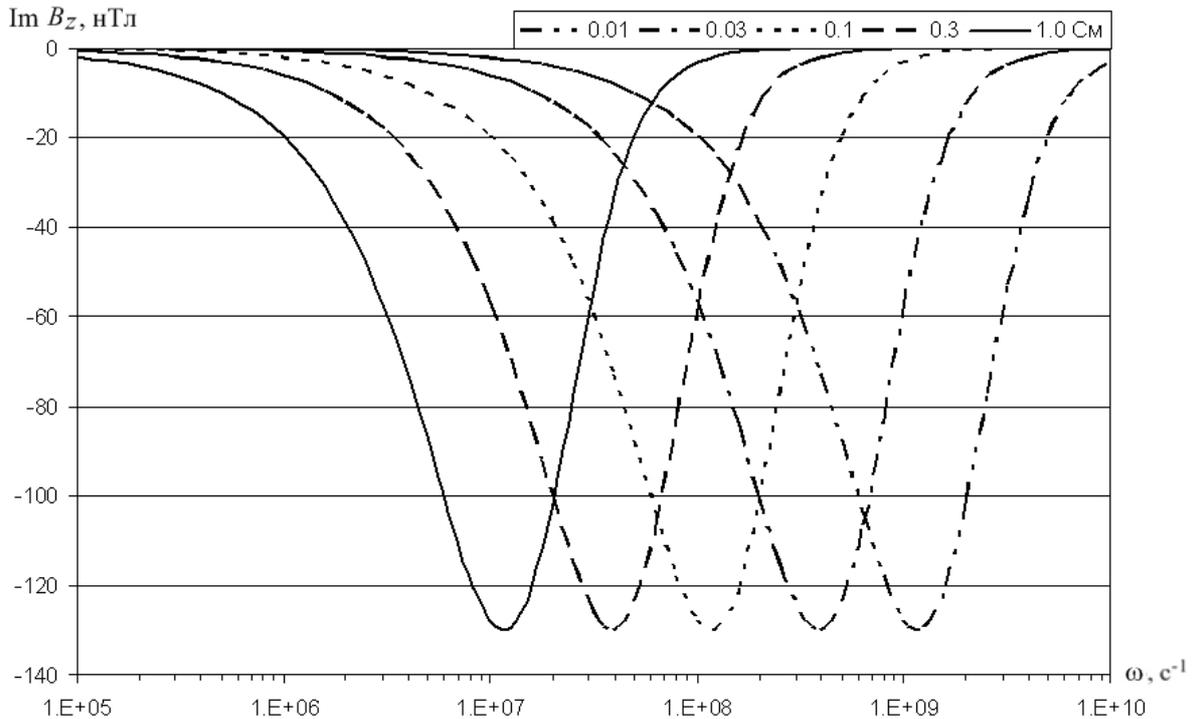


Рис. 4. Частотные кривые $\text{Im } B_z$ в непроводящей среде. Шифр кривых – S [См]

ка) при радиусе скважины $a = 0,075$ м для зонда с разнесом $L = 1$ м.

Аналогичные зависимости определения ρ среды могут быть построены для других величин длины зонда и радиуса скважины в зависимости от продольной проводимости S -слоя.

Влияние диэлектрической проницаемости

Высокие частоты измерений магнитного поля требуют исследования возможного влияния токов смещения, т. е. учета не только проводящих свойств сред, но и их диэлектрических проницаемостей.

Из отношения модулей плотности токов проводимости к токам смещения

$$\frac{|i_{\text{пр}}|}{|i_{\text{см}}|} = \frac{\sigma|E|}{\omega\epsilon_0\epsilon|E|}$$

следует, что их равенство

достигается для среды с удельной электропроводностью $\sigma = 10^{-2}$ См/м на частоте $f = 1,8 \cdot 10^8$ Гц ($\omega = 10^9$). Влияние диэлектрической проницаемости ϵ учитывается введением комплексной электропроводности сред в виде $\hat{\sigma} = \sigma + j\omega\epsilon_0\epsilon$. Анализ поведения $\text{Im } B_z$ показывает, что для величины ϵ S -слоя 80 ед. СИ, характерной для промысловых жидкостей, изготавливаемых на водной основе, влияние диэлектрической проницаемости S -слоя наблюдается только для высокоомных пород $\rho \geq 30$ Ом·м и на частотах $\omega > 10^8$ и составляет величину $\text{Im } B_z \approx 80$ нТл при $\omega \approx 10^9$ для $\rho = 100$ Ом·м.

Влияние диэлектрической проницаемости воздуха ($\epsilon = 1$ ед. СИ) не приводит к вкладу в мнимую часть $\text{Im } B_z$ от первичного поля магнитного диполя и от стоячей волны, поскольку волновое число в непроводящей среде является вещественным $k^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon$ и их вклад остается в вещественной части $\text{Re } B_z$, которая является неинформативной величиной с точки зрения оценки ρ среды.

Расчеты с диэлектрической проницаемостью среды, составляющей для горных пород среднюю величину $\epsilon = 5$ ед. СИ (Давев, 1974) показывают, что их влияние существенно не сказывается на частотных кривых $\text{Im } B_z$ по сравнению с влиянием диэлектрической проницаемости S -слоя.

Ослабить влияние ϵ можно увеличением разнеса установки L , за счет чего достигается сдвиг частотного диапазона исследований в более низкочастотную область.

Выводы

– Электромагнитное поле магнитного поля в цилиндрически-неоднородной среде описывается вектор-потенциалом магнитного типа, который имеет вертикальную и радиальную составляющие, отражающие перераспределение плотности вихревых токов в неоднородной проводящей среде.

– Информативной параметром, зависящим от проводящих свойств вмещающей среды, является мнимая квадратура осевой составляющей магнитного поля, создаваемого током в соосном магнитном диполе.

– Оценку величины ρ среды можно выполнять по величине частоты, соответствующей экстремуму мнимой части магнитного поля.

– На гармоническое магнитное поле, создаваемое током в соосном магнитном диполе, кроме сопротивления среды может оказывать существенное влияние проводящий тонкий слой промысловой жидкости, заполняющий пространство между снарядом и стенкой скважины.

– Для известной продольной проводимости S (ρ промысловой жидкости по данным резистивиметрии и заданных диаметрах скважины и снаряда) влияние слоя может быть учтено при оценке величины удельного сопротивления ρ среды по экстремуму магнитного поля в низкочастотной части спектра.

– При применении высоких частот исследований для определения величины удельного сопротивления ρ среды необходимо учесть диэлектрическую проницаемость промысловой жидкости, изготавливаемой на водной основе.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (Проект № 15-11-5-13).

Литература

Бурсиан В.Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л.: Недра, 1972. 245 с.

Давев Д.С. Высокочастотные электромагнитные методы исследования скважин. М.: Недра, 1974. 192 с.

Кауфман А.А. Теория индукционного каротажа. Новосибирск: Наука, 1965. 236 с.

Краев А.П. Основы геоэлектрики. Изд. 2-е. Л.: Недра, 1965. 587 с.

Кудрявцев Ю.И. Некоторые вопросы теории индукционного каротажа // Прикладная геофизика. 1960. Вып. 28. С. 101–115.

Никитина В.Н. Общее решение осесимметричной задачи теории индукционного каротажа // Известия АН СССР. Серия геоф. 1960. № 4. С. 607–616.

Плюснин М.И. Индукционный каротаж. М.: Недра, 1968. 142 с.

Технология исследования нефтегазовых скважин на основе ВИКИЗ. Методическое руководство / Ред. М.И. Эпов. Новосибирск: НИЦ ОИГГМ СО РАН, 2000. 121 с.

Шейнманн С.М. Об установлении электромагнитных полей в земле // Прикладная геофизика. М.: Гостеортехиздат, 1947. Вып. 3. С. 3–55.

Longman I.M. A method for the numerical evaluation of finite integrals of oscillatory functions // Math. Comput. 1960. V. 14. № 69. P. 53–59.

КАРТИРОВАНИЕ БАЗИТ-УЛЬТРАБАЗИТОВЫХ МАССИВОВ В ВЕРХНИХ ГОРИЗОНТАХ ФУНДАМЕНТА ПРИПОЛЯРНОГО СЕКТОРА ЕВРАЗИИ

Федорова Н.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Для приполярного сектора Евразии выделены локальные аномалии гравитационного и магнитного полей с использованием новой компьютерной технологии. В пределах Тимано-Печорского и Западно-Сибирского бассейнов построена прогнозная карта базит-ультрабазитовых массивов, расположенных под осадочными породами в верхней части фундамента до глубины 5 км.

Гравитационные и магнитные аномалии, глубинное строение, земная кора.

MAPPING OF MAFIC-ULTRABASIC MASSIF IN THE UPPER HORIZONS OF THE BASEMENT POLAR SECTOR OF EURASIA

Fedorova N.V. – Institute of Geophysics, UB RAS, Yekaterinburg

Abstract. For polar sector of Eurasia local anomalies of the gravitational and magnetic fields have been allocated using new computer technology. For Timan-Pechora and West Siberian basin forecast map mafic and ultra-mafic massifs beneath the sedimentary rocks in the upper part of the foundation to a depth of 5 km, it was built.

Gravity and magnetic anomalies, deep structure, the earth's crust.

Введение

Создание комплексной объемной геолого-геофизической модели глубинного строения земной коры и верхней мантии является фундаментальным направлением в науках о Земле. Геофизические и, прежде всего, сейсмические исследования показали, что слои земной коры имеют сложное неоднородное строение, как по глубине, так и по латерали. Для приполярного сектора Евразии, состоящего из Полярного и Приполярного секторов Уральской складчатой системы, Тимано-Печорского и Западно-Сибирского бассейнов, а также северо-восточного края Восточно-Европейской платформы, в пределах трапеции 48–72° в.д. и 60–68° с.ш. вдоль профилей ГСЗ построены градиентные сейсмические разрезы и модели распределения плотности и намагниченности в земной коре (Дружинин и др., 2011; Колмогорова, Федорова, 2015; Мартышко и др., 2012б; Федорова, Колмогорова, 2013; Федорова и др., 2013; Martyshko et al., 2010). При региональных исследованиях установлено, что основными источниками, создающими магнитные аномалии, являются породы основного и ультраосновного состава (Петрофизика ... , 1992). Как правило, массивы этих пород имеют значительный кон-

траст плотности относительно вмещающих пород и создают гравитационные аномалии. Поэтому использование аномалий магнитного и гравитационного полей позволяет уточнить петрофизический состав пород в слоях земной коры.

Цель настоящей работы состоит в картировании в верхней части фундамента базит-ультрабазитовых массивов с помощью данных о распределении локальных гравитационных и магнитных аномалий на закрытых территориях приарктической части Евразии.

Методика выделения локальных аномалий

Большая часть исследуемой территории покрыта осадочным чехлом, мощность которого в пределах впадин достигает 8–12 км. Наблюдаемые гравитационное и магнитное поля имеют интегральный характер и содержат аномалии от всех источников, расположенных в верхней литосфере. Это отчетливо можно продемонстрировать при сопоставлении геологической карты и карт аномальных магнитного и гравитационного полей над обнаженной частью Полярного Урала.

На рис. 1а (цветная вкладка) приведена геологическая карта Полярного и Приполярного Урала, востока Тимано-Печорской

плиты и северной части Западной Сибири. Карты аномального магнитного и гравитационного полей для этой территории приведены на рис. 1б и 1в (цветная вкладка). На геологической карте прямоугольником выделен район с Войкарсыннинским массивом, который содержит крупные комплексы габбро, ультрабазитов, амфиболитов, диоритов и гранитов. Видно, что использовать непосредственно аномальные гравитационные и магнитные поля трудно для локализации выходящих на поверхность блоков гипербазитов и габбро, поскольку размеры аномалий геофизических полей значительно превышают размеры базит-ультрабазитовых массивов. Для этих целей необходимо выполнить разделение аномалий от приповерхностных и глубинных структур земной коры.

Для выделения аномалии от верхней части коры была использована методика, основанная на повысотных пересчетах (Мартышко, Пруткин, 2003). Задача о выделении эффекта от локальных источников, расположенных в горизонтальном слое от земной поверхности до некоторой глубины H , решалась в несколько этапов. На первом этапе наблюдаемое гравитационное или магнитное поле с помощью численного метода пересчитывалось вверх на высоту H .

При удалении от локальных источников интенсивность аномалий значительно снижается. С увеличением расстояния R от источника гравитационное поле затухает по закону $-1/R^2$, а магнитное $-1/R^3$. Если источник вблизи поверхности создавал гравитационную аномалию 20 мГал и магнитную аномалию 500 нТл, то на высоте 5 км интенсивность гравитационной аномалии будет меньше 1 мГал, а интенсивность магнитной аномалии будет меньше 4 нТл, то есть интенсивность аномалий по величине становится сравнима с погрешностью наблюдений.

Затем, для того чтобы окончательно избавиться от влияния источников в верхнем слое, пересчитанное вверх поле аналитически продолжалось вниз на глубину H . Поскольку задача пересчета поля вниз от-

носится к классу некорректно поставленных задач, то использовались методы с применением регуляризации. На следующем этапе поле пересчитывается вновь вверх на уровень дневной поверхности $h = 0$. Полученное трансформированное поле можно рассматривать как поле от источников, расположенных ниже границы H . После вычисления разности наблюдаемого и трансформированного полей получаем аномалии от локальных источников, расположенных в верхнем слое.

С помощью вычислений для разных значений высоты H , можно получить аномалии от источников, расположенных в различных горизонтальных слоях.

При изучении крупных территорий приходится задавать большие массивы данных, что приводит к значительным затратам времени при вычислениях на однопроцессорных компьютерах. Использование параллельных алгоритмов для многопроцессорных вычислительных систем значительно сокращает время расчетов. Создана новая компьютерная технология, основанная на параллельных вычислениях. Описание математического аппарата и алгоритмов параллельных вычислений приведено в работах (Мартышко и др., 2012а; 2014). Результаты применения разработанной технологии и карты аномалий от различных слоев земной коры для исследуемой территории опубликованы в статьях (Федорова и др., 2015; Fedorova et al., 2015).

Результаты и их обсуждение

Для исследуемого приполярного сектора Евразии мощность осадочного покрова на большей части территории не превосходят 4 км, поэтому локальные аномалии гравитационного и магнитного полей выделены для верхнего слоя земной коры до глубины 5 км. В приполярной области Земли направление вектора геомагнитного поля близко к вертикальному. Над приповерхностным источником, намагниченным вертикально, как правило, расположена положительная часть магнитной аномалии. Поэтому для сопоставления контуров массивов и аномалий были использованы

только положительные локальные магнитные аномалии.

Сопоставление данных геологического картирования и выделенных локальных аномалий иллюстрируется для участка Полярного Урала в районе крупного Войкарсыньинского массива (рис. 2, цветная вкладка). Использована геологическая карта масштаба 1:1000000 третьего поколения (Государственная ... , 2007б).

Интенсивные локальные магнитные аномалии наблюдаются над краевыми частями гипербазитовых массивов и практически совпадают с результатами геологического картирования серпентинитов (рис. 2а, цветная вкладка). Менее интенсивные аномалии наблюдаются в ряде мест над габброидами и гранодиоритами. Над осадочными комплексами Западной Сибири наблюдаются несколько интенсивных локальных аномалий (до 200 нТл), что свидетельствует о наличии базит-ультрабазитовых комплексов в верхней части кристаллического фундамента.

Над гипербазитами наблюдаются как положительные, так и отрицательные гравитационные локальные аномалии (рис. 2б, цветная вкладка). Как правило, над краями массивов расположены слабые отрицательные аномалии (3–6 мГал), а над центральными частями – более интенсивные положительные аномалии (6–15 мГал). Это отражает изменение физических свойств пород при различных процессах метаморфизма ультраосновных пород (Петрофизика, 1992; Ананьева и др., 2008). Подавляющее большинство глубинных ультраосновных пород не содержат первичных ферромагнитных минералов. Плотность неизменных ультрабазитовых пород значительно превосходит среднюю плотность пород верхнего слоя кристаллической коры и составляет 2,8–3,4 г/см³. При серпентинизации ультрабазитов происходит уменьшение плотности пород до значений 2,4–2,7 г/см³ и образуются магнитные минералы, в основном, магнетит. Серпентинизация с образованием магнетита более активно происходит в краевых частях массивов и по разломам.

Базальтовые породы и габбро могут иметь значительную намагничённость при высоких значениях плотности. Такие массивы могут создавать положительные гравитационные и магнитные локальные аномалии.

Над осадочными породами на западе и на востоке от открытого Урала интенсивность локальных гравитационных аномалий не превосходит 3 мГал. Поэтому для картирования базит-ультрабазитовых массивов на закрытых площадях лучше использовать карты локальных магнитных аномалий.

Отметим, что на рис. 2б (цветная вкладка) над гранитными массивами выделены протяженные гравитационные отрицательные аномалии небольшой интенсивности (3–5 мГал), причем контуры нулевой изолинии достаточно хорошо совпадают с границами массивов. На Южном, Среднем и Северном Урале граниты обладают слабыми магнитными свойствами, над ними наблюдается спокойное магнитное поле. Небольшие магнитные аномалии наблюдаются над массивами, состоящими из диоритов и гранодиоритов. Наличие магнитных аномалий над гранитными массивами на приведенной карте (см. рис. 2а, цветная вкладка), скорее всего, свидетельствует, что гранитные блоки имеют небольшую мощность, и под ними расположены основные или ультраосновные интрузивы.

Для Полярного, Приполярного Урала и прилегающих территорий Тимано-Печерской провинции и Западной Сибири построена совмещенная карта локальных гравитационных и положительных магнитных аномалий. На основании этих данных построена прогнозная карта базит-ультрабазитовых массивов в верхней части фундамента (рис. 3, цветная вкладка).

Проведено сравнение карты с результатами интерпретации магнитного поля вдоль профилей ГСЗ: Агат-2, Кварц, Рубин-1, Глобус и др. (Федорова и др., 2013; Колмогорова, Федорова, 2015), которое показало, что на разрезах намагничённые источники, выделенные в верхней коре до глубины 5 км, хорошо соответствуют рас-

положению массивов на построенной карте.

В пределах Тимано-Печорской плиты выделено незначительное количество локальных магнитных аномалий, и, следовательно, верхний слой содержит лишь небольшое количество базит-ультрабазитовых комплексов. В пределах Тиманского кряжа данные построенной карты совпадают с выходами на поверхность габброидов.

Территория Западной Сибири покрыта плотной сетью локальных аномалий. Поэтому построенная карта была сопоставлена с картами-схемами геологического строения фундамента Западно-Сибирской плиты (листы Q-41, Q-42, P-41 и P-42) (Государственная ... , 2007а; 2007б; 2011; 2014). Положение на этих картах гипербазитовых комплексов (серпентинизированные дуниты, гарцбургиты, лерцолиты, пироксениты, серпентиниты), габброидных комплексов (габбро, габбронориты, габбродиориты, пироксениты), а также диорит-гранодиорит-гранитовых комплексов в основном определено по геофизическим полям и лишь в некоторых местах подтверждено результатами бурения. При составлении сводных карт-схем использованы материалы разных авторов, полученные в период с 1959 по 2004 гг. По-видимому, были использованы разные методики построения карт. Тем не менее, в большинстве случаев положение базит-ультрабазитовых комплексов на этих картах-схемах и нашей карте совпадает. В отличие от карт-схем, на новой прогнозной карте, построенной по единой методике, выделено значительно больше массивов.

Заключение

Для приполярного сектора Евразии с использованием новой компьютерной технологии выделены локальные аномалии гравитационного и магнитного полей, на их основе построена прогнозная карта базит-ультрабазитовых массивов, расположенных под осадочными породами в верхней части фундамента до глубины 5 км. Применяв разработанную методику, можно выделить массивы в более глубоких слоях фундамента.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российским научным фондом, грант №14-27-00059 «Построение трехмерных моделей глубинного строения приарктической части Уральского региона на основе новых методов комплексной интерпретации геофизических полей и современных компьютерных технологий сеточного моделирования».

Литература

- Ананьева Е. М., Винничук Н.Н., Иванов К.С., Кормильцев В.В., Федоров Ю.Н. О плотности пород востока Урала и фундамента Западно-Сибирской платформы / Отв. ред. Е. М. Ананьева, Н. В. Федорова. Екатеринбург: УрО РАН, 2008. 114 с.
- Государственная геологическая карта Российской Федерации масштаба 1:1000000 Уральская серия, лист P-41 (третье поколение) СПб.: ВСЕГЕИ, 2007а.
- Государственная геологическая карта Российской Федерации масштаба 1:1000000 Уральская серия, лист Q-41 (третье поколение) СПб.: ВСЕГЕИ, 2007б.
- Государственная геологическая карта Российской Федерации масштаба 1:1000000 Западно-Сибирская серия, лист Q-42 (третье поколение) СПб.: ВСЕГЕИ, 2011.
- Государственная геологическая карта Российской Федерации масштаба 1:1000000 Западно-Сибирская серия, лист P-42 (третье поколение) СПб.: ВСЕГЕИ, 2014.
- Дружинин В.С., Мартышко П.С., Начапкин Н.И., Осипов В.Ю., Федорова Н.В. Оценка нефтегазоперспективности Тимано-Печорской плиты с учётом объёмной модели верхней части литосферы // Отечественная геология. 2011. № 3. С. 22–29.
- Колмогорова В.В., Федорова Н.В. Результаты моделирования глубинного строения земной коры уральской части геотраверса Кварц // Геофизика. 2015. № 6. С. 67–82.
- Мартышко П.С., Пруткин И.Л. Технология разделения источников гравитационного поля по глубине // Геофизический журнал. 2003. Т. 25. № 3. С. 159–168.
- Мартышко П.С., Фёдорова Н.В., Гемайдинов Д.В. Применение параллельных алгоритмов вычислений при изучении структу-

ры аномального магнитного поля Урала // Доклады Академии наук. 2012а. Т. 446. № 2. С. 201–203.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Колмогорова В.В., Цидаев А.Г., Бызов Д.Д. Применение сеточных функций в задачах трехмерного плотностного моделирования // Уральский геофизический вестник. 2012б. № 1. С. 30–34.

Мартышко П.С., Федорова Н.В., Акимова Е.Н., Гемайдинов Д.В. Изучение структурных особенностей гравитационного и магнитного полей литосферы с использованием параллельных алгоритмов // Физика Земли. 2014. №4. С. 50–55. DOI: 10.7868/S0002333714040097.

Петрофизика: Справочник. Книга третья. Земная кора и мантия / Под ред. Н.Б. Дортман. М.: Недра, 1992. 286 с.

Федорова Н.В., Колмогорова В.В. Модели распределения намагниченности и скорости продольных волн в земной коре Тимано-Печорского и Северо-Уральского регионов // Литосфера. 2013. № 5. С. 141–150.

Федорова Н.В., Колмогорова В.В., Рублев А.Л., Цидаев А.Г. Магнитная модель северо-восточной части Европы // Геофизические исследования. 2013. Т. 14. № 2. С. 25–37.

Федорова Н.В., Мартышко П.С., Гемайдинов Д.В., Рублев А.Л. Компьютерная технология выделения магнитных аномалий от слоев земной коры и результаты ее применения для северной части Евразии // Уральский геофизический вестник. 2015. № 2 (26). С. 58–66.

Fedorova N. V., Martyshko P.S., Gemaidinov D.V., Rublev A.L., Computer technology for highlighting the magnetic anomalies from the deep layers of the Earth's crust // Geoinformatics: Theoretical and Applied Aspects. 2015. № 14. P. 1–4. DOI:10.3997/2214-4609.201412426.

Martyshko P.S., Fedorova N.V., Kolmogorova V.V., Ladovskiy I.V. Geophysical models of the Earth's crust structure of the Northern Urals // Society of Petroleum Engineers – 72nd European Association of Geoscientists and Engineers Conference and Exhibition 2010 – Incorporating SPE EUROPEC 2010. Barcelona, 2010. P. 5230–5234.

МОНИТОРИНГ СОСТОЯНИЯ ГРУНТОВЫХ ПЛОТИН ГЕОФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Федорова О.И., Давыдов В.А., Байдилов С.В., Горшков В.Ю., Маликов А.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Рассмотрены результаты геофизического мониторинга состояния грунтовой плотины. Исследования проведены вертикальными электрическими, дистанционными индуктивными и микросейсмическими зондированиями. Применяемыми методами выделяются зоны фильтрации воды в насыпи плотины и ее основании. Показана динамика изменений во времени изучаемых физических параметров грунта и подстилающей геологической среды.

Грунтовая плотина, фильтрация воды, вертикальные электрические зондирования, дистанционные индуктивные зондирования, микросейсмические зондирования.

MONITORING OF SOIL DAMS CONDITION BY GEOPHYSICAL METHODS

Fedorova O.I., Davydov V.A., Baydikov S.V., Gorshkov V.Y., Malikov A.V. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Results of geophysical monitoring of soil dams condition are considered. Researches were done by VES, FDEM and microseismic methods. Used methods allocate zones of water filtration in dam body and foundation. Dynamic of studied physical characteristics of soil and underlying geological environment in time is shown.

Soil dam, water filtration, vertical electrical soundings, frequency domain electromagnetic, microseismic soundings.

Введение

Грунтовые плотины находятся под постоянным гидравлическим напором. При эксплуатации гидротехнического сооружения (ГТС) с течением времени в местах повышенной проницаемости грунта в теле и основании насыпи усиливается фильтрация воды из водоема, что приводит к развитию суффозионных процессов и, как следствие, к разрушению плотины.

Контроль за состоянием грунтовых ГТС осуществляется с помощью инженерно-геологических методов. Прямые методы исследований дают точечную информацию об изменении физических свойств насыпного материала, поэтому недостаточно полно отражают ситуацию. Для оперативного наблюдения за грунтовыми гидротехническими сооружениями также используют геофизические методы разведки. Основные задачи, которые ставятся перед геофизическими исследованиями, – это выявление зон обводненности и разуплотнения в теле плотины и определение мест фильтрации воды в основании сооружения.

Для решения подобных задач применяют известные кондуктивные электроразведочные методы, которые чувствительны к изменению количества влаги в порах горной породы (Улитин и др., 2000). Чаще всего используют вертикальные электрические зондирования (ВЭЗ).

Верхняя часть плотины, как правило, отсыпана глинисто-щебенистым материалом, и при использовании методов электроразведки на постоянном токе иногда возникают трудности с установкой заземлений, которые могут приводить к погрешностям измерений. В таких случаях, исследования вертикальными электрическими зондированиями можно дополнить индуктивными бесконтактными методами зондированиями.

Электронзондирования позволяют изучить электрофизические свойства грунтового материала с поверхности до некоторой глубины и выявить области пониженного сопротивления, но не всегда удается установить их связь с повышенной фильтрацией воды сквозь тело плотины. В этом

случае, как было показано исследованиями, целесообразно проводить геоэлектрический мониторинг (Шестаков, Федорова, 2011). По результатам мониторинга выделяются нестабильные участки плотины, где изменяются электрические свойства грунта. Уменьшение электросопротивления со временем является основным критерием обнаружения зон обводненности, приводящих к постепенному разрушению плотины.

Из-за фильтрации воды в насыпи происходит размывание грунта, что приводит к его разуплотнению и даже образованию каверн. Определить области разуплотнения грунта по увеличению его электросопротивления не всегда представляется возможным. Поэтому желательно, чтобы в комплекс с электроразведочными методами были включены сейсмические методики, которые отражают упругие свойства изучаемой среды (Федорова, Давыдов, 2014).

В статье рассматриваются результаты геофизического мониторинга грунтовой плотины. Исследования проводили методами вертикальных электрических, индуктивных дистанционных и микросейсмических зондирований.

Характеристика плотины и методика работ

Плотина ограждает отстойник-накопитель донных отложений, образующихся в результате нейтрализации кислых дренажных вод одного из медно-колчеданных рудников Урала. Добыча руды прекратилась в 1995 году, но откачка шахтных вод продолжается до сих пор в объеме более 5,5 млн м³ в год. Нейтрализация шахтных вод проводится известковым раствором с выделением металлов и осаждением их в виде шламов в пруде-отстойнике. Откачиваемые воды имеют высокое содержание железа, меди, цинка и марганца. На 2011 год объем донных отложений составил 4,4 млн м³.

Плотина сложена преимущественно суглинком с примесью щебня, имеет протяженность около 700 м и высоту 9–12 м. Геологический разрез в районе строитель-

ства плотины по данным бурения имеет довольно пестрый характер (рис. 1, цветная вкладка) (Один пруд-отстойник ... , 1991). Он представлен тремя типами коренных пород субвертикального залегания: порфиритами, туфами и известняками. Широко развита трещиноватость скальных пород, а контакты туфов с порфиритами осложнены тектоническими нарушениями. Осадочные образования состоят из элювиальных и делювиальных отложений коры выветривания коренных пород, торфа и речного аллювия. Гранулометрический состав рыхлых отложений включает всю шкалу – от глин до крупнообломочного материала (щебень, глыбы).

Исследования проводили по гребню плотины. Точки электромагнитных зондирований располагались через 20 метров. Вертикальные электрические зондирования (ВЭЗ) выполняли симметричной четырехэлектродной установкой A^+MNB^- по стандартной методике. Разносы менялись от 1,5 до 100 м ($AB/2$). Измерения проводили с электроразведочной аппаратурой ЭРА-ЗНАК и ЭРА-МАКС. Эффективная глубина исследований для кажущегося электрического сопротивления принималась равной $h_{эф} = AB/4$.

Дипольные дистанционные зондирования (ДИЗ) выполняли с индукционной аппаратурой МЧЗ-8, разработанной в ИГФ УрО РАН, которая состоит из генератора переменного тока с рамочным излучателем электромагнитного поля и измерительного блока с чувствительным магнитоприемником индукционного типа (Байдиков, Человечков, 2011). Измерения проводили на частоте 10 кГц с разносами: 5, 10, 20, 30, 40, 60 и 80 м. Глубина исследования принималась равной четверти расстояния между генератором и приемником: $h_{эф} = r/4$. Эффективное удельное электрическое сопротивление рассчитывалось по формуле для низкочастотной асимптотики (Вешев и др., 1971):

$$\rho_{эф} = 2 f r^2 |H_z/H_r|,$$

где f – рабочая частота, Гц; r – расстояние между приёмником и генератором, км; H_z – вертикальная составляющая напряжённо-

сти магнитного поля, А/м; H_r – радиальная составляющая напряжённости магнитного поля, А/м.

Результаты представляются в виде вертикальных разрезов кажущегося удельного сопротивления ρ_k для ВЭЗ и $\rho_{эф}$ для ДИЗ от эффективной глубины $h_{эф}$. Для ВЭЗ по программе IPI2win выполнена количественная интерпретация и построен разрез удельного сопротивления среды.

Работы по изучению микросейсмических колебаний проводились на универсальной приемно-регистрающей аппаратуре серии ОМАР-2 (Давыдов, 2015а). В качестве датчиков использованы вертикальные и горизонтальные сейсмоприемники GS-20DX («Геоспейс Технолоджис Евразия», Россия), закрепленные в едином корпусе. Микросейсмический шум главным образом состоит из поверхностных волн, а отношения амплитудных спектров горизонтальных (H) и вертикальных (V) компонент смещений зависят от динамических характеристик геологического разреза (Nakamura, 1989). За счет введения специальной частотной коррекции и высокого динамического диапазона станции в целом, достигнута уверенная регистрация в диапазоне частот 2–3000 Гц. Это позволило провести микросейсмические зондирования до глубины 30 метров. На пунктах наблюдений осуществлялась непрерывная двухканальная запись сигналов в течение 3–10 минут. По окончании полевых работ, полученные записи с помощью специальных программ редактировались, отбраковывались и обрабатывались в камеральных условиях. Частотные спектры сигналов вычислялись с помощью быстрого преобразования Фурье. Учет дисперсии скорости фундаментальной моды релеевских волн проводился по данным ранее проведенных сейсморазведочных работ (Федорова, Давыдов, 2014).

Глубинность микросейсмических зондирований (МСЗ) приблизительно соответствует половине длины волны (λ) Релея фундаментальной моды:

$$h \approx \lambda / 2 = V_R(f) / 2f,$$

где V_R – скорость релеевской волны в верх-

нем слое; f – частота колебаний.

Эллиптичность (H/V -отношение) волн Релея меняется с частотой в слоях грунта. В однородной изотропной среде имеет место пропорциональность эллиптичности микросейсм от коэффициента Пуассона, в неоднородной слоистой среде зависимость усложняется за счет возникновения резонансных эффектов. Для визуального представления микросейсмического разреза более предпочтительно использование спектральных отношений $\varepsilon = V(f) / H(f)$ (Давыдов, 2015б).

Результаты исследований

По результатам микросейсмических зондирований построены сводные разрезы спектральных V/H -отношений (ε) и их изменения ($\Delta\varepsilon$, %) за период наблюдений с 2013 по 2015 год (см. рис. 1, цветная вкладка).

Тело плотины характеризуется повышенными значениями ε относительно коренных пород основания. Это достаточно характерно для слоистой среды и связано с проявлением резонансных явлений двух типов: резонансом поперечных волн ($H/V > 3$) и возникновением стоячих релеевских волн ($V/H > 2$). Граница, выделяемая по резонансу поперечных волн, практически совпадает с кровлей коры выветривания коренных горных пород (отмечена пунктиром на рис. 1а, цветная вкладка). Аномалии высоких значений $\varepsilon > 2$, по-видимому, связаны с зонами неоднородностей, в пределах которых возникает резонанс волн Релея. Увеличение со временем амплитуды V/H -отношений может свидетельствовать о снижении однородности среды и характеризовать данные аномалии как ослабленные зоны. К таким участкам можно отнести: зону аэрации (на глубине около 2 м), контакты пород разного состава, зоны трещиноватости и области протечек в плотине. Некоторые из этих аномалий можно идентифицировать на разрезе изменений спектральных отношений (см. рис. 1б, цветная вкладка). Так, максимальное за два года увеличение ε произошло в районе ПК 520–600 м (до 70 %), что указывает на присутствие здесь области повышенной фильтрации в теле и основании плотины.

Электрофизические параметры грунта наиболее чувствительны к изменению влажности горной породы. За трехлетний период обследования плотины (2013–2015 гг.) методом вертикальных электрических зондирований наблюдаются значительные изменения электросопротивления изучаемого грунта насыпи и подстилающей геологической среды (рис. 2 а–в, цветная вкладка). Выделяются западная (ПК 10–26) и восточная (ПК 48–60) аномальные зоны, приуроченные к наиболее трещиноватым, проницаемым породам, залегающим в основании плотины.

Уменьшение электрического сопротивления произошло на участке пикетов 48–60 особенно за последний год, когда аномальная зона распространилась на глубину. По всей видимости, это произошло в результате большого количества выпавших осадков, приведших к повышению влажности грунтов плотины за счет инфильтрации и увеличения уровня воды в водоеме. Надо отметить, что и западная, и центральная части плотины также подверглись изменениям с уменьшением электросопротивления грунта. В центральной части насыпи заметно повысилась фильтрация воды на пикетах 36 и 40–42.

В 2014 году в комплекс исследований включили дистанционные индукционные зондирования. Результаты ДИЗ (рис. 2г, цветная вкладка) и ВЭЗ (рис. 2б, цветная вкладка) достаточно неплохо коррелируют в аномальных зонах: в западной части профиля на пикетах 4–24; в восточной – пикеты 48, 52–60. По мониторингу, выполненному дистанционными зондированиями в 2015 году, наблюдается значительное уменьшение электросопротивления на ПК 56–60 как в теле, так и под основанием плотины, что также подтверждается результатами ВЭЗ.

По результатам вертикальных электрических зондирований за трехлетний период наблюдений построен геоэлектрический разрез. Количественную интерпретацию проводили в основном по кривым, полученным за последний год исследований. На некоторых пикетах кривые за 2015 год

были отбракованы и заменены результатами 2013 или 2014 года. На разрезе удельных сопротивлений четко выделяются несколько слоев (рис. 3, цветная вкладка). Первый низкоомный слой – зона аэрации прослеживается на глубину около 2 м. Затем выделяется слой более повышенных значений электросопротивлений до уровня воды в водоеме (4–5 м). Третий слой от 5 до 10–12 м имеет дифференцированное электрическое сопротивление, в котором находятся участки достаточно низких сопротивлений 10–30 Ом·м. Далее вода фильтруется в осадочные породы и кору выветривания и по ним дренирует из водоема по подземному стоку. Под основанием плотины зоны низких сопротивлений совпадают с просачиванием воды из-под насыпи. Утечки хорошо видны на местности со стороны нижнего бьефа.

При сопоставлении результатов электрических и микросейсмических зондирований в первую очередь выделяются участки плотины, где наблюдаются пониженные значения электросопротивлений и повышенные значения спектральных отношений ϵ : по западному борту плотины пикеты 0–4; пикеты 8–14 и 52–60. На этих участках грунт в большей степени разуплотнен и, как следствие, наиболее водопроницаем.

Заключение

Изучение состояния грунтовых плотин методами электромагнитных зондирований позволяет выявить зоны обводненности в теле плотины и определить места фильтрации воды в основании сооружения. Как показали экспериментальные исследования, обследование можно проводить как кондуктивными, так и индуктивными методами. Наиболее информативны результаты, полученные методом вертикальных электрических зондирований. Дистанционные индукционные зондирования также определяют основные аномальные области исследуемого объекта, но результаты менее детальные по сравнению с ВЭЗ.

На основании микросейсмических зондирований выделяются ослабленные зоны, связанные с разуплотнением грунтового материала и проницаемостью горных по-

род, по которым фильтруется вода. По электромагнитным и микросейсмическим исследованиям в аномальных областях наблюдается корреляция результатов.

Геоэлектрический мониторинг плотин по закрепленной сети позволяет наблюдать за аномальными зонами, а также обнаруживать новые нестабильные участки в насыпи. Циклическими наблюдениями по изменениям, происходящим с течением времени, устанавливается взаимосвязь выявленных аномалий с фильтрацией воды в теле и основании плотины.

Результаты экспериментальных исследований показывают перспективность применения электрических и сейсмических методов зондирования при изучении состояния грунтовых плотин.

Работа выполнена при частичной поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН, проект №15-2-5-31.

Литература

Байдиков С.В., Человечков А.И. Аппаратура для высокочастотных индукционных зондирования МЧЗ-8 // Уральский геофизический вестник. 2011. № 1. С. 4–8.
Вешев А.В., Ивочкин В.Г., Игнатьев Г.Ф. Электромагнитное профилирование. Л.: Недра, 1971. 216 с.
Давыдов В.А. Измерительная аппаратура ОМАР-2 для электромагнитных методов исследований // Уральский геофизический вестник. 2015а. № 1 (25). С. 37–41.

Давыдов В.А. Спектральный анализ данных микросейсмических зондирования // Геофизика. 2015б. № 1. С. 72–77.

Один пруд-отстойник на реке Ельчевка. Паспорт гидротехнического сооружения. Дегтярское рудоуправление, 1991.

Улитин Р.В., Гаврилова И.Э., Петухова Ю.Б., Федорова О.И., Харус Р.Л. Геоэлектрика при решении геоэкологических и инженерно-геологических задач // Теория и практика геоэлектрических исследований: Сборник. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. Вып. 2. С. 84–98.

Федорова О.И., Давыдов В.А. Диагностика грунтовых гидротехнических сооружений электрическими и сейсмическими методами на примере Ельчевской плотины // Водное хозяйство России: проблемы, технологии, управление. 2014. № 6. С. 44–55.

Шестаков А.Ф., Федорова О.И. Геоэлектрический мониторинг при инженерно-экологических исследованиях в районе накопителей промстоков // Разведка и охрана недр. 2011. № 12. С. 51–56.

Nakamura Y. A method for dynamic characteristic estimation of subsurface using microtremor on the ground surface // Quarterly Report of Railway Technical Research Institute. 1989. V. 30. N 1. P. 25–33.

**ЗАДАЧА ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЗАРЯДЕ
В ОДНОРОДНОМ ПРОВОДЯЩЕМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ
С ГАРМОНИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ОТ ВРЕМЕНИ**

Шестаков А.Ф. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Рассмотрена задача о возбуждении электромагнитного поля в гармоническом режиме сосредоточенным электрическим зарядом, расположенным в однородном проводящем полупространстве с плоской границей раздела земля–воздух. Получены выражения, определяющие элементы комплексных векторных амплитуд напряженности электрического и магнитного полей в нижнем полупространстве, включая границу раздела.

Электромагнитное поле, гармонический режим, электрический заряд, сингулярный источник, аппроксимация аномалий.

**THE TASK ABOUT ELECTRIC CHARGE IN THE HOMOGENEOUS
CONDUCTIVE HALF-SPACE WITH HARMONIOUS DEPENDENCE ON TIME**

Shestakov A.F. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The task about excitement of an electromagnetic field in the harmonious mode is considered by the concentrated electric charge located in the homogeneous carrying-out half-space with flat boundary of the surface-to-air. The expressions defining elements of complex vector amplitudes of intensity electric and magnetic fields are received in the lower half-space, including its boundary.

Electromagnetic field, harmonic regime, electric charge, singular source, approximation of anomalies.

Введение

Разработка эффективных методов интерпретации трехмерных электромагнитных аномалий является одной из актуальных и трудоемких задач геофизики.

Если при интерпретации потенциальных полей накоплен богатый опыт решения широкого класса прямых и обратных задач главным образом благодаря использованию мощного аппарата теории функций комплексного переменного – ТФКП (в двухмерной постановке) или теории потенциала (в трехмерной), то даже для электромагнитного (ЭМ) поля, возбуждаемого в гармоническом режиме, элементы которого допускают описание уравнениями того же эллиптического типа, не всегда удается реализовать приемы и методы решения граничных задач, свойственные потенциальным полям.

Одним из немногих примеров подобной реализации может служить подход к решению теоретической обратной задачи (ТОЗ) для стационарного или волнового ЭМ поля (Мартышко, 1988; 1996 и др.;

Шестаков, 1996а; 1996б), с использованием интегралов Стреттона-Чу, являющихся по существу аналогами интегралов типа Коши (Жданов, 1984), которые ранее с успехом применялись при разработке методов интерпретации потенциальных геофизических полей (см., например, Цирульский, 1990).

Напомним, что постановка теоретической обратной задачи (ТОЗ) восходит к работе В.К. Иванова (Иванов, 1956а), а затем развита А.В. Цирульским при разработке основ двухэтапного подхода к интерпретации гравитационных и магнитных аномалий с использованием математического аппарата ТФКП (Цирульский, 1969; 1974 и др.).

На первом этапе исследуемый элемент поля (наблюдаемые значения производных соответствующего потенциала) аппроксимируется полями сингулярных источников определенного класса и становится заданным в явном аналитическом виде всюду, вплоть до особенностей. На втором этапе решается ТОЗ нахождения аномалиеобра-

зующих объектов по установленному такому образом функциональному виду элемента исследуемого поля и приводящая в конечном итоге к построению эквивалентных семейств решений, определяющих возможные варианты геологического строения разреза среды.

Благодаря успешному исследованию проблемы разрешимости обратной задачи логарифмического потенциала в конечном виде (по терминологии В.К. Иванова, см. Иванов, 1956б) для ограниченных областей и контактной поверхности, этот подход успешно себя зарекомендовал при последующей разработке двухэтапных методов интерпретации гравитационных и магнитных аномалий (Цирульский и др., 1980; Цирульский, 1990).

Как выяснилось, постановка ТОЗ может быть реализована и в трехмерном варианте для грави- и магниторазведки (Цирульский, Пруткин, 1981; Пруткин, Цирульский, 1984), а также с успехом распространена на геофизические поля иной природы, в частности электромагнитные.

Один из подходов базируется на интегральных преобразованиях Стреттона-Чу, с использованием которых оказалось возможным получить в явном виде уравнения теоретических обратных задач для стационарных и переменных ЭМ полей, удовлетворяющие трехмерным уравнениям Лапласа, Гельмгольца, телеграфному и диффузии, возбуждаемых в пространстве с неоднородностями по электрическим и магнитным свойствам (Мартышко, 1990; 1994; 1996 и др.). С использованием параметризации искомого решения отрезком ряда Фурье разработан алгоритм численного решения ТОЗ и были построены первые примеры эквивалентных областей для различных соотношений проводимости вмещающей среды и тела (Мартышко, Рублев, 1996б).

Последующие исследования в этом направлении связаны с получением уравнений ТОЗ с учетом границы раздела земля-воздух, разработкой соответствующих алгоритмов и построением эквивалентных семейств в зависимости от рельефа днев-

ной поверхности, а также при различных вариантах «носителя информации», на котором задается теоретическое поле (Шестаков, 1996б; Мартышко, Рублев, 1998; 2000 и др.).

Другой подход к решению ТОЗ основан на применении математического аппарата скалярной или тензорной функций Грина, что позволило реализовать ее постановку с учетом слоистости вмещающей среды (Хачай, 1989; 1990). Это привело к созданию трехэтапного подхода к решению обратных задач переменного ЭМ поля, возбуждаемого в слоистых средах с двух- или трехмерными неоднородностями (Хачай, 1996).

На первом этапе осуществляется построение модели горизонтально-слоистой среды, вмещающей исследуемые неоднородности, по данным измерения ЭМ поля на основе оригинальной методики (Хачай, Новгородова, 1997).

На втором этапе проводится аппроксимация измеренных и обработанных данных аномальных составляющих магнитного поля суперпозицией полей от совокупности трехмерных токовых линий, приуроченных к выявленным горизонтальным неоднородностям среды на фоне нормального горизонтально-слоистого разреза. Завершением этого этапа является локализация сингулярных особенностей геоэлектрического строения в нижнем горизонтально-слоистом полупространстве (Хачай, Новгородова, 1999).

На третьем этапе предусмотрено определение электрофизических и геометрических параметров локализованных неоднородностей на основе решения теоретической обратной задачи электродинамики в рамках эквивалентных представлений (Хачай, 1991).

Следует заметить, что распространение идеи аппроксимации наблюдаемого поля полями сингулярных источников с последующим решением ТОЗ для ЭМ полей сопряжено большей проработкой проблемы при ее практической реализации. Это связано как с чисто математическими (и последующими вычислительными)

сложностями аналитического решения прямой трехмерной задачи, так и с тем, что на сегодняшний день практически не исследован класс оптимальных аппроксимационных конструкций как в двух- так и в трехмерном случаях.

Поэтому на этапе подбора не всегда поднимается вопрос о физической природе связанных с ними источников, хотя желательно, чтобы она была обусловлена особенностями аналитического продолжения внешнего поля (Жданов, 1974; Воскобойников, Шестаков, 1982; Шестаков, 1990а; 1990б). Причем, если заранее определить характер этих особенностей (связанный с «типом» особых точек), то несомненно, что процесс подбора будет более корректным и успешным.

Следует однако отметить, что проблема оптимальной реализации этапа подбора в трехмерном варианте (а для волновых полей – и в двухмерном) до сих пор остается открытой, поскольку еще не определен полный класс функций для аппроксимации элементов поля, позволяющий установить разрешимость обратной задачи в конечном виде.

В этой связи задача расширения аппроксимационного класса источников, реализующих один из этапов интерпретации, и описываемых функциями-решениями соответствующих уравнений с особенностями в нижнем полупространстве, продолжает оставаться актуальной.

В настоящей работе построено решение для трехмерного сингулярного точечного источника гармонического ЭМ поля, расположенного в проводящем полупространстве с плоской границей раздела земля–воздух.

Включение этого источника в класс аппроксимационных конструкций на этапе подбора трехмерных электромагнитных аномалий даст возможность полнее реализовать заключительный этап интерпретации – этап построения эквивалентных семейств решений, позволяющих создавать и анализировать геологические модели аномалиеобразующих объектов, эквивалентных по внешнему полю.

Постановка задачи. Основные уравнения

Рассмотрим однородное изотропное проводящее полупространство, в котором под действием сторонних сил возникает локальная область сосредоточения зарядов с плотностью $q_c(t)$.

Так, например, ее возникновение может быть обусловлено сторонними силами неэлектродинамической природы (в частности, электрохимического происхождения), однако мы не будем здесь обсуждать возможные причины появления этих зарядов, поскольку это выходит за рамки настоящей статьи.

Для того чтобы отразить в уравнениях Максвелла существование сторонних зарядов от наведенных вторичных зарядов в среде с плотностью $q(t)$, зависящих (в отличие от сторонних) от возбуждаемого ЭМ поля и структурных особенностей среды, их целесообразно выделить отдельными слагаемыми, по аналогии с плотностью стороннего тока \mathbf{j}_c и плотностью возникающих в среде токов проводимости $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ (см, например, Жданов, 1984). Тогда известная система уравнений макроскопической электродинамики может быть записана в следующем виде:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{j}_c, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} (\varepsilon \mathbf{E}) = q + q_c, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} (\mu \mathbf{H}) = 0, \quad (4)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{H} – вектора напряженности электрического и магнитного полей; ε и μ – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости; σ – удельная электропроводность среды. Закон сохранения электрического заряда с учетом сторонних источников можно рассматривать как следствие уравнения (1):

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = \operatorname{div} (\sigma \mathbf{E}) = -\frac{\partial q}{\partial t}, \quad (5a)$$

$$\operatorname{div} (\mathbf{j}_c) = -\frac{\partial q_c}{\partial t}. \quad (5b)$$

Будем рассматривать модель линейной изотропной среды и сведем постановку за-

дачи к случаю возникновения одного заряда $Q(t)$, сосредоточенного в произвольной точке полупространства $M_0(x_0, y_0, z_0)$, полагая, что для локальной области их распределение всегда может быть конкретизировано с заданной плотностью исходя из принципа суперпозиции ЭМ поля, возбуждаемого совокупностью зарядов.

Кроме того, область распределения может быть образована и отдельными локализованными зарядами, например, точечными заземлениями противоположного знака на границе полупространства, если задаться целью конкретизировать физическую постановку применительно к наземной электроразведке.

Однако в данной работе внимание акцентируется больше на математическом аспекте постановки, полагая, что сосредоточенный заряд выступает в качестве независимого источника возбуждения ЭМ поля и рассматривается отдельно от электродинамической системы (включающей генератор и подводящие провода), либо электрохимической системы, генерирующей сторонние токи и заряды.

С учетом этого будем считать, что источником поля является локализованный в точке заряд, плотность которого в некоторой его окрестности может быть выражена с использованием δ -функции Дирака:

$$q_c = Q(t) \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (6)$$

где \mathbf{r}_0 – радиус-вектор точки возникновения заряда; \mathbf{r} – радиус-вектор текущей точки пространства.

По аналогии с точечным сторонним источником возбуждения стационарного электрического поля, изменение заряда во времени определяет силу тока I , стекающего с источника в окружающую среду (см., например, Бурсиан, 1972):

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = \frac{dQ(t)}{dt} \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = -I(t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (7)$$

Известно, что элементы нестационарного ЭМ поля, равно как и источники его возбуждения, можно разложить на гармоники (гармонические составляющие) с использованием преобразования Фурье, что

несколько упрощает задачу для точечного заряда, считая его изменяющимся во времени по гармоническому закону, например, вида $\exp(-i\omega t)$, где ω – круговая частота колебаний. Тогда постановка задачи сводится к определению элементов монохроматического поля для ряда частот.

Аналогичная постановка возникает и в прямой задаче электроразведки на переменном токе при возбуждении ЭМ поля в гармоническом режиме системой заданных источников, когда искомыми (расчетными) элементами поля являются непосредственно комплексные амплитуды соответствующих величин на заданной частоте.

С учетом вышеизложенного, далее будем пользоваться преобразованной из (1)–(4) системой уравнений, записанной относительно комплексных амплитуд элементов поля, токов и зарядов, сохраняя прежние обозначения:

$$\text{rot } \mathbf{H} = (\sigma - i\omega\epsilon)\mathbf{E} + \mathbf{j}_c = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_c, \quad (1')$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = i\omega\mu\mathbf{H}, \quad (2')$$

$$\text{div } (\epsilon\mathbf{E}) = q + q_c, \quad (3')$$

$$\text{div } (\mu\mathbf{H}) = 0, \quad (4')$$

где вектор плотности полного тока $\mathbf{j}_n = (\sigma - i\omega\epsilon)\mathbf{E}$ включает ток смещения и определяется через напряженность электрического поля, материальные параметры среды и круговую частоту колебаний.

Хорошо известно (на чем мы здесь не останавливаемся), что элементы поля, описываемые системой уравнений (1')–(4'), должны удовлетворять естественным граничным условиям (Тамм, 1929), а также условиям излучения Зоммерфельда в бесконечно удаленной части пространства (Тихонов, Самарский, 1972).

Известно также, что плотность свободных (наведенных) объемных зарядов в проводящей однородной среде экспоненциально уменьшается с течением времени независимо от «временного течения ЭМ процесса» (Бурсиан, 1972). Поэтому считается, что для установившегося переменного поля этой плотностью объемных зарядов можно пренебречь (Заборовский, 1960).

В случае гармонического режима, также относящегося к категории установившихся процессов (см. Тихонов, Самарский, 1972), будем полагать, что частота возбуждения поля не слишком высокая и позволяет объемным зарядам полностью релаксировать за период колебаний ЭМ поля, что свойственно реальным геологическим средам (Бурсиан, 1972).

Тогда в правой части уравнения (3') остается лишь одно слагаемое, отвечающее за генерацию ЭМ поля, это сосредоточенный сторонний заряд, меняющийся во времени по гармоническому закону, который условно можно назвать «гармоническим монополем».

Задачей исследования является определение компонент возбуждаемого им ЭМ поля в нижнем полупространстве вплоть до границы раздела земля–воздух.

Об использовании электродинамических потенциалов

Известно, что введение электродинамических потенциалов позволяет свести систему уравнений (1–4) или (1'–4') к дифференциальным уравнениям второго порядка относительно неизвестных скалярной и векторной функций (Тамм, 1929), однако многие авторы отдают предпочтение определению элементов векторного потенциала, минуя определение скалярного (см. например, Заборовский, 1960; Бурсиан, 1972 и др.).

Исходя из специфики нашей задачи, непосредственное определение скалярного потенциала значительно упрощает процесс решения и позволяет сравнивать низкочастотную асимптотику окончательных выражений с соответствующими решениями для стационарного поля в аналогичной постановке.

Для рассматриваемой постановки задачи будем использовать известную схему применения вектор-потенциала электрического типа \mathbf{A} и полагать, что комплексная амплитуда вектора напряженности магнитного поля определяется вихревым образом:

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (8)$$

что приводит к очевидному соотношению, следующему из второго уравнения Максвелла:

$$\mathbf{E} = i\omega\mu \text{ div } \mathbf{A} - \text{grad } U, \quad (9)$$

где U – скалярный потенциал электрического поля.

Применяя операцию дивергенции к обеим частям (9), приходим к уравнению эллиптического типа относительно U :

$$\Delta U = i\omega \text{ div } \mathbf{A} - \text{div } \mathbf{E}. \quad (10)$$

Применяя ротор к обеим частям (9), получаем векторное уравнение относительно \mathbf{A} :

$$\Delta \mathbf{A} + i\omega\mu\sigma^* \mathbf{A} = \text{grad div } \mathbf{A} + \sigma^* \text{ grad } U - \mathbf{j}_c, \quad (11)$$

где параметр $\sigma^* = \sigma - i\omega\epsilon$ обозначает «комплексную проводимость» среды (Жданов, 1984).

Последующее использование калибровки Лоренца для потенциалов

$$\text{div } \mathbf{A} + \sigma^* U = 0 \quad (12)$$

позволяет свести систему (10)–(11) к двум независимым уравнениям Гельмгольца (скалярному и векторному) для дальнейшего определения полевых векторных амплитуд \mathbf{E} и \mathbf{H} :

$$\Delta U + k^2 U = -\text{div } \mathbf{E} = -\frac{1}{\sigma^*} \text{ div } \mathbf{j}_c, \quad (13)$$

$$\Delta \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mathbf{j}_c, \quad (14)$$

где $k = \sqrt{i\omega\mu\sigma^*}$ – волновое число.

В большинстве задач классической электродинамики плотность стороннего тока предполагается известной, а применительно к электроразведке определяется конкретной схемой установки, что дает возможность использовать только одно уравнение (14) для определения вектор-потенциала, а затем искомых элементов поля по (8) и (9) с использованием калибровки Лоренца.

В рассматриваемой постановке вопрос о происхождении сторонних сил и конфигурации плотности стороннего тока выходит за рамки статьи, поэтому будем просто полагать, что он обеспечивает заданный гармонический режим возбуждения поля и закон сохранения заряда.

Таким образом, основным уравнением для последующего определения векторов поля является уравнение Гельмгольца относительно скалярного потенциала, которое с использованием (5б) и (7) сводится к виду:

$$\Delta U + k^2 U = -\frac{I}{\sigma^*} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (13')$$

где I – амплитудное значение силы тока растекания от гармонического монополя в окружающую среду.

Интегральные представления для потенциалов и элементов поля

В нижнем полупространстве будем искать в виде суммы частного решения неоднородного уравнения, характеризующего «первичное» поле:

$$U_1 = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}, \quad (15)$$

вид которого выбран из физических соображений и асимптотического соответствия (при $k \rightarrow 0$) стационарному случаю, а также общего решения однородного уравнения, удовлетворяющего известным условиям излучения на ∞ .

$$U_2 = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \int_0^\infty f(\lambda) \exp(-z\sqrt{\lambda^2 - k^2}) J_0(\lambda\sqrt{x^2 + y^2}) d\lambda, \quad (16)$$

где J_0 – цилиндрическая функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Из характера представления (16) можно заключить, что U_2 представляет собой потенциал отраженного поля от границы раздела земля–воздух, источники которого «рассосредоточены» по плоскости $Z = 0$ с неизвестной пока плотностью. Векторный потенциал (из физических соображений имеющий лишь одну составляющую A_z) фактически является векторным потенциалом отраженного поля. Учитывая для него калибровку Лоренца (12), находим, что A_z представим в следующем виде:

$$A_z = \frac{I}{4\pi} \int_0^\infty f(\lambda) \frac{\exp(-z\sqrt{\lambda^2 - k^2})}{\sqrt{\lambda^2 - k^2}} J_0(\lambda\sqrt{x^2 + y^2}) d\lambda. \quad (17)$$

Для нахождения неизвестной функции $f(\lambda)$ воспользуемся граничным условием задачи с учетом пренебрежения токами смещения в воздухе:

$$E_z|_{z=0} = \left(i\omega\mu A_z - \frac{\partial U}{\partial z} \right)_{z=0} = 0, \quad (18)$$

предварительно учитывая представление Зоммерфельда (Заборовский, 1960) для потенциала U_1 :

$$U_1 = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \int_0^\infty \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - k^2}} \times \exp\left[\pm(z_0 - z)\sqrt{\lambda^2 - k^2}\right] J_0(\lambda\sqrt{x^2 + y^2}) d\lambda, \quad (19)$$

где «+» или «-» в показателе экспоненты берутся соответственно для $z_0 < z$ и $z_0 > z$ и предполагается также, что источник находится на оси Z , направленной вертикально вниз. Выполняя дифференцирование по z , получаем функциональное уравнение для определения $f(\lambda)$:

$$i\omega\mu \frac{I}{4\pi} \int_0^\infty \frac{f(\lambda)}{\sqrt{\lambda^2 - k^2}} J_0(\lambda\sqrt{x^2 + y^2}) d\lambda = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left(\int_0^\infty \lambda \exp(-z_0\sqrt{\lambda^2 - k^2}) J_0(\lambda\sqrt{x^2 + y^2}) d\lambda - \int_0^\infty f(\lambda)\sqrt{\lambda^2 - k^2} J_0(\lambda\sqrt{x^2 + y^2}) d\lambda \right), \quad (20)$$

сводящееся к соотношению

$$i\omega\sigma^* \mu f(\lambda) \frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - k^2}} = \lambda \exp(-z_0\sqrt{\lambda^2 - k^2}) - f(\lambda)\sqrt{\lambda^2 - k^2},$$

из которого находим

$$f(\lambda) = \frac{\sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda} \exp(-z_0\sqrt{\lambda^2 - k^2}), \quad (21)$$

а затем интегральные представления для потенциалов:

$$U_2 = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \times \int_0^\infty \frac{\sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda} \exp\left[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}\right] J_0(\lambda\sqrt{x^2 + y^2}) d\lambda, \quad (22)$$

$$A_z = \frac{I}{4\pi} \times \int_0^\infty \frac{1}{\lambda} \exp\left[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}\right] J_0(\lambda\sqrt{x^2+y^2}) d\lambda. \quad (23)$$

Анализируя полученные решения при $\omega \rightarrow 0$, приходим к выводу, известному из теории электроразведки на постоянном токе (см., например, Электроразведка, 1989) для случая точечного заземления в однородном проводящем полупространстве:

$$U_1 = \frac{I}{4\pi\sigma} \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2+(z-z_0)^2}}, \quad (24.1)$$

$$U_2 = \frac{I}{4\pi\sigma} \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2+(z+z_0)^2}}, \quad (24.2)$$

т. е. электрический потенциал в нижнем полупространстве представляет собой сумму действительного источника и зеркально отраженного от границы раздела земля–воздух. При этом векторный потенциал определяется из (23) в логарифмическом виде (Краев, 1951):

$$A_z = \frac{I}{4\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\lambda} \exp[-(z+z_0)\lambda] J_0(\lambda\sqrt{x^2+y^2}) d\lambda = \frac{I}{4\pi} \ln |z+z_0 + \sqrt{x^2+y^2+(z+z_0)^2}| \quad (25)$$

и позволяет легко найти компоненты стационарного магнитного поля:

$$H_x = \frac{I}{4\pi} \frac{y}{(x^2+y^2)} \left[\frac{z+z_0}{\sqrt{x^2+y^2+(z+z_0)^2}} - 1 \right], \quad (26.1)$$

$$H_y = -\frac{I}{4\pi} \frac{x}{(x^2+y^2)} \left[\frac{z+z_0}{\sqrt{x^2+y^2+(z+z_0)^2}} - 1 \right], \quad (26.2)$$

$$H_\phi = \frac{I}{4\pi} \frac{1}{(x^2+y^2)} \left[\frac{z+z_0}{\sqrt{x^2+y^2+(z+z_0)^2}} - 1 \right], \quad (26.3)$$

причем H_ϕ по величине совпадает со значением поля от эквивалентного тока, текущего вдоль оси Z из $-\infty$ в точку $-z_0$, если дополнить нижнее полупространство до всего пространства с той же электропроводностью (Гуревич, 1980).

В электромагнитном варианте дело обстоит несколько иначе. Во-первых, скалярный потенциал отраженного источника имеет плотность в интегральном представ-

лении (22) несколько отличающуюся от плотности реального источника (19), причем отличие наиболее заметно при малых значениях параметра λ . Во-вторых, это отличие (если перейти к элементам напряженности) обусловлено вторичным электрическим полем, индуцированным источниками, наведенными на границе раздела земля–воздух.

Эти различия заложены в самой природе переменного электромагнитного поля, поскольку вихревые электрическое и магнитное поля взаимно порождают друг друга (в отличие от стационарных), а наведенные источники испытывают взаимное влияние друг на друга. Поэтому метод зеркальных отражений, широко используемый в электроразведке на постоянном токе, здесь не работает.

Возвращаясь к гармоническому режиму, из (6)–(7) с учетом (22)–(23) находим интегральные представления компонент электромагнитного поля, излучаемого монополем:

$$E_x = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \right) + \frac{x}{\rho} \int_0^\infty \sqrt{\lambda^2-k^2} \exp\left[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}\right] J_1(\lambda\rho) d\lambda \right], \quad (27.1)$$

$$E_y = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \right) + \frac{y}{\rho} \int_0^\infty \sqrt{\lambda^2-k^2} \exp\left[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}\right] J_1(\lambda\rho) d\lambda \right], \quad (27.2)$$

$$E_z = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \right) + \int_0^\infty \frac{\sqrt{\lambda^2-k^2}}{\lambda} \exp\left[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}\right] J_0(\lambda\rho) d\lambda \right] + \quad (27.3)$$

$$+ k^2 \int_0^\infty \frac{1}{\lambda} \exp\left[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}\right] J_0(\lambda\rho) d\lambda \left. \right],$$

$$H_x = -\frac{I}{4\pi\rho} \int_0^\infty \exp\left[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}\right] J_1(\lambda\rho) d\lambda, \quad (28.1)$$

$$H_y = \frac{I}{4\pi\rho} \int_0^\infty \exp\left[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}\right] J_1(\lambda\rho) d\lambda, \quad (28.2)$$

$$H_{\varphi} = \frac{I}{4\pi} \int_0^{\infty} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}] J_1(\lambda\rho) d\lambda, \quad (28.3)$$

где J_1 – цилиндрическая функция Бесселя I рода 1-го порядка; $\rho = \sqrt{x^2+y^2}$.

Для вычисления магнитных составляющих поля преобразуем в (28) интеграл

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}] J_1(\lambda\rho) d\lambda = \\ & = -\frac{1}{\rho} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}] J_0(\lambda\rho) \Big|_{\lambda=0}^{\infty} + \\ & + \left(-\frac{z+z_0}{\rho}\right) \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-k^2}} \exp[-(z+z_0) \times \\ & \times \sqrt{\lambda^2-k^2}] J_0(\lambda\rho) d\lambda = \quad (29) \\ & = \frac{1}{\rho} \exp[ik(z+z_0)] - \frac{z+z_0}{\rho} \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|}. \end{aligned}$$

Здесь для вывода результата использовано асимптотическое поведение (Никифоров, Уваров, 1984) функции J_0 при больших и малых значениях аргумента. С учетом этого,

$$\begin{aligned} H_x = & -\frac{I}{4\pi} \frac{y}{\rho^2} \left\{ \exp[ik(z+z_0)] - \right. \\ & \left. -(z+z_0) \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right\}, \quad (30.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_y = & +\frac{I}{4\pi} \frac{x}{\rho^2} \left\{ \exp[ik(z+z_0)] - \right. \\ & \left. -(z+z_0) \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right\}, \quad (30.2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{\varphi} = & -\frac{I}{4\pi} \frac{1}{\rho} \left\{ \exp[ik(z+z_0)] - \right. \\ & \left. -(z+z_0) \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right\}, \quad (30.3) \end{aligned}$$

Полученные выражения, как легко заметить, непрерывно переходят при $k \rightarrow 0$ в известные (см. выше), соответствующие стационарному случаю.

Для определения электрических составляющих в более удобном виде преобразуем в (22) интеграл:

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{\lambda^2-k^2}}{\lambda} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}] \times \\ & \times J_0(\lambda\sqrt{x^2+y^2}) d\lambda = \\ & = \int_0^{\infty} \frac{\lambda^2-k^2}{\lambda\sqrt{\lambda^2-k^2}} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}] \times \\ & \times J_0(\lambda\sqrt{x^2+y^2}) d\lambda = \quad (31) \\ & = \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-k^2}} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}] \times \\ & \times J_0(\lambda\rho) d\lambda - k^2 \int_0^{\infty} \frac{\exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}]}{\lambda\sqrt{\lambda^2-k^2}} J_0(\lambda\rho) d\lambda. \end{aligned}$$

Первое слагаемое в правой части (31) есть не что иное, как интегральное представление Зоммерфельда для функции $\frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|}$ в нижнем полупространстве.

Для нахождения второго слагаемого проинтегрируем (29) по z_0 от z_0 до ∞ . При этом левая часть выражения равна:

$$\begin{aligned} & \int_{z_0}^{\infty} dz_0 \int_0^{\infty} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}] J_1(\lambda\rho) d\lambda = \\ & = \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\lambda^2-k^2}} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2-k^2}] J_1(\lambda\rho) d\lambda. \quad (32.1) \end{aligned}$$

Правая часть выражения после интегрирования преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} & \int_{z_0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\rho} \exp[ik(z+z_0)] - \right. \\ & \left. - \frac{z+z_0}{\rho} \frac{\exp[ik\sqrt{\rho^2+(z+z_0)^2}]}{\sqrt{\rho^2+(z+z_0)^2}} \right\} dz_0 = \\ & = -\frac{\exp[ik(z+z_0)]}{ik\rho} + \quad (32.2) \\ & + \frac{\exp[ik\sqrt{\rho^2+(z+z_0)^2}]}{ik\rho}. \end{aligned}$$

Дальнейшее использование (31), с учетом правила дифференцирования цилиндрических функций Бесселя (Никифоров, Уваров, 1984), позволяет получить другое интегральное представление для горизон-

тальных компонент электромагнитного поля:

$$E_x = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} + \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right) - k^2 \frac{x}{\rho} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - k^2}} \times \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}] J_1(\lambda\rho) d\lambda \right], \quad (33.1)$$

$$E_y = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} + \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right) - k^2 \frac{y}{\rho} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - k^2}} \times \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}] J_1(\lambda\rho) d\lambda \right], \quad (33.2)$$

или, после преобразования (31)–(32), освободиться от интегралов:

$$E_x = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} + \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right) - \frac{ikx}{\rho^2} \exp[ik(z+z_0)] + \frac{ikx}{\rho^2} \exp[ik\sqrt{\rho^2 + (z+z_0)^2}] \right], \quad (34.1)$$

$$E_y = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} + \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right) - \frac{iky}{\rho^2} \exp[ik(z+z_0)] + \frac{iky}{\rho^2} \exp[ik\sqrt{\rho^2 + (z+z_0)^2}] \right]. \quad (34.2)$$

Для нахождения E_z -составляющей, преобразуем в (27.3) интеграл:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}] J_0 d\lambda = \\ & = - \int_0^\infty \frac{\lambda^2 - k^2}{\lambda} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}] J_0 d\lambda = \\ & = - \int_0^\infty \lambda \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}] J_0(\lambda\rho) d\lambda + \\ & + k^2 \int_0^\infty \frac{1}{\lambda} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}] J_0(\lambda\rho) d\lambda, \end{aligned} \quad (35)$$

в результате чего

$$E_z = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \right) + \int_0^\infty \lambda \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}] J_0(\lambda\rho) d\lambda \right], \quad (36)$$

или, с учетом дифференцирования представления Зоммерфельда для функции

$$\frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \quad \text{в области нижнего полу-}$$

пространства:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right) = \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - k^2}} \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}] J_0(\lambda\rho) d\lambda = \\ & = - \int_0^\infty \lambda \exp[-(z+z_0)\sqrt{\lambda^2 - k^2}] J_0(\lambda\rho) d\lambda, \end{aligned} \quad (37)$$

приходим к окончательному виду для E_z -составляющей:

$$E_z = \frac{I}{4\pi\sigma} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} + \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right) \right]. \quad (28)$$

Анализируя полученные решения для электрических компонент электромагнитного поля, легко заметить, что они непрерывно переходят при $\omega \rightarrow 0$ в соответствующие решения для стационарного электрического поля, возбуждаемого точечным источником тока в однородном проводящем полупространстве (см., например, Электроразведка, 1989).

Решение задачи для границы раздела и обсуждение результатов

В практических целях нас будут в основном интересовать компоненты поля на поверхности Земли при произвольном расположении источника в нижнем полупространстве.

Полагая $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$, $\mathbf{r} = (x, y, 0)$ и проводя аналогичные выкладки, приходим к следующему результату:

$$E_x = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} + \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right) - \right]$$

$$-\frac{ikx}{R^2} \exp(ikz_0) + \frac{ikx}{R^2} \exp[ik\sqrt{R^2 + z_0^2}], \quad (39.1)$$

$$E_y = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[-\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} + \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right) - \frac{iky}{R^2} \exp(ikz_0) + \frac{iky}{R^2} \exp[ik\sqrt{R^2 + z_0^2}] \right], \quad (39.2)$$

$$E_z = 0, \quad (39.3)$$

$$H_x = -\frac{I}{4\pi R^2} \left[\exp(ikz_0) - z_0 \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right], \quad (40.1)$$

$$H_y = \frac{I}{4\pi R^2} \left[\exp(ikz_0) - z_0 \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right], \quad (40.2)$$

$$H_\phi = -\frac{I}{4\pi R} \left[\exp(ikz_0) - z_0 \frac{\exp(ik|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r}+\mathbf{r}_0|} \right], \quad (40.3)$$

где $R = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$.

Таким образом, каждая компонента электромагнитного поля является функцией четырех параметров: значений координат x_0, y_0, z_0 и амплитудного значения силы тока I точечного источника, если считать известными материальные параметры вмещающей среды σ, μ, ε и круговую частоту колебаний ω .

В реальной обстановке распределение индуцированных точечных зарядов может быть таким, что излучаемое ими поле будет несинфазно. Это связано как со взаимным влиянием геоэлектрических неоднородностей, так и с тем, что фронт волны возбуждающего поля не всегда доходит до них одновременно, особенно для высоких частот. В связи с этим на этапе подбора целесообразно учитывать I как комплексную величину.

На основе полученных выражений (39) не составит труда оценить частотный диапазон, в котором можно пользоваться расчетными формулами для стационарного поля (при вычислении кажущегося сопротивления среды) при обработке и интерпретации экспериментальных данных электрозондирования на переменном токе. Для этого нужно смоделировать конкретную конфигурацию возбуждающей и при-

емной электродинамической систем (включая установку заземлений и токоподводящие провода от генератора переменного тока) и определить допустимую погрешность вычисления кажущегося электросопротивления по расчетным формулам для модели проводящего полупространства. На практике это позволит более адекватно изучать особенности проявления структуры среды в кривых электромагнитного дистанционного зондирования на переменном токе.

Заключение

Решение задачи об излучении элементарного точечного источника – гармонически меняющегося во времени заряда, расположенного в однородном проводящем полупространстве позволило расширить представление о возможных аппроксимационных конструкциях трехмерного переменного электромагнитного поля.

Это дает возможность на этапе подбора аномалий монохроматического поля осуществлять построение комбинации сингулярных особенностей, включающей набор таких источников, излучающих на одной и той же частоте, но с различными начальными фазами и интенсивностью.

Достаточно простой аналитический вид выражений, описывающих компоненты электромагнитного поля, и небольшое число параметров позволяет рассчитывать на то, что процесс подбора может быть не слишком трудоемким в вычислительном отношении, если конечно, распределение индуцированных зарядов (связанных с геоэлектрической неоднородностью) близко по своей структуре к монополюсному характеру.

В общем случае на этапе подбора нельзя исключать возможность дипольного характера распределения зарядов, а также их суперпозицию, приводящую к аппроксимационным конструкциям линейной структуры, например – трехмерных токовых линий (в первом приближении – линейных токов). Вместе с тем, подобные конструкции описываются значительно большим количеством параметров, а их

аналитическое представление не всегда может быть получено в замкнутом виде.

Поэтому представляется целесообразным в дальнейшем выявить класс аппроксимационных конструкций, оптимальных для целей практического использования на этапе подбора переменных электромагнитных полей.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта Программы фундаментальных исследований УрО РАН № 15-2-5-31.

Литература

Бурсиан В.Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Изд. 2-е, испр. и доп. Л.: Недра, 1972. 368 с.

Воскобойников Г.М., Шестаков А.Ф. Метод гасящих функций и его применение для определения особых точек геофизических полей, удовлетворяющих трехмерным уравнениям Лапласа и Гельмгольца // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. № 3. С. 62–75.

Гуревич Ю.М. Методы расчета магнитных полей токов растекания в объемных проводниках Свердловск: УНЦ АН СССР, 1980. 63 с.

Жданов М.С. О едином подходе к проблеме интерпретации геофизических аномалий на основе методов продолжения полей // Геология и геофизика. 1974. № 10. С. 129–137.

Жданов М.С. Аналогии интеграла типа Коши в теории геофизических полей. М.: Наука, 1984. 327 с.

Заборовский А.И. Переменные электромагнитные поля в электроразведке. М.: МГУ, 1960. 186 с.

Иванов В.К. Интегральное уравнение обратной задачи теории потенциала // Докл. АН СССР. 1956а. Т. 105. № 3. С. 400–412.

Иванов В.К. О разрешимости обратной задачи логарифмического потенциала в конечном виде // Докл. АН СССР. 1956б. Т. 106. № 4. С. 598–599.

Краев А.П. Основы геоэлектрики. М.-Л.: Гостехтеориздат, 1951. Ч. I. 445 с.

Мартышко П.С. О решении обратной задачи для магнитного поля токов растекания // Методы интерпретации и модели-

рования геофизических полей. Свердловск: УрО РАН СССР, 1988. С. 24–26.

Мартышко П.С. Интегродифференциальные уравнения обратных задач для переменных электромагнитных полей // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. № 5. С. 55–61.

Мартышко П.С. О двухэтапных методах интерпретации данных электроразведки на постоянном токе // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1994. № 9. С. 91–93.

Мартышко П.С. Обратные задачи электромагнитных геофизических полей. Екатеринбург: УрО РАН, 1996. 144 с.

Мартышко П.С., Рублев А.Л. Алгоритм и примеры решения обратной задачи для переменного электромагнитного поля // Геоэлектрические исследования контрастных по электропроводности сред: Сб. науч. трудов. Екатеринбург: Наука, Урал. отд., 1996. С. 3–11.

Мартышко П.С., Рублев А.Л. О выборе носителя данных при решении обратной задачи для электромагнитного поля // Теория и практика геоэлектрических исследований: Сб. науч. трудов. Екатеринбург: УрО РАН, 1998. С. 3–10.

Мартышко П.С., Рублев А.Л. Уравнения и алгоритм решения теоретической обратной задачи электроразведки с учётом границы земля-воздух // Теория и практика электромагнитных методов геофизических исследований: Сб. науч. трудов. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. С. 3–11.

Никифоров А.Ф., Уваров В.Б. Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1984. 344 с.

Пруткин И.Л., Цирульский А.В. О решении трехмерной обратной задачи магниторазведки // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1984. № 6. С. 79–85.

Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.-Л.: Госиздат, 1929. Т. 1. 504 с.

Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. Изд. 4-е, испр. М.: Наука, 1972. 736 с.

Хачай О.А. Об интерпретации двумерных переменных и трехмерных стационарных аномалий электромагнитного поля // Изв.

АН СССР. Физика Земли. 1989. № 10. С. 50–58.

Хачай О.А. О решении обратной задачи для трехмерных переменных электромагнитных аномалий // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. № 2. С. 55–59.

Хачай О.А. К вопросу об эквивалентности и единственности результатов интерпретации переменных двумерных и трехмерных электромагнитных полей // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 6. С. 50–57.

Хачай О.А. Трехэтапный метод интерпретации переменных электромагнитных полей и его практическая реализация // Электромагнитные исследования с контролируемыми источниками. С.-Петербург, 1996. С. 30–31.

Хачай О.А., Новгородова Е.Н. Опыт площадных индукционных исследований резко неоднородных геоэлектрических сред // Физика Земли. 1997. № 5. С. 60–64.

Хачай О.А., Новгородова Е.Н. Использование трехмерной методики индукционных электромагнитных исследований строения горных массивов // Физика Земли. 1999. № 6. С. 61–65.

Цирульский А.В. О единственности решения обратной задачи теории потенциала // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1969. № 6. С. 60–65.

Цирульский А.В. О решении прямой и обратной задач гравirazведки // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1974. № 7. С. 81–87.

Цирульский А.В. Функции комплексного переменного в теории и методах потенциальных геофизических полей. Свердловск: УрО АН СССР, 1990. 135 с.

Цирульский А.В., Никонова Ф.И., Федорова Н.В. Метод интерпретации гравитационных и магнитных аномалий с построением эквивалентных семейств решений. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1980. 136 с.

Цирульский А.В., Пруткин И.Л. О решении обратной задачи гравиметрии для произвольных классов двумерных и трехмерных потенциалов. Ч. I–II. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1981. № 11. С. 45–61.

Шестаков А.Ф. Метод особых точек для интерпретации двумерных монохроматических электромагнитных полей // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990а. № 2. С. 60–72.

Шестаков А.Ф. Двумерный электромагнитный вариант метода особых точек для слоистых сред // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990б. № 5. С. 62–69.

Шестаков А.Ф. Об уравнениях ТОЗ для стационарного электрического и магнитного полей // Теория и практика интерпретации данных электромагнитных геофизических методов: Доклады конф. Екатеринбург: Наука, Урал. отд., 1996а. С. 61–64.

Шестаков А.Ф. Уравнения ТОЗ для монохроматического ЭМ поля с учетом границы раздела двух сред // Теория и практика интерпретации данных электромагнитных геофизических методов: Доклады конф. Екатеринбург: Наука, Урал. отд., 1996б. С. 65–68.

Электроразведка. Справочник геофизика. Книга 1. М.: Недра, 1989. 438 с.

XVII Уральская молодежная научная школа по геофизике

С 21 по 26 марта 2016 года в Екатеринбурге прошла XVII Уральская молодежная научная школа по геофизике на базе Института геофизики УрО РАН. Школа проходила при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) и участия Горного института УрО РАН, Института горного дела УрО РАН, Института геологии и геохимии УрО РАН, Уральского государственного горного университета, Пермского государственного университета.

Общее количество участников составило более 85 человек. География участников Уральской школы славится своей широтой. В этом году приехали молодые ученые из Петропаловска-Камчатского, Владивостока, Томска, Новосибирска, Перми, Стерлитамака, Москвы, Петрозаводска, Архангельска, Обнинска, Воронежа. Достаточно широко было представлено зарубежье: Киргизия, Казахстан, Армения. За время проведения школы прослушано 50 устных докладов участников, также в рамках школы прошла стендовая секция, в которой было представлено более 20 докладов.



Школу открыл лекцией *«Решение обратных задач гравиразведки и магниторазведки для сеточных моделей источников и оценка достоверности полученных результатов»* Александр Сергеевич Долгаль (д.ф.-м.н., в.н.с., Горный институт УрО РАН, г. Пермь), в которой были освещены актуальные вопросы особенностей интерпретации геофизических полей.

Были заслушаны лекции ведущих ученых:

Шарова Николая Владимировича (д.г.-м.н., зав. лаб., Институт геологии Карельского научного центра РАН, г. Петрозаводск), который рассказал о *«Костомукиском рудном районе»*, о его истории, геологии и глубинном строении исследуемого региона.

Талалая Александра Григорьевича (д.г.-м.н., зав. каф., Уральский государственный горный университет, г. Екатеринбург) – *«Ядерно-геофизические исследования на природно-техногенных объектах»* – о современном комплексе радиационных исследований, проводимых ООО концерном «Недра».

Хачай Ольги Александровны (д.ф.-м.н., в.н.с., Институт геофизики УрО РАН, г. Екатеринбург) – *«Новый метод определения устойчивости состояния геологической среды и результаты его использования в России и Египте»* – поделилась опытом проведения совместных работ с египетскими коллегами.

Демежко Дмитрия Юрьевича (д.г.-м.н., в.н.с., Институт геофизики УрО РАН, г. Екатеринбург) – *«Температурный мониторинг геодинамических процессов»* – об особенностях изучения тепловых свойств горных пород и их применения для оценки изменений геодинамического состояния геологической среды.

Иванова Кирилла Святославовича (д.г.-м.н., зав. лаб., Институт геологии и геохимии УрО РАН) – *«Основные проблемы и задачи геолого-геофизического изучения фундамента Западно-Сибирского нефтегазоносного мегабассейна»*.

Традиционно участникам школы была предложена культурная программа с посещением Свердловского государственного академического театра драмы. В день закрытия конференции «школьники» посетили обелиск «Европа-Азия» на Новомосковском тракте, побывали в мужском монастыре Святых Царственных Страстотерпцев в урочище Ганина Яма, а также посетили музей военной техники «Боевая слава Урала» в Верхней Пышме, от которого осталась в восторге не только мужская половина участников.

За 17 лет проведения школы выросло несколько научных поколений. Мне, как «новому поколению», было интересно видеть и слышать доклады «воспитанников» участников первых школ и понимать, что именно преемственность поколений дает возможность науке двигаться вперед.

*Баженова Е.А.,
м.н.с. лаборатории скважинной геофизики
Института геофизики УрО РАН,
г. Екатеринбург*

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

В журнале «Уральский геофизический вестник» публикуются статьи на **русском языке**, посвященные проблемам геофизики и геофизических исследований Урала. Статьи, соответствующие профилю журнала, принимаются к опубликованию после *рецензирования экспертами*. Редакция журнала оставляет за собой право отклонять материалы, не соответствующие тематике журнала, и просит авторов журнала следовать изложенным ниже правилам.

1. Объем статьи не должен превышать 15 страниц (в формате стилевого файла «Уральского геофизического вестника», см. сайт Института геофизики УрО РАН geoph.net).

2. Рукописи представляются в окончательно проверенном и подписанном автором (авторами) виде в двух отпечатанных экземплярах с обязательным приложением электронного варианта.

3. Текст статьи должен быть набран в стандарте текстового редактора Microsoft Word (*.doc), шрифт Times New Roman, размер 12 пт, один межстрочный интервал, поля со всех сторон – 2 см, отступ абзаца – 0,75 см. Иллюстрированный материал может включаться в рукопись для удобства чтения. Статьи, содержащие рисунки, принимаются к публикации только после согласования с редакцией технических вопросов подготовки рисунков.

4. К рукописи прилагаются: 1) направление в журнал от организации, в которой данное исследование выполнено (печать обязательна); 2) акт экспертизы; 3) сведения об авторах, включающие полные имена и отчества всех авторов, их номера телефонов и адреса; 4) контактный телефон и электронный адрес автора (авторов) для решения вопросов, связанных с прохождением статьи.

5. Рукопись должна быть скомпонована в следующем порядке: 1) индекс статьи по универсальной десятичной классификации (УДК); 2) название статьи (должно быть кратким, конкретным и отражать содержание работы), набирается с выравниванием по центру прописными буквами (полужирный шрифт); 3) фамилии и инициалы авторов (без отступа), а после тире – организация и город. Если авторы из разных организаций, фамилия (фамилии) авторов из каждой организации начинаются с новой строки. Указание организации следует за последним автором; 4) краткая аннотация. Аннотация начинается со слова «**Аннотация**» (полужирный курсив), без отступа на первой строке, размер шрифта 11 пт; 5) ключевые слова (курсив, отступ 0,75 см, размер шрифта 12 пт); 6) авторский перевод этих данных на английский язык; 7) текст статьи; 8) список литературы.

6. Статья должна быть разбита на разделы, отражающие ее содержание. Рекомендуются следующие стандартные рубрики статьи: «Введение», «Исходные данные», «Аппаратура и методика», «Результаты исследования», «Обсуждение результатов», «Выводы»; иногда более целесообразен объединенный раздел «Результаты и их обсуждение». Также могут быть использованы необходимые автору рубрики.

При использовании в тексте статьи сокращений (кроме стандартных) следует давать им расшивку при первом упоминании.

Рисунки и фотографии в электронном виде представляются в форматах: *.tif, *.gif, *.jpg, *.bmp (черно-белые или цветные) в виде отдельных графических файлов. Они должны быть контрастными и четкими. На рисунке должно быть минимум букв и цифровых обозначений, обязательно объясненных в статье или в подрисовочных подписях. Конечные размеры должны быть 5x23 см для размещения в одной колонке и 17x23 см – в двух колонках (т. е. не меньше 1000x2700 px и 2050x2700 px, соответственно, при разрешении 300 dpi). Количество рисунков не должно превышать шести на авторский лист.

Формулы и символы в строке текста набираются с помощью клавиатуры, либо – вкладки Символ меню Вставка. **Курсивом набираются только латинские буквы**. Сложные формулы набираются обязательно в редакторе формул Microsoft Equation 3.0.

Таблицы располагаются в тексте статьи, размер шрифта 11 пт, название таблицы – сверху полужирным шрифтом, выравнивание по левому краю.

Ссылки на литературные источники в тексте приводятся в круглых скобках с указанием только фамилии автора и года. При формальном совпадении ссылок после года ставится буква. Если авторов статьи два, то приводят обе фамилии, если их три и более, то делается ссылка на первого автора статьи, например (Петров и др., 2011). В списке литературы по алфавиту сначала перечисляются русские, потом иностранные издания без нумерации.

Рукописи, оформленные без соблюдения настоящих правил, возвращаются авторам без рассмотрения.

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК № 1 (27) 2016

ISSN 1991-0223

Учредитель

Уральское отделение Российской академии наук

Соучредитель

Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН

Ответственный за выпуск

С т р о к и н а Л. Г.

Подписано в печать 06.06.2016.
Формат 60x84 1/8. Усл. печ. л. 7,4
Уч. -изд. л. 7,5. Тираж 100
Заказ № 95

620016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 100
Институт геофизики УрО РАН

Размножено с готового оригинал-макета в типографии
ООО «ИРА УТК», 620102, г. Екатеринбург, ул. Шаумяна, д. 83

Внимание читателей!

В ИНСТИТУТЕ ГЕОФИЗИКИ УРО РАН
С 2000 ГОДА ИЗДАЕТСЯ

«УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК»

На страницах журнала публикуются оригинальные теоретические, экспериментальные и методические статьи по геофизике и связанной с ней тематике с учетом специфики геологии Урала и прилегающих территорий. Публикуются также результаты измерения закономерностей пространственного и временного распределения геофизических полей, методические и аппаратные разработки, сообщения и другая информация.

- Рассчитан на широкий круг читателей: геофизиков и геологов, научных работников, инженеров, преподавателей, аспирантов и студентов.
- Периодичность – 2 номера в год.
- Индекс 15608.
- Свидетельство о регистрации: ISSN 1991-0223 от 26.07.2006 г.
- Своевременное оформление подписки через агентство «АРСМИ» или заказы в редакции Института геофизики УрО РАН гарантируют Вам получение журнала. Возможно приобретение номеров журнала за прошлые годы.

**Подписывайтесь, заказывайте и читайте
«Уральский геофизический вестник»**
