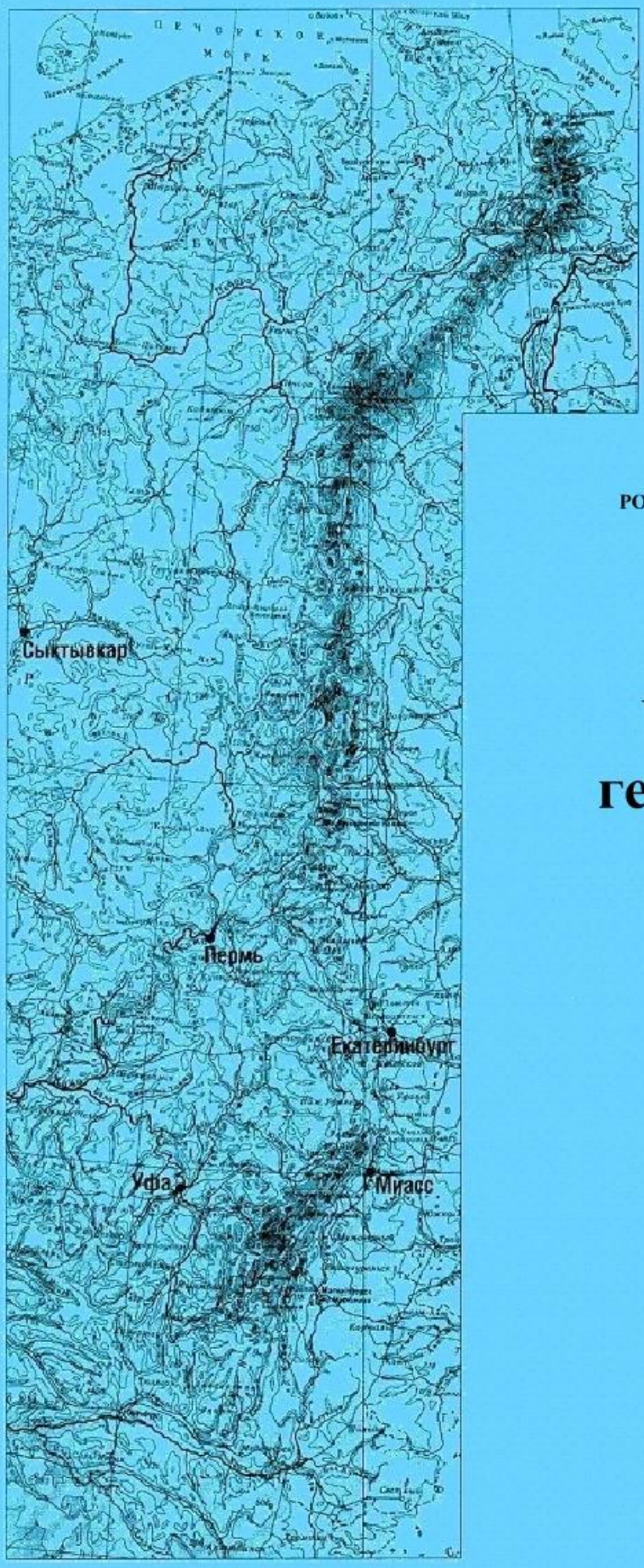
ISSN 1991-0223



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

ИНСТИТУТ ГЕОФИЗИКИ
им. Ю.П. БУЛАШЕВИЧА

Уральский геофизический вестник

№ 2
2012

Екатеринбург
2012

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

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

№ 2 (20)

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор
Уткин В.И. (voutkin@rambler.ru)
Заместитель главного редактора
Бахтерев В.В. (ugv@bk.ru)
Ответственный секретарь
Аревкова Э.О.

Члены редколлегии:

Глухих И.И.
Демежко Д.Ю.
Дружинин В.С.
Мартышко П.С.
Хачай Ю.В.
Хуторской М.Д.
Человечков А.И.
Шаров Н.В.
Шестаков А.Ф.
Эпов М.И.

Институт геофизики УрО РАН
Ул. Амундсена, 100
20016, г. Екатеринбург, Россия
Тел. (343) 267 88 68/267 88 88
Факс. (343)267 88 72
E-mail: mpsdir@mail.ru

Екатеринбург, 2012

СОДЕРЖАНИЕ

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г.
Исследование закономерностей временных изменений структурных и динамических характеристик разрушающегося массива горных пород…… 4

Вишнев В.С.
Приемы полевых и камеральных работ в методе электроразведки блуждающими токами тяговой сети железной дороги…….. 14

Козлова И.А., Юрков А.К.
Вариации объемной активности радона, выделяющегося из образцов горных пород при изменении их температуры в диапазоне (20–450) ^{0}C…….. 31

Миндубаев М.Г.
3D модели свободной конвекции в слоистой пористой среде…….. 36

Федорова Н.В., Криковцева Т.Г.
Моделирование эффектов подмагничивания литосферы Западного Урала вековой вариацией геомагнитного поля в 2000–2009 гг…….. 41

Федорова О.И.
О чувствительности метода наложения полей к близповерхностным геоэлектрическим неоднородностям…….. 47

Хачай Ю.В., Анфилогов В.Н., Антипин А.Н.
О влиянии первичной атмосферы на распределение температуры в Земле при ее аккумуляции…… 54

ХРОНИКА. СОБЫТИЯ. ЛЮДИ.

XIII Уральская молодежная школа по геофизике……. 60

Наши юбиляры……... 63

Памяти А.П. Хейнсона…… 64

==========

Вниманию читателей!

Необходимые номера журнала можно заказать по адресу редакции:
620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100. Институт геофизики УрО РАН.
Тел. (343)2678868/2678889, факс (343)2678872, E-mail: uralgeoph@mail.ru

CONTENTS

Belikov V.T., Ryvkin D.G .
An investigation of patterns of temporal changes of structural and dynamical characterizations of destroying massif of rocks……. 4

Vishnev V.S.
The field works and office studies techniques in stray currents geoelectrical method…….. 14

Kozlova I.A., Yurkov A.K.
Variations volumetric activity of the radon allocated from samples of rocks at their temperature in the range (20–450) ^{0}C…….. 31

Mindubaev M.G.
3D model of free convection in layered porous media…….. 36

Fedorova N.V., Krikovtseva T.G.
Modeling the effects of induced magnetization of the Western Urals by geomagnetic secular variation over the nine-year period of 2000–2009……... 41

Fedorova O.I.
About sensitivity of method of fields to surface-near geoelectric inhomogeneities…….. 47

Khachay Yu.V., Anfilogov V.N., Antipin A.N.
About the influence of the initial atmosphere on the Earth's temperature distribution during it's accumulation…… 54

CHRONICLE. EVENTS. PEOPLE.

XIII Ural youth scientific school on geophysics……. 60

Anniversaries……..…… 63

Memory of A. Heinson…….. 64

==========

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) 2678868/2678889, a fax (343)2678872, E-mail: uralgeoph@mail.ru

УДК 620.179

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ СТРУКТУРНЫХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРУШАЮЩЕГОСЯ МАССИВА ГОРНЫХ ПОРОД

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

Аннотация. На основе предложенного алгоритма проведена количественная интерпретация экспериментальных данных по нескольким последовательным во времени высокоамплитудным радоновым аномалиям. Изучен характер относительных изменений открытой пористости, удельной внутренней поверхности и давления в разрушающемся массиве горных пород.

Массив горных пород, разрушение, радон, пористость, удельная внутренняя поверхность, давление.

AN INVESTIGATION OF PATTERNS OF TEMPORAL CHANGES OF STRUCTURAL AND DYNAMICAL CHARACTERIZATIONS OF DESTROYING MASSIF OF ROCKS

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

Abstract. We propose an algorithm for and provide a quantitative interpretation of experimental data for several consecutive high-amplitude radon concentration anomalies. We further study the patterns of relative changes of porosity, specific internal surface and pressure in a destroying rock massif.

Massif of rocks, destruction, radon, porosity, specific inner surface, pressure.

Введение

Закономерности временных изменений структурно-петрофизических и динамических характеристик разрушающегося массива горных пород могут быть изучены на основе анализа экспериментального материала по таким индикаторам деструктивных процессов, как высокоамплитудные аномалии концентрации радона. Количественная интерпретация соответствующих экспериментальных данных должна быть основана на физико-математических моделях, позволяющих установить взаимосвязь между наблюдаемыми параметрами аномалии и структурными, а также динамическими характеристиками массива. Известно, что высокоамплитудные аномалии концентрации радона, которые нередко предшествуют наступлению катастрофических событий, обусловлены тектонофизическими явлениями в геосреде (Булашевич и др., 1996; Гидро-геохимические ..., 1985; Trique et al., 1999). Будучи генетически связанными с процессами разрушения, они несут в себе информацию о временных изменениях структурно-петрофизических характеристик горных пород. Результаты количественной интерпретации экспериментального материала по вариациям концентрации радона дают возможность детальнее изучить характер протекания деструктивных процессов, а также исследовать причины и условия, влияющие на осуществление того или иного режима их развития. Кроме того, полученные данные о временных изменениях структурных и динамических характеристик трещиновато-пористой среды (ТПС) позволят прогнозировать сценарии протекания процессов разрушения и определять условия реализации каждого из них. В работах (Беликов, Шестаков, 1996; 1997а; б; 2000; 2007) была разработана количественная физическая модель и построена система уравнений для описания миграции радона в разрушающейся ТПС, а также предложен механизм образования высокоамплитудных аномалий его концентрации. С использованием полученных результатов проведена интерпретации экспериментального материала по временным вариациям концентрации радона перед горными ударами в шахтах (Беликов, Шестаков, 1996; 1997а; б; 2000). При этом было изучено относительное изменение открытой пористости и удельной внутренней поверхности (УВП), определены пространственно-временные характеристики очага разрушения. Данные по относительному изменению УВП были использованы в дальнейшем для изучения временных вариаций свободной энергии деформации и напряженного состояния в разрушающемся

массиве горных пород (Беликов, Шестаков, 2008). Усовершенствованная методика и алгоритм количественной интерпретации высокоамплитудных аномалий концентрации радона для изучения относительных временных изменений открытой пористости, УВП и напряженного состояния в процессе разрушения была предложена в работе (Беликов, Рывкин, 2011). Ее опробование проводилось с использованием экспериментального материала по вариациям концентрации радона, полученного в естественных условиях (Trique et al., 1999).

Необходимо отметить, однако, что упомянутые выше алгоритмы количественной интерпретации с целью изучения временных изменений структурно-петрофизических характеристик среды были разработаны для отдельной, имеющей один явно выраженный максимум (одномодальной) радоновой аномалии. Между тем, при проведении радонового мониторинга, нередко наблюдаются аномалии более сложной формы, по сути, представляющие собой совокупность нескольких последовательных перекрывающихся во времени высокоамплитудных радоновых аномалий. Характерной особенностью таких объектов является то, что в целом они образуют полимодальную аномалию, имеющую один главный (глобальный, превышающий фон более чем на порядок) высокоамплитудный максимум, а также несколько локальных максимумов на спаде, причем амплитуда последних со временем имеет тенденцию к уменьшению (см. рис. 1).

Такая морфология временных вариаций концентрации радона показывает, что режим развития процессов разрушения отличается от того, который приводит к появлению одномодальной аномалии. Следует ожидать, что и характер временных изменений структурно-петрофизических и динамических характеристик разрушающихся горных пород в этом случае будет иным. Таким образом, актуальной в настоящее время является задача количественной интерпретации экспериментальных данных по нескольким последовательным во времени высокоамплитудным аномалиям с целью изучения особенностей развития процессов разрушения, обусловивших такую морфологию вариаций концентрации радона.

Целью данной статьи является разработка и тестирование алгоритма количественной интерпретации экспериментального материала по многоэкстремальным высокоамплитудным аномалиям концентрации радона для изучения относительных временных изменений открытой пористости, УВП и напряженного состояния среды в процессе разрушения. Предложенный алгоритм опробован с использованием экспериментальных данных по вариациям концентрации радона, полученных в (Trique et al., 1999).

Постановка задачи

Количественный анализ, а также данные наблюдений показывают, что основным фактором при возникновении высокоамплитудных аномалий концентрации радона, превышающих его фоновое значение в десять и более раз, является разрушение (Беликов, Шестаков, 1996; 1997а; Булашевич и др., 1996). По мере его развития в сообщающееся (открытое) трещиновато-пористое пространство, из которого берутся пробы газа на анализ, включаются содержащие радон отдельные поры и трещины, а также их группы в областях горного массива (блоках), которые до разрушения были изолированы. Кроме того, при разрушении горной породы могут вскрываться ее отдельные фрагменты (зерна) с повышенной способностью генерировать радон (Беликов, Рывкин, 2011). При этом важно отметить, что его равновесная концентрация в изолированных до разрушения порах и блоках, а также вскрытых зернах может значительно превышать ее значение для открытых пор (Беликов, Шестаков, 2007). Вообще говоря, характер развития процессов разрушения в различных участках области, доступной радоновому мониторингу, может быть различным. Следует отметить, однако, что результаты режимных наблюдений вариаций концентрации радона, причем, как правило, в одной точке, не позволяют изучать особенности развития процессов разрушения в отдельных частях массива горных пород. Действительно, свой вклад в формирование данной радоно-

вой аномалии могут давать источники, связанные с пространственно различными областями (очагами) разрушения, в которых одновременно развиваются деструктивные процессы. При этом отдельно оценить влияние каждого из них на морфологию аномалии, а также изучить особенности изменения структурных характеристик среды в соответствующих им областях разрушения по существующим в настоящее время экспериментальным данным мы не имеем возможности. Вместе с тем, для оценки количества зарегистрированного радона нам достаточно знать величину его потока на поверхности полости (помещения), где происходят наблюдения. Причем величина его будет нести в себе информацию обо всех источниках из области доступной радоновому мониторингу. Поэтому такой поток, по сути, будет являться осредненным по пространству, а для его вычисления можно ограничиться одномерной постановкой задачи. С другой стороны, имеющиеся в настоящее время результаты радоновых наблюдений не позволяют изучать пространственную зависимость структурных характеристик разрушения, а также пористости и УВП. Они дают возможность восстанавливать лишь временные изменения осредненных по области сбора радона значений указанных величин.

Физико-математическая модель для описания миграции радиогенного газа в разрушающейся ТПС была предложена в (Беликов, Рывкин, 2011). Она основывается на общей системе осредненных уравнений тепломассопереноса в гетерогенных многокомпонентных средах (Беликов, 1986; 1991). При этом рассматриваются следующие фазы: 1) скелет горной породы; 2) открытое пористое пространство (открытая фаза), из которого производится анализ флюида на содержание радона; 3) изолированная фаза, включающая в себя закрытые (изолированные) поры и трещины, которые в процессе разрушения вовлекаются в сообщающееся открытое пористое пространство, а также блоки пород со своей системой пор и трещин, радон из которых недоступен для анализа перед разрушением (Беликов, Рывкин, 2011). Фазы считаются несжимаемыми, а процесс – изотермическим. Осредненное уравнение баланса радона в открытом пористом пространстве в одномерном случае имеет вид (Беликов, Рывкин, 2011)

$$\frac{\partial C}{\partial t} - D\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \mathrm{v}\frac{\partial C}{\partial x} + \frac{C}{\tau} = b\Omega + \tilde{C}_0\gamma\varphi_{\text{от}}. \qquad (1)$$

Обозначения следующие (Беликов, Рывкин, 2011): C – осредненная частичная концентрация радона; τ – среднее время жизни атомов радона ($\tau = 5{,}52$ сут), связанное с постоянной его распада λ соотношением $\tau = 1/\lambda$; v – среднемассовая скорость радон содержащего флюида; D – коэффициент диффузии радона во флюиде; b – поток радона в открытые поры из скелета; $\Omega = \frac{1}{V}\int_{S_{\text{от–ск}}} dS$ – УВП открытого пористого пространства; $S_{\text{от–ск}}$ – межфазная поверхность, разделяющая открытое пористое пространство и скелет горной породы; V – величина объема осреднения; $\varphi_{\text{îò}}$ – доля объема, занимаемая открытой фазой, $\varphi_{\text{от}} = V_{\text{от}}/V$, $V_{\text{от}}$ – объем, занимаемый открытыми порами, в пределах V; $\tilde{C}_0$ – эффективная осредненная равновесная концентрация радона в скелете и изолированной фазе.

Средние концентрации радона в этих фазах практически постоянны и одинаковы (Беликов, Шестаков, 1997б), тогда в данном приближении $\tilde{C}_0$ будет совпадать с каждой из них. Физический смысл параметра γ будет обсужден ниже. Первый член справа в (1) описывает приток радона в открытую фазу из скелета горной породы, второй – рост его количества за счет разрушения скелета, а также включения в состав открытого пористого пространства части изолированной до разрушения фазы вместе с содержащимся в ней радоном (Беликов, Рывкин, 2011). В процессе разрушения меняется доля объема, занимаемая открытой фазой $\varphi_{\text{îò}}$. Уравнение, описывающее изменение $\varphi_{\text{îò}}$, имеет следующий вид (Беликов, Рывкин, 2011)

$$\frac{\partial \varphi_{\text{от}}}{\partial t} = \gamma\varphi_{\text{от}}, \qquad (2)$$

$\gamma = \gamma_{от-ск} + \gamma_{от-и}$, причем

$$\gamma_{от-ск} = \frac{1}{V_{от}} \int_{S_{от-ск}} u_i n_i \, dS, \quad \gamma_{ìò-è} = \frac{1}{V_{ìò}} \int_{S_{ìò-è}} u_i n_i \, dS, \quad (3)$$

где u_i – скорость движения соответствующей межфазной границы при разрушении (Беликов, 1996; Беликов, Шестаков, 2008); n_i – единичный вектор нормали, внешней по отношению к открытым порам; $S_{от-и}$ – участки поверхности $S_{от-ск}$, которые исчезнут в результате разрушения перемычек, отделяющих изолированную фазу от открытого пористого пространства (Беликов, Рывкин, 2011). Величины $\gamma_{от-ск}$ и $\gamma_{от-и}$ описывают относительное изменение в единицу времени величины $\varphi_{ìò}$ за счет движения поверхностей $S_{от-ск}$ и $S_{от-и}$. Таким образом, параметр γ в (1) и (2) описывает скорость общего относительного изменения $\varphi_{ìò}$ в результате процессов разрушения. Как следует из (1), на содержание радона в открытом пористом пространстве влияет его приток из скелета породы через межфазную поверхность $S_{от-ск}$, которая меняется в процессе разрушения. Уравнение, описывающее изменение УВП открытых пор, в соответствии с (Беликов, Шестаков, 2008; Беликов, Рывкин, 2011), можно записать так

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = \upsilon \Omega, \quad (4)$$

где υ – коэффициент, характеризующий скорость относительного изменения УВП, обусловленного движением межфазной границы $S_{от-ск}$ при разрушении, учитывающий также и перераспределение поверхности, разделяющей скелет и изолированную фазу в пользу открытого пористого пространства (Беликов, Рывкин, 2011). Он зависит от морфологии поверхности $S_{от-ск}$ и скорости ее движения, в которой присутствует также и составляющая, связанная с деформацией межфазной границы (Беликов, Шестаков, 2008). Необходимо отметить, что предположение о несжимаемости фаз не исключает возможности деформации межфазных поверхностей. Последние могут деформироваться, однако, объемы (и доли объема) каждой из фаз при этом не меняются. В то же время, если межфазная поверхность движется в результате процессов разрушения, то (в предположении о несжимаемости фаз) происходит перераспределение объема между фазами. Открытая пористость $\varphi_{от}$ и УВП, а также величины u и γ (последние два параметра в дальнейшем мы будем называть структурными характеристиками разрушения), зависят в общем случае от координат и времени и определяются такими факторами, как морфология ТПС, ее вещественный состав, распределение упругих напряжений и температур. Однако, как мы сказали выше, в силу того, что имеющиеся в настоящее время результаты радоновых наблюдений не позволяют нам изучать зависимость указанных параметров от координат, мы будем считать их осредненными по пространству и зависящими только от времени. В систему уравнений, описывающую изменение структурно-петрофизических характеристик при возникновении радоновой аномалии, входят соотношения (1), (2) и (4). Неизвестными являются C, Ω, $\varphi_{ìò}$.

Расчеты и обсуждение результатов

В силу того, что мы считаем величины $\varphi_{от}, \gamma, \upsilon, \Omega$ зависящими только от времени, решение уравнения (1) целесообразно искать в виде суммы фоновой концентрация радона в открытых порах до начала процессов разрушения и осредненной, зависящей лишь от времени нестационарной добавки, обусловленной процессами разрушения, одинаковой для всей области миграции флюида (Беликов, Рывкин, 2011). При этом предполагается, что фоновая концентрация радона в открытой фазе стационарна, однородна по пространству и определяется равновесием между его распадом и притоком из скелета горной породы. Полученное с использованием такого представления общее решение уравнения (1) позволяет определить полный осредненный поток радона, а также вычислить относительное его количество, поступающего в помещение, в котором происходят наблюдения (Беликов, Рывкин, 2011).

$$\frac{P}{P_0} = 1 + aF_\varphi(t) + F_\Omega(t), \qquad (5)$$

где P – общее количество регистрируемого радона; P_0 – характеризует фоновое значение P,

$$a = \frac{\tilde{C}_0 \varphi_{от}^0}{b\Omega_0 \tau};\ F_\Omega(t) = \frac{1}{\tau}\int_{t_0}^{t}\left[\frac{\Omega(y)}{\Omega_0} - 1\right]e^{-(t-y)/\tau}dy;$$

$$F_\varphi(t) = \frac{1}{\varphi_{от}^0}\int_{t_0}^{t}\gamma(y)\varphi_{от}(y)e^{-(t-y)/\tau}dy, \qquad (6)$$

$\varphi_{от}^0 = \varphi_{от}(t_0)$ – открытая пористость до начала процесса разрушения; $\Omega_0 = \Omega(t_0)$ – соответствующее значение УВП открытого пористого пространства; t_0 – момент времени, принимаемый за начальный. Решения уравнений (2) и (4) имеют вид (Беликов, Рывкин, 2011)

$$\varphi_{от} = \varphi_{от}^0 \exp\left(\int_{t_0}^{t}\gamma(u)du\right),$$
$$\Omega = \Omega_0 \exp\left(\int_{t_0}^{t}\upsilon(u)du\right). \qquad (7)$$

При помощи соотношения (5), используя данные наблюдений вариаций концентрации радона, в результате решения обратной задачи можно восстановить временные изменения структурных характеристик разрушения (γ, υ), а затем, согласно (7), соответствующие относительные (по отношению к начальному значению) изменения $\varphi_{ío}$ и Ω (Беликов, Рывкин, 2011).

В качестве исходного экспериментального материала в данной работе были использованы результаты наблюдений вариаций концентрации радона, приведенные в (Trique et al., 1999) (см. рис. 1). Восстановление временных изменений структурных характеристик разрушения проводилось на основе сравнения экспериментальных значений относительной (по отношению к фону) активности радона с теоретическими, численно совпадающими с отношением P/P_0 (Беликов, Шестаков, 2007). При выборе временной зависимости $\gamma(t)$ и $\upsilon(t)$ мы учитывали многомодальность исследуемой радоновой аномалии. Принятая, исходя из ее морфологии, зависимость параметра γ от времени может быть охарактеризована так. При $t_0 < t < t_1$ процессы разрушения не происходят ($\gamma = 0$). В момент времени t_1 (начало подъема концентрации радона) они возникают, и γ скачком возрастает до величины $\gamma = \gamma_1$, оставаясь постоянной в течение промежутка времени $t_1 < t < t_2^\varphi$ (t_2^φ – момент окончания процесса интенсивного разрушения). В интервалах $t_2^\varphi < t < t_3^\varphi$, $t_3^\varphi < t < t_4^\varphi$ и $t_4^\varphi < t < t_{ê}$, где $t_к$ – время окончания процессов разрушения, совпадающее с концом аномалии, $\gamma = \gamma_2$, $\gamma = \gamma_3$, $\gamma = \gamma_4$ соответственно, причем $\gamma_2 < \gamma_1$, $\gamma_3 < \gamma_1$, $\gamma_4 < \gamma_1$. При $t > t_к$ разрушение прекращается ($\gamma = 0$).

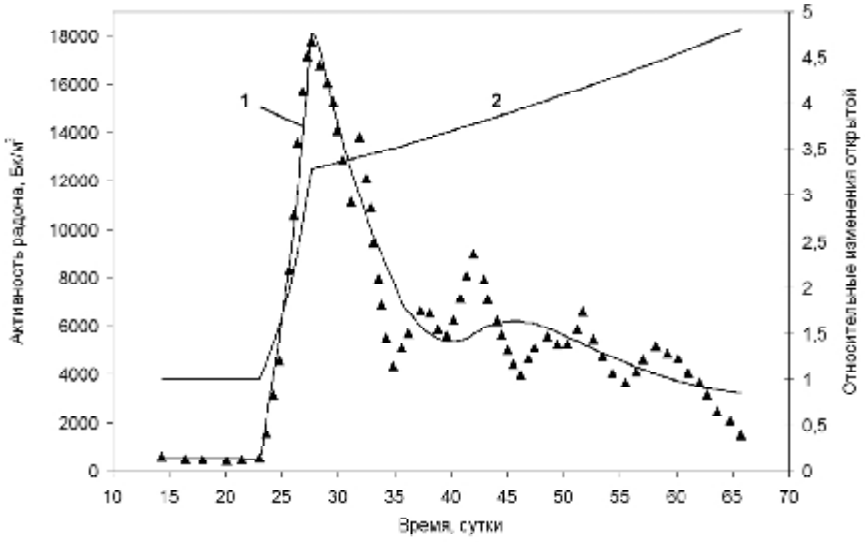


Рис. 1. Сравнение наблюденных значений временных вариаций активности радона (маркеры) с теоретически рассчитанными кривая 1). Относительное изменение открытой пористости $\varphi_{от}/\varphi_{от}^0$ (кривая 2)

Говоря об изменении УВП открытого пористого пространства в процессах разрушения, необходимо иметь в виду, что на некоторой стадии их развития возрастание Ω может смениться ее убыванием (например при укрупнении трещин) и наоборот, при активизации процессов разрушения УВП может снова начать расти. При этом характер как возрастания, так и убывания со временем может быть различным. Выбранная зависимость параметра υ от времени может быть описана следующим образом. При $t = t_1$, когда начинаются процессы разрушения, υ скачком возрастает до величины $\upsilon = \upsilon_1 > 0$, оставаясь постоянной в течение промежутка времени $t_1 < t < t_2^{\Omega}$, где t_2^{Ω} – момент первой инверсии, когда возрастание Ω сменяется ее убыванием ($t_1 < t_2^{\Omega} < t_3^j$). В промежутке $t_2^{\Omega} < t < t_3^{\Omega}$ величина υ принимает постоянное значение $\upsilon = -\upsilon_2$, $\upsilon_2 > 0$, где t_3^{Ω} – момент времени, когда происходит повторная инверсия, и убывание Ω сменяется ее возрастанием. При $t_3^{\Omega} < t < t_4^{\Omega}$, $\upsilon = \upsilon_3 > 0$, где t_4^{Ω} – момент третьей инверсии, когда рост Ω сменяется периодом ее убывания. Причем в интервале $t_4^{\Omega} < t < t_5^{\Omega}$ скорость падения Ω характеризуется величиной $\upsilon = -\upsilon_4$, $\upsilon_4 > 0$, а в интервале $t_5^{\Omega} < t < t_к$ – величиной $\upsilon = -\upsilon_5$, $\upsilon_5 > 0$. При $t > t_к$, $\upsilon = 0$. Необходимо отметить, что указанные выше времена являются моментами возможной инверсии в зависимости $\Omega(t)$. Например, если в результате решения обратной задачи окажется, что $\upsilon_2 = 0$, то при $t = t_2^{\Omega}$ не произойдет смены характера изменения УВП. Важно подчеркнуть, что сама форма радоновой аномалии несет в себе объективную информацию о временах, описывающих характер изменения величин γ и υ. Поэтому, в силу того, что количество определяемых параметров в обратной задаче достаточно велико, все вышеуказанные времена выбирались в соответствии с морфологией аномалии концентрации радона. При этом выбор их численных значений осуществлялся с привлечением физических соображений, соответствующих предложенной модели. Момент времени, принимаемый за начальный, – t_0 = 14,4 сут. Время, когда начинаются процессы разрушения (начало подъема концентрации радона), – t_1=23,0 сут. Время окончания процессов интенсивного разрушения, соответствующее наибольшей амплитуде (глобальному максимуму) радоновой аномалии, – t_2^j=27,6 сут. Момент времени t_3^j = 34,9 сут характеризует первый минимум аномалии, следующий за глобальным максимумом. Время t_4^j = 46,2 сут соответствует следующему минимуму на кривой вариаций концентрации радона. Момент времени, когда заканчиваются процессы разрушения, – $t_к$ = 65,7 сут. Время $t_2^{\Omega} = t_2^j$ = = 27,6 сут соответствует первой инверсии в изменении Ω, когда ее рост сменяется убыванием. Момент времени $t_3^{\Omega} = t_3^j$ = = 34,9 сут определяет вторую инверсию в характере изменения Ω, когда она после периода убывания начинает возрастать. При t_4^{Ω} = 42,0 сут происходит третья инверсия, и возрастание Ω сменяется ее убыванием. В момент времени $t_5^{\Omega} = t_4^j$ = = 51,7 сут изменяется скорость падения Ω. Все времена отсчитывались от даты 0 час 1 марта 1996 г.

Остальные неизвестные параметры $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4, \upsilon_1, \upsilon_2, \upsilon_3, \upsilon_4, \upsilon_5, a$ определялись посредством минимизации функционала, являющегося суммой квадратов отклонений теоретической (в соответствии с (5)) величины P/P_0 от экспериментальных значений относительной активности радона.

На рис. 1 представлена взятая из работы (Trique et al., 1999) интерпретируемая часть наблюденной кривой временных вариаций концентрации радона в сравнении с теоретической, подобранной при помощи процедуры минимизации. Там же приведены временные изменения величины $\varphi_{от}/\varphi_{от}^0$, рассчитанные согласно (7). Из приведенного на рис. 1 графика видно, что характер относительного изменения открытой пористости монотонный. В процессе образования аномалии она все время

возрастает, увеличиваясь в итоге в 4,8 раза. Причем скорость ее роста максимальна на этапе интенсивного разрушения от t_1 = 23,0 сут до t_2^j = 27,6 сут. Следует отметить, что рост открытой пористости происходит как за счет изолированной фазы, так и за счет скелета горной породы. Приведенная выше оценка для относительного увеличения $\varphi_{от}$ справедлива в предположении, что доля объема, занимаемая открытой фазой в начальный момент времени и на протяжении всего процесса разрушения, значительно меньше доли объема, приходящейся на остальные фазы ТПС. Сделать количественные оценки по поводу изменения общей пористости массива данные радоновых измерений не позволяют (Беликов, Рывкин, 2011). В то же время характер относительного изменения УВП (величина Ω/Ω_0) существенно не монотонный. Кривая ее относительных вариаций, представленная на рис. 2, имеет два четко выраженных максимума, наблюдающиеся в моменты времени 27,6 и 42,0 сут, когда УВП возрастает по сравнению с ее первоначальным значением приблизительно в 10,2 и 9,8 раза, соответственно. Между этими максимумами наблюдается минимум, когда величина Ω/Ω_0 равна двум. После второго максимума происходит падение УВП, продолжающееся до уровня, при котором она меньше первоначального значения примерно в 2 раза.

Полученные данные об относительных изменениях УВП позволяют восстановить временные изменения давления в предположении, что среда находится в состоянии равномерного всестороннего сжатия (Беликов, Рывкин, 2011). Это можно осуществить, когда сценарий развития процессов разрушения является эволюционным (не сопровождающимся значительным акустическим импульсом). Критерий, характеризующий условия возникновения такого режима развития процесса разрушения, был предложен в работе (Беликов, Шестаков, 2008). Он является аналогом критерия Гриффитса, характеризующего закономерности распространения отдельной трещины. При его выполнении разрушение происходит таким образом, что мощность упругих сил скомпенсирована работой, затрачиваемой в единицу времени на изменение УВП горных пород.

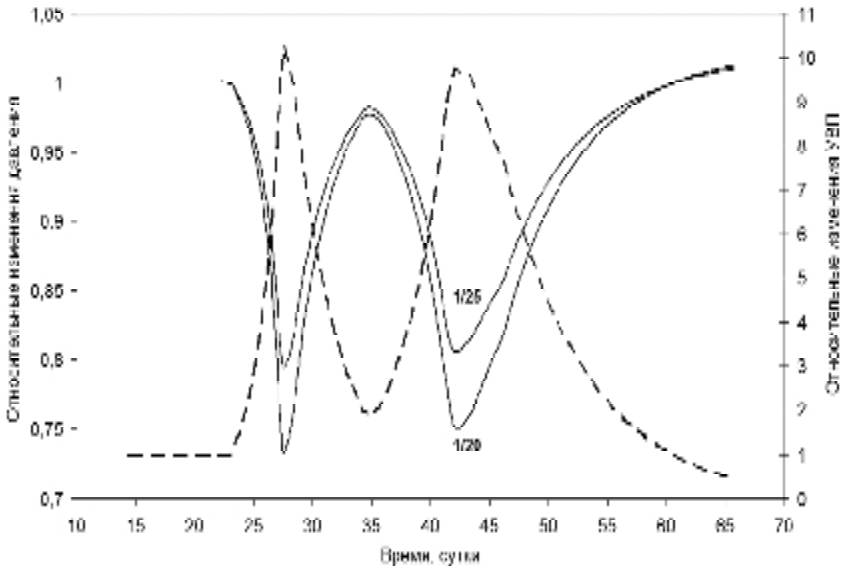


Рис. 2. Относительные изменения давления p/p_0 (сплошные кривые) и УВП открытых пор Ω/Ω_0 (пунктирная кривая) в горном массиве в процессе разрушения. Шифр кривых изменения давления – значения параметра A_0

Описание условий экспериментов, приведенное в (Trique et al., 1999), а также результаты количественной интерпретации, представленного там экспериментального материала с целью определения пространственно-временных характеристик очага разрушения (Беликов, Шестаков, 2007), позволяют заключить, что характер развития деструктивных процессов был близок к эволюционному. Поэтому для изучения относительных временных изменений давления в массиве горных пород в процессе разрушения можно использовать уравнение (Беликов, Шестаков, 2008; Беликов, Рывкин, 2011)

$$\frac{p}{p_0} = \left[1 - A_0\left(\frac{\Omega}{\Omega_0} - 1\right)\right]^{\frac{1}{2}}, \qquad (8)$$

где p и p_0 – давление в скелете породы в текущий и начальный моменты времени; A_0 – параметр, характеризующий начальное соотношение между поверхностной свободной энергией и свободной энергией деформации (Беликов, Шестаков, 2008).

При выводе этого соотношения предполагалось, что на протяжении всего процесса разрушения УВП открытого пористого пространства много больше соответствующей величины для изолированной фазы (Беликов, Шестаков, 2008; Беликов, Рывкин, 2011). Результаты расчетов относительных временных изменений давления в массиве горных пород в процессе разрушения приведены на рис. 2.

Значения параметра A_0 брались равными 1/20 и 1/25. Анализируя одну из приведенных кривых (для случая A_0=1/20), можно отметить, что по мере развития процесса разрушения вначале (до прохождения первого максимума на кривой Ω / Ω_0) происходит уменьшение давления (разгрузка) в массиве, которое в первом минимуме имеет значение $p = 0{,}73\, p_0$. В дальнейшем, по мере уменьшения УВП, давление в среде увеличивается (нагружение массива), достигая максимума $p = 0{,}98\, p_0$. Затем, при росте УВП давление падает, достигая второго минимума $p = 0{,}75\, p_0$. Далее, по мере уменьшения УВП, давление в разрушающемся массиве снова растет (повторное нагружение), достигая к концу аномалии значения $p = 1{,}01\, p_0$.

Полученные результаты показывают, что возникновение многомодальной радоновой аномалии обусловлено повторяющимися во времени периодами активизации процессов разрушения. Причем каждый последующий этап их активизации может начаться, когда еще не завершилась перестройка среды в соответствии с предыдущим этапом. Такой характер развития процессов разрушения приводит к тому, что и давление в массиве периодически меняется. Иначе говоря, при режиме развития процессов разрушения близком к эволюционному, появление многомодальной аномалии свидетельствует о том, что характер изменения давления является немонотонным. Периоды его уменьшения, соответствующие росту свободной поверхностной энергии и УВП, сменяются стадией увеличения давления, когда уменьшается УВП вследствие укрупнения трещин и сжатия массива. Затем рост давления сменяется периодом его падения, соответствующим следующему этапу активизации процессов разрушения. И, наконец, при уменьшении УВП происходит повторное нагружение массива и, как следствие, растет давление. Выше мы уже говорили о том, что отдельные максимумы радоновой аномалии могут быть ассоциированы с различными очагами разрушения.

Например, максимум при t = 42,0 сут, следующий за глобальным, может быть генетически связан с другим источником (очагом), отличным от того, который обуславливает главный максимум на кривой вариаций концентрации радона. При этом процессы разрушения в очаге, ассоциированном с глобальным максимумом, уже прошли активную стадию, и среда в этой области массива релаксирует к новому равновесному состоянию, в то же время в источнике, ответственном за локальный максимум при t = 42,0 сут, наступает активный этап, приводящий к росту открытой пористости и УВП. Последнее отражается на увеличении значений этих параметров в среднем по всей области, доступной радоновому мониторингу. Следующие максимумы аномалии (по крайней мере,

некоторые из них) также могут быть связаны с другими очагами разрушения. В то же время не исключен вариант, при котором некоторые из последующих максимумов аномалии возникают вследствие активизации процессов разрушения в областях массива, обусловивших предшествующие максимумы.

Заключение

Использование предложенного алгоритма для количественной интерпретации экспериментальных данных по многоэкстремальным высокоамплитудным радоновым аномалиям позволило изучить относительные временные изменения открытой пористости и УВП в процессе разрушения массива горных пород. При этом оказалось, что их характер существенно отличается от того, который наблюдается в среде при возникновении одномодальных аномалий.

В данном случае присутствует периодичность в развитии процесса разрушения. При этом его активный этап сменяется периодом релаксации к новому состоянию равновесия, а затем процессы разрушения в данной (или другой) области массива снова могут активизироваться, и наступает новый цикл. Причем, если рост открытой пористости является монотонным, то в характере изменения УВП наблюдается периодичность.

Для аномалии, рассмотренной в данной работе, наблюдаются два четко выраженных максимума в изменении УВП, разделенные одним минимумом. Такой характер временных вариаций УВП приводит к тому, что и динамические условия в среде меняются циклически. Как показывают результаты расчетов по восстановлению относительных временных изменений давления, в разрушающемся горном массиве наблюдается цикл: разгрузка – нагружение, снова разгрузка, затем происходит его повторное нагружение. При этом к концу аномалии давление в массиве выходит на уровень, практически совпадающий с тем, который был до активизации процессов разрушения и образования радоновой аномалии. Дальнейшее усовершенствование алгоритмов количественной интерпретации экспериментальных данных по наблюдениям вариаций концентрации радона с точки зрения их универсализации по отношению к морфологии аномалии позволит получать оперативную информацию о временных изменениях структурно-петрофизических и динамических характеристик разрушающегося массива горных пород. Это, в свою очередь, даст возможность охарактеризовать условия реализации того или иного режима развития процессов разрушения, а также разработать критерии для прогноза катастрофических событий.

Работа выполнена при поддержке программ фундаментальных исследований УрО РАН, проекты № 12-П-5-1018 и № 12-Т-5-1004.

Литература

Беликов В.Т. Условия диссоциации и рекомбинации водяного пара во флюидном потоке // Геология и геофизика. 1986. № 3. С. 110–113.

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

Беликов В.Т., Шестаков А.Ф. Влияние процессов разрушения на миграцию радона в трещиновато-пористой среде. Ин-т геофизики Уро РАН. Екатеринбург, 1996. 38 с. – Рукопись деп. в ВИНИТИ 11.07. № 2315-В96.

Беликов В.Т. О термодинамической интерпретации эмпирического соотношения для долговечности твердых тел // Дефектоскопия. 1996. № 1. С. 96–101.

Беликов В.Т., Шестаков А.Ф. Использование временных вариаций концентрации радона для определения структурных характеристик геосреды. I // Дефектоскопия. 1997а. № 9. С. 79–88.

Беликов В.Т., Шестаков А.Ф. Использование временных вариаций концентрации радона для определения структурных характеристик геосреды. II // Дефектоскопия. 1997б. № 9. С. 89–97.

Беликов В.Т., Шестаков А.Ф. Использование вариаций концентрации радона для определения пространственно-временных характеристик очага разрушения // Дефектоскопия. 2000. № 3. С. 89–95.

Беликов В.Т., Шестаков А.Ф. Определение пространственно-временных характеристик

области разрушения с использованием долговременных аномалий концентрации радона // Физика земли. 2007. № 5. С. 80–87.

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. Изучение изменений структурных и динамических характеристик разрушающегося массива горных пород с использованием вариаций концентрации радона // Дефектоскопия. 2011. № 5. С. 67–78.

Булашевич Ю.П., Уткин В.И., Юрков А.К., Николаев В.В. Изменение концентрации радона в связи с горными ударами в глубоких шахтах // Докл. РАН. 1996. Т. 346. № 1. С. 245–248.

Гидро-геохимические предвестники землетрясений. М.: Наука, 1985. 286 с.

Trique M., Richon P., Perrier F., Avouac J.P., Sabroux J.C. Radon emanation and electric potential variations associated with transient deformation near reservoir lakes // Nature. 1999. Vol. 399 (6732), P. 137–141.

УДК 550.837

ПРИЕМЫ ПОЛЕВЫХ И КАМЕРАЛЬНЫХ РАБОТ В МЕТОДЕ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ БЛУЖДАЮЩИМИ ТОКАМИ ТЯГОВОЙ СЕТИ ЖЕЛЕЗНОЙ ДОРОГИ

Вишнев В.С. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Изложены теоретические основы, рассмотрены характерные особенности, приведены примеры экспериментального опробования метода разведки недр блуждающими токами электрической железной дороги.

Железная дорога, помехи, импульсы, полезный сигнал, модель, параметры, поле, кривые, кажущееся сопротивление.

THE FIELD WORKS AND OFFICE STUDIES TECHNIQUES IN STRAY CURRENTS GEOELECTRICAL METHOD

Vishnev V. S. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The theoretical basics are stated and the characteristic features are considered. The examples of tentation of the stray currents from electric railways prospecting method are shown.

The railways, noise, pulses, friendly signal, model, parameters, field, the apparent resistance curves.

Введение

Возле действующих электрических железнодорожных веток (ЭЖДВ), как известно, в любое время суток наблюдаются интенсивные апериодические импульсные поля – помехи.

Они используются более или менее регулярно для геологоразведочных нужд в методе блуждающих токов (МБТ), который применяют, в основном, на территориях или вблизи горнодобывающих предприятий, оснащенных откаточными средствами на электрической тяге, при картировании и разведке «электронопроводящих» залежей полезных ископаемых (Березин, Семенов, 1973; Гамоян, 1989; Инструкция по электроразведке, 1984). Там рельсы, как правило, контактируют с рудой, места токов утечки из железнодорожного полотна локализованы, морфология пространственного распределения электрических составляющих импульсов практически неизменна, аномалии намного превышают нормальное поле, а непостоянство его интенсивности легко устраняется делением амплитуды сигнала, зарегистрированного в рядовом пункте наблюдения, на соответствующую амплитуду базисном.

Однако в пределах большинства ЭЖДВ, особенно магистрального (междугороднего) назначения, контакты рельсов с рудой (или с другими сильно проводящими геологическими образованиями), надо полагать, отсутствуют и на огромных пространствах, где пролегают такие пути, использование обсуждаемых полей по методике БТ становится неэффективным. Это побуждает заниматься их дальнейшим изучением.

В работах (Вишнев, 1989; 2003) было показано, что из апериодических импульсных помех, возникающих при изменении режимов энергопотребления электровозов, можно выделять однотипные по структуре источника (полезные) сигналы.

Упомянутое свойство рассматриваемого носителя геологической информации послужило толчком для модернизации метода.

Ниже приведено краткое обоснование усовершенствованной разновидности МБТ, условно обозначенной аббревиатурой ЭПЖД – электроразведка полем железной дороги, или МЭПЖД – метод электроразведки полем железной дороги, которая позволяет (в благоприятных условиях) применять импульсные помехи

от ЭЖДВ (далее ЭЖД) для получения как качественных, так и количественных геоэлектрических характеристик, причем, в присутствии и отсутствии действующих рудников.

1. ***Некоторые сведения о системе энергоснабжения электровозов и исходная модель источника полезного сигнала метода ЭПЖД***

Представления об источнике, ответственном за возбуждение изучаемого поля, можно почерпнуть, например, ознакомившись с работой (Марквардт, 1965).

Согласно ее энергия к электропоезду подается от одной или, максимум, от двух тяговых подстанций с помощью подводящих и отсасывающих фидеров, токосъемников локомотива, электрически неразрывного рельсового пути и секционированного контактного провода. Поскольку железнодорожное полотно контактирует с землей, то в передаче электричества участвует и земля (грунт). Энергетические нагрузки в силовых агрегатах электровозов изменяются дискретно. Время становления тока в их цепях не превышает 0,1–0,3 с.

Железнодорожные перегоны имеют участки (подъемы, переезды, остановочные пункты, мосты и т.п.), где изменение режима энергопотребления любых локомотивов практически неизбежно.

На основании выше изложенного не трудно прийти к выводу, что, несмотря на сложную и весьма непостоянную конфигурацию токовых приращений в элементах тяговой сети ЭЖД, в апериодических импульсах содержатся сигналы с эпизодически повторяющейся пространственной структурой, источник которых сравнительно простой и (в общих чертах) заранее известный.

Значит, при выполнении полевых работ методом БТ или, точнее, методом ЭПЖД необходимо выявить одно из мест, где поезда вынуждены изменять свою тяговую нагрузку, и, наряду с синхронным измерением поля на рядовых и базисном пунктах, фиксировать время, направление и особенности их движения (остановка, ускорение, торможение) по этому отрезку пути. Тогда, отбирая импульсы, возникшие в моменты, когда электровозы изменяли свой режим движения на данном отрезке ЭЖД, можно, вероятно, используя несложные статистические приемы, выделить поочередно на всех пунктах наблюдения сигналы (именуемые «полезными»), источник которых один и тот же.

Исходной моделью этого источника надо, по-видимому, считать обособленную ветку с одним неподвижным, но многократно изменяющим свой режим энергопотребления, локомотивом, питаемым одной (при односторонней схеме) или одновременно двумя (при двухсторонней схеме энергоснабжения электровозов) тяговыми подстанциями.

Предлагаемая модель предельно проста и, если принять, что соответствующий участок рельсового пути прямолинейный, неветвящийся и равномерно заземленный, а поле установившееся, легко поддается алгоритмизации.

2. ***Формулы нормального поля основных токонесущих элементов ЭЖД, результаты его расчетов и методические приемы, вытекающие из их анализа***

Вывод расчетных формул профильных и площадных распределений полезного сигнала МЭПЖД для случая горизонтально-однородного слоистого полупространства и выше упомянутой модели ЭЖД при двухстороннем и одностороннем энергоснабжении электровозов подробно изложен в работах (Вишнев, 1989; 2007). Здесь, чтобы было понятно на чем основаны приведенные ниже методические приемы, представим соответствующие математические выражения еще раз, но, в отличие от предыдущих публикаций, в виде удобном для программирования и лишь для случая двухстороннего питания электровоза, так как он наиболее общий:

1. Поле токов утечки железнодорожного полотна:

$$U_1 = \frac{\rho_1 I}{4\pi} k \left\{ \int_{-\infty}^{0} Q_1 f + \int_{0}^{+\infty} Q_2 f + \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 f + \right.$$
$$\left. + \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 f + \int_{-\infty}^{L} Q_5 f + \int_{L}^{+\infty} Q_6 f \right\} dl, \qquad (1)$$

$$E_x = \frac{\rho_1 I}{4\pi} k \left\{ \int_{-\infty}^{0} Q_1 \lambda x_м + \int_{0}^{+\infty} Q_2 \lambda x_м + \right.$$
$$\left. + \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 \lambda x_м + \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 \lambda x_м + \int_{-\infty}^{L} Q_5 \lambda x_м + \int_{L}^{+\infty} Q_6 \lambda x_м \right\} dl, \quad (1')$$

$$E_y = \frac{\rho_1 I}{4\pi} k \left\{ \int_{-\infty}^{0} Q_1 \lambda (y_м - l) + \right.$$
$$+ \int_{0}^{+\infty} Q_2 \lambda (y_м - l) + \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 \lambda (y_м - l) +$$
$$+ \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 \lambda (y_м - l) + \int_{-\infty}^{L} Q_5 \lambda (y_м - l) +$$
$$\left. + \int_{L}^{+\infty} Q_6 \lambda (y_м - l) \right\} dl, \quad (1'')$$

$$H_y = \frac{I}{8\pi} k \left\{ \int_{-\infty}^{0} Q_1 F \frac{x_м}{r} + \right.$$
$$+ \int_{0}^{+\infty} Q_2 F \frac{x_м}{r} + \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 F \frac{x_м}{r} + \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 F \frac{x_м}{r} +$$
$$\left. + \int_{-\infty}^{L} Q_5 F \frac{x_м}{r} + \int_{L}^{+\infty} Q_6 F \frac{x_м}{r} \right\} dl, \quad (2)$$

$$H_x = \frac{-I}{8\pi} k \left\{ \int_{-\infty}^{0} Q_1 F \frac{y_м - l}{r} + \right.$$
$$+ \int_{0}^{+\infty} Q_2 F \frac{y_м - l}{r} + \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 F \frac{y_м - l}{r} +$$
$$+ \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 F \frac{y_м - l}{r} + \int_{-\infty}^{L} Q_5 F \frac{y_м - l}{r} +$$
$$\left. + \int_{L}^{+\infty} Q_6 F \frac{y_м - l}{r} \right\} dl. \quad (2')$$

2. Поле токов, текущих по рельсам:

$$\left| \vec{H}_р \right| = \frac{I}{8\pi} \left(x_м^2 + z_м^2 \right)^{1/2} \left\{ \int_{-\infty}^{0} \frac{\phi_1}{R^3} + \right.$$
$$+ \int_{0}^{+\infty} \frac{\phi_2}{R^3} + \int_{-\infty}^{l_0} \frac{\phi_3}{R^3} + \int_{l_0}^{+\infty} \frac{\phi_4}{R^3} +$$
$$\left. + \int_{-\infty}^{L} \frac{\phi_5}{R^3} + \int_{L}^{+\infty} \frac{\phi_6}{R^3} \right\} dl, \quad (3)$$

$$H_{xр} = \frac{I}{8\pi} z_м \left\{ \int_{-\infty}^{0} \frac{\phi_1}{R^3} + \int_{0}^{+\infty} \frac{\phi_2}{R^3} + \int_{-\infty}^{l_0} \frac{\phi_3}{R^3} + \right.$$
$$\left. + \int_{l_0}^{+\infty} \frac{\phi_4}{R^3} + \int_{-\infty}^{L} \frac{\phi_5}{R^3} + \int_{L}^{+\infty} \frac{\phi_6}{R^3} \right\} dl = 0, \quad (3')$$

$$H_{zр} = \frac{-I}{8\pi} x_м \left\{ \int_{-\infty}^{0} \frac{\phi_1}{R^3} + \int_{0}^{+\infty} \frac{\phi_2}{R^3} + \right.$$
$$\left. + \int_{-\infty}^{l_0} \frac{\phi_3}{R^3} + \int_{l_0}^{+\infty} \frac{\phi_4}{R^3} + \int_{-\infty}^{L} \frac{\phi_5}{R^3} + \int_{L}^{+\infty} \frac{\phi_6}{R^3} \right\} dl, \quad (3'')$$

где

$$Q_1 = -(1 - l_0 / L) e^{kl}, \quad Q_3 = +e^{k(l - l_0)},$$
$$Q_2 = -(1 - l_0 / L) e^{-kl}, \quad Q_4 = +e^{-k(l - l_0)},$$
$$Q_5 = -(l_0 / L) e^{k(l - L)}, \quad Q_6 = -(l_0 / L) e^{-k(l - L)}, \quad (4)$$

$$\phi_1 = (1 - l_0 / L) e^{kl}, \quad \phi_3 = -e^{k(l - l_0)},$$
$$\phi_2 = -(1 - l_0 / L) e^{-kl}, \quad \phi_4 = e^{-k(l - l_0)},$$
$$\phi_5 = (l_0 / L) e^{k(l - L)}, \quad \phi_6 = -(l_0 / L) e^{-k(l - L)}, \quad (4')$$

$$k = (r_р / r_п)^{1/2}, \quad R = \left\{ x_м^2 + (y_м - l)^2 + z_м^2 \right\}^{1/2},$$
$$H_{yр} = 0, \quad H_z = 0,$$

и (на поверхности проводящего полупространства, т.е. при $z_м$=0)

$$f = \frac{1}{r} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_n}{\left[r^2 + (2dn)^2 \right]^{1/2}}, \quad F = \frac{1}{r},$$
$$\lambda = \frac{1}{r^3} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_n}{\left[r^2 + (2dn)^2 \right]^{3/2}}, \quad (4'')$$
$$R = r = \left[x_м^2 + (y_м - l)^2 \right]^{1/2}, \quad H_{xр} = 0,$$

U_1 – потенциал (в первом слое проводящего полупространства); E_i – электрические; H_i – магнитные составляющие напряженности поля утечек из рельсов (i=x, y); $x_м$, $y_м$, $z_м$ – координаты пунктов наблюдения (М) в прямоугольной системе xyz с началом в месте расположения одной из питающих электровоз (Э) тяговой подстанции (которая обозначена условно буквой А, а работающая с ней на параллельную нагрузку – буквой В), осью y, направленной от подстанции А к электровозу Э и подстанции В, осью z – по вертикали вниз; $r_р$ – погонное электрическое сопротивле-

ние рельсов (Ом/км); $r_п$ – погонное электрическое сопротивление перехода рельс – земля (Ом·км); l_0 – координата электровоза в момент изменения режима энергопотребления; $\vec{H}_р$, $H_{xр}$, $H_{zр}$ – вектор и декартовы составляющие напряженности поля тока рельсов; l – текущая координата железнодорожного полотна, отсчитываемая по оси y; q_n – коэффициенты (эмиссии), характеризующие электрические свойства геологической среды; L – длина соответствующей секции контактного провода; d – общая мера глубин нижних границ пластов горизонтально-однородного слоистого полупространства; ρ_1 – удельное электрическое сопротивление пород первого слоя; I – тяговый ток электровоза Э; l_0/L – доля тока подстанции В; $(1 - l_0/L)$ – доля тока подстанции А; р – символ рельсового пути.

3. Поле токов секции (с) контактного провода:

$$H_{xc} = \frac{Ih}{4\pi(x_м^2 + h^2)}\left\{\frac{y_м(1-l_0/L)}{(x_м^2 + y_м^2 + h^2)^{1/2}} - \right.$$
$$- \frac{(y_м - l_0)(1-l_0/L)}{[x_м^2 + (y_м - l_0)^2 + h^2]^{1/2}} -$$
$$- \frac{(y_м - l_0)(l_0/L)}{[x_м^2 + (y_м - l_0)^2 + h^2]^{1/2}} + \qquad (5)$$
$$\left. + \frac{(y_м - L)(l_0/L)}{[x_м^2 + (y_м - L)^2 + h^2]^{1/2}}\right\},$$
$$H_{zc} = \frac{-Ix_м}{4\pi(x_м^2 + h^2)}\left\{\frac{y_м(1-l_0/L)}{(x_м^2 + y_м^2 + h^2)^{1/2}} - \right.$$
$$- \frac{(y_м - l_0)(l_0/L)}{[x_м^2 + (y_м - l_0)^2 + h^2]^{1/2}} -$$
$$- \frac{(y_м - l_0)(1 - l_0/L)}{[x_м^2 + (y_м - l_0)^2 + h^2]^{1/2}} + \qquad (5')$$
$$\left. + \frac{(y_м - L)(l_0/L)}{[x_м^2 + (y_м - L)^2 + h^2]^{1/2}}\right\},$$

где h – высота подвеса контактного провода (принятая при расчетах равной 0,006 км), $z_м = 0$, $H_{yc} = 0$.

4. Поле тока вертикального фидера (ф):

$$H_{xф} = \frac{I'\cdot y_м}{4\pi[(x_м - x_0)^2 + (y_м - y_0)^2]}\times$$
$$\times\frac{h'}{[(x_м - x_0)^2 + (y_м - y_0)^2 + (h')^2]^{1/2}}, \qquad (6)$$

$$H_{yф} = \frac{I'\cdot x_м}{4\pi[(x_м - x_0)^2 + (y_м - y_0)^2]}\times$$
$$\times\frac{h'}{[(x_м - x_0)^2 + (y_м - y_0)^2 + (h')^2]^{1/2}}, \qquad (6')$$

где x_0, y_0 – координаты основания, h' – длина фидера, I' – ток подстанции А, или ток подстанции В, $z_0 = z_м = 0$, $h' = h$, $H_{zф} = 0$.

Если $d \to \infty$, то выражения (1), (1'), (1") и (4") становятся пригодными для случая однородного полупространства. Если L положить равной $\pm\infty$, то есть исключить действие подстанции В, то (1), ..., (5') будут подходить и для случая одностороннего питания Э.

Рассматривая математические выражения (1–6'), не трудно заметить, что в установившемся режиме, как и следовало ожидать, сведения о параметрах геоэлектрического разреза содержатся только в электрических составляющих полезного сигнала.

Значит, на базисном пункте метода ЭПЖД (или на базисном и рядовых) надо измерять еще и магнитные составляющие поля БТ и нормировать амплитуды электрических импульсов к соответствующим амплитудам магнитных, так как последние отражают, в основном, лишь особенности их возбудителя. В стандартном же варианте МБТ приведение данных измерения к одной и той же интенсивности источника производится путем деления электрических импульсов рядовых пунктов на электрические же импульсы базисного пункта, что, даже при точном знании структуры токовых приращений в элементах тяговой сети ЭЖД, делает эти данные малопригодными для количественного истолкования.

Формулы (1–6') были использованы при математическом моделировании профильных и площадных распределений полезного сигнала МЭПЖД (Вишнев, 2007). В результате моделирования установлено:

1. Несмотря на многочисленность возбудителей, нормальные поля горизонтальных магнитных (H_x, H_y) составляющих изучаемого сигнала на удалениях свыше полутора – двух километров от железнодорожного полотна (также как E_x и E_y в установившемся режиме) создаются в основном

лишь токами утечки из рельсов. Вертикальной (H_z) – практически везде только токами, проходящими по рельсам и контактной подвеске.

Значит, в случаях, когда контактная сеть оказывается сложной, базисный пункт лучше располагать на расстоянии примерно 2 км от ЭЖД и, по возможности, там, где амплитуды H_x и H_y соизмеримые, то есть обе достаточно интенсивные. Тогда при обработке полевых материалов метода ЭПЖД учет особенностей устройства соответствующей секции контактного провода становится необязательным.

Если используемый участок ЭЖД не очень сложный, или же количественные данные об исследуемом геоэлектрическом разрезе не требуются, то базисный пункт МБТ лучше располагать в непосредственной близости (100–400 м) от выбранного места вынужденного изменения тяговой нагрузки электровозов. Так как следить за временем, направлением и изменениями характера движения поездов удобнее прямо с базисного пункта.

2. В точках местности, находящихся вблизи дороги (на расстояниях примерно до 500 метров от рельсов), абсолютные величины H_x, H_y в несколько раз меньше, чем H_z.

Следовательно, амплитуды H_z, измеренные в этих точках, не должны сильно зависеть от электропроводности горных пород при любом реальном геологическом разрезе. И по их распределениям можно, вероятно, вычислять значения параметров тяговой сети, величины которых заранее неизвестны, в частности, приращения токов утечки из рельсов на различных отрезках железнодорожного полотна, вызвавшие импульсы E_i, H_j во всем пространстве наблюдения, и др.

Откуда вытекает, что источник полезных сигналов, выделяемых из помех от ЭЖД, по своей сути детерминируемый и его можно использовать для получения как качественных, так и количественных геоэлектрических характеристик.

Теоретическое обоснование методики определения токов утечки с различных отрезков рельсового пути по амплитудам H_z составляющей полезного сигнала МЭПЖД приведено в статье (Вишнев, 2000).

Однако сама методика, в связи с наличием ряда причин, в основном, организационного характера, еще никак не опробована. Но и без знания конкретных структурных особенностей упомянутых утечек можно, вероятно, (в благоприятных обстоятельствах) данные измерения помех от ЭЖД преобразовывать в параметр кажущееся сопротивление $\rho_{к,тс}$ (тс – тяговая сеть), профильные распределения которого (кривые $\rho^{ij}_{к,тс}$) легко интерпретировать количественно.

3. *Математические выражения для расчета параметра* $\rho_{к,тс}$

Общая формула, по которой рассчитывают экспериментальные кривые $\rho_{к,тс}$, имеет вид (Вишнев, 1989; 2010; 2011):

$$\rho^{ij}_{к,тс} = \frac{G^j_0}{P^i_0} \cdot \frac{\Delta E_i}{\Delta H_j},\ i = x, y;\ j = y, x, \qquad (7)$$

где G^j_0 / P^i_0 – соотношение, играющее роль коэффициента электроразведочной установки; ΔE_i – составляющая по оси x или y прямолинейных координат импульса напряженности электрического поля, измеренного на рядовом пункте наблюдения; ΔH_j – составляющая по оси y или x импульса напряженности магнитного поля, измеренного на базисном либо том же рядовом пункте наблюдения; 0 – символ рядового (р) или базисного (д) пункта; $\rho^x_{к,тс}$ – «поперечные» (ось x – поперек дороги); $\rho^y_{к,тс}$ – «продольные» кривые кажущегося сопротивления, причем, если схема питания электровозов двухсторонняя, а рельсовый путь прямолинейный, равномерно заземленный и неветвящийся (или близок к таковому), то

$$P^x_0 = \frac{k}{4\pi}\left\{\int_{-\infty}^{0} Q_1 \frac{x_м}{r^3} + \int_{0}^{+\infty} Q_2 \frac{x_м}{r^3} + \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 \frac{x_м}{r^3} + \right.$$
$$\left. + \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 \frac{x_м}{r^3} + \int_{-\infty}^{L} Q_5 \frac{x_м}{r^3} + \int_{L}^{+\infty} Q_6 \frac{x_м}{r^3}\right\} dl\ , \qquad (8)$$

$$P_0^y = \frac{k}{4\pi}\left\{\int_{-\infty}^{0} Q_1 \frac{(y_м - l)}{r^3} + \int_{0}^{+\infty} Q_2 \frac{(y_м - l)}{r^3} + \right.$$
$$+ \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 \frac{(y_м - l)}{r^3} + \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 \frac{(y_м - l)}{r^3} + \quad (8')$$
$$\left. + \int_{-\infty}^{L} Q_5 \frac{(y_м - l)}{r^3} + \int_{L}^{+\infty} Q_6 \frac{(y_м - l)}{r^3}\right\} dl,$$

$$G_0^y = \frac{k}{8\pi}\left\{\int_{-\infty}^{0} Q_1 \frac{x_м}{r^2} + \int_{0}^{+\infty} Q_2 \frac{x_м}{r^2} + \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 \frac{x_м}{r^2} + \right.$$
$$\left. + \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 \frac{x_м}{r^2} + \int_{-\infty}^{L} Q_5 \frac{x_м}{r^2} + \int_{L}^{+\infty} Q_6 \frac{x_м}{r^2}\right\} dl, \quad (9)$$

$$G_0^x = \frac{-k}{8\pi}\left\{\int_{-\infty}^{0} Q_1 \frac{y_м - l}{r^2} + \int_{0}^{+\infty} Q_2 \frac{y_м - l}{r^2} + \right.$$
$$+ \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 \frac{y_м - l}{r^2} + \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 \frac{y_м - l}{r^2} + \quad (9')$$
$$\left. + \int_{-\infty}^{L} Q_5 \frac{y_м - l}{r^2} + \int_{L}^{+\infty} Q_6 \frac{y_м - l}{r^2}\right\} dl + J_x,$$

$$J_x = \frac{h}{4\pi(x_м^2 + h^2)}\left\{\frac{y_м(1 - l_0/L)}{(x_м^2 + y_м^2 + h^2)^{1/2}} - \right.$$
$$- \frac{(y_м - l_0)(1 - l_0/L)}{[x_м^2 + (y_м - l_0)^2 + h^2]^{1/2}} - \quad (9'')$$
$$- \frac{(y_м - l_0)(l_0/L)}{[x_м^2 + (y_м - l_0)^2 + h^2]^{1/2}} +$$
$$\left. + \frac{(y_м - L)(l_0/L)}{[x_м^2 + (y_м - L)^2 + h^2]^{1/2}}\right\}.$$

Математическое выражение для расчета теоретических значений этого параметра в случае горизонтально-однородного слоистого полупространства выглядит несколько иначе, а именно (Вишнев, 2010):

$$\rho_{k,mc}^i = \frac{\rho_1 \cdot P_{сл}^i}{P_0^i}, \quad i = x, y, \quad (10)$$

где

$$P_{сл}^x = \frac{k}{4\pi}\left\{\int_{-\infty}^{0} Q_1 \lambda x_м + \int_{0}^{+\infty} Q_2 \lambda x_м + \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 \lambda x_м + \right.$$
$$\left. + \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 \lambda x_м + \int_{-\infty}^{L} Q_5 \lambda x_м + \int_{L}^{+\infty} Q_6 \lambda x_м\right\} dl, \quad (10')$$

$$P_{сл}^y = \frac{k}{4\pi}\left\{\int_{-\infty}^{0} Q_1 \lambda(y_м - l) + \int_{0}^{+\infty} Q_2 \lambda(y_м - l) + \right.$$
$$+ \int_{-\infty}^{l_0} Q_3 \lambda(y_м - l) + \int_{l_0}^{+\infty} Q_4 \lambda(y_м - l) + \quad (10'')$$
$$\left. + \int_{-\infty}^{L} Q_5 \lambda(y_м - l) + \int_{L}^{+\infty} Q_6 \lambda(y_м - l)\right\} dl,$$

$$\lambda = \frac{1}{r^3} + 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_n}{\left[r^2 + (2dn)^2\right]^{3/2}},$$

q_n – как и прежде, коэффициенты (эмиссии), характеризующие электрические свойства геологической среды; d – наибольшая общая мера глубин нижних границ пластов горизонтально-однородного слоистого (сл) полупространства.

При моделировании поведения параметра $\rho_{к,тс}$ над двухслойными разрезами коэффициенты q_n тождественны выражению:

$$q_n = \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}\right)^n,$$

при моделировании поведения $\rho_{k,тс}$ над многослойными разрезами рассчитываются по рекуррентным формулам. В случае, например, трехслойного разреза соответствующая рекуррентная формула имеет вид (Заборовский, 1963):

$q_{p2+m} = k_{12}q_{p2-p1+m} + k_{23}\cdot q_m - k_{12}\cdot k_{23}\cdot q_{p1+m}$,

где

$$k_{12} = \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}\right), \; k_{23} = \left(\frac{\rho_3 - \rho_2}{\rho_3 + \rho_2}\right),$$

ρ_1, ρ_2, ρ_3 – удельные электрические сопротивления пород первого, второго и третьего слоя; $p_1 = d_1/d$, $p_2 = d_2/d$, d_1 и d_2 – расстояния от дневной поверхности до подошвенных границ пластов; m = 1, 2, 3, …, $(n - p_2)$; n = 1, 2, 3, …, ∞; n – номера коэффициентов q_n.

Анализируя формулы (7–10”), замечаем, чтобы рассчитать ту или иную кривую $\rho_{к,тс}$, например экспериментальную, нужно, кроме полезных сигналов, знать еще значения параметров модели источника помех. К ним относятся: длина секции контактного провода (L), координата места изменения тяговой нагрузки электровозов (l_0) и

величина корня квадратного из отношения погонного сопротивления рельсов к погонному сопротивлению перехода рельс – земля ($k = (r_р/r_п)^{1/2}$). В реальных условиях их можно регистрировать (в большинстве случаев) только приближенно. Значит, погрешности задания этих характеристик определяют будут ли кривые $\rho_{к,тс}$ отражать особенности геоэлектрического разреза или модельные несоответствия. Примерно то же можно сказать и о координатах пунктов наблюдения ($x_м$, $y_м$), так как отсчитываются они от осей, связанных с выбранной моделью источника.

Влияние наличия ошибок в рассматриваемых величинах на ход профильных распределений $\rho^{ij}_{к,тс}$ изучалось путем сравнения теоретических трехслойных, а также двухслойных, кривых, рассчитанных с точными и не точными значениями L, l_0, $x_м$, $y_м$ и k (рис. 1а, б; 2а, б).

В результате установлено (Вишнев, 2011):

1. Ошибки параметров модели источника полезного сигнала, выделяемого из импульсных помех от ЭЖД, действуют на кривые $\rho^{x}_{к,тс}(x)$ и $\rho^{y}_{к,тс}(x)$ неодинаково. Наиболее сильное влияние они оказывают на профильные распределения величины $\rho^{y}_{к,тс}(x)$.

2. Погрешностями параметра k искажаются (сравнительно сильно), в основном, левые ветви $\rho^{y}_{к,тс}(x)$ и (незначительно) правые части второй (от ЭЖД) трети профиля $\rho^{x}_{к,тс}(x)$, а погрешностями в L и l_0 – (сравнительно слабо) правые ветви $\rho^{y}_{к,тс}(x)$ и, соответственно, (также сравнительно слабо) левые и средние части аналогичной трети профиля $\rho^{x}_{к,тс}(x)$.

3. Для получения практически значимых кривых $\rho^{ij}_{к,тс}$ достаточно обеспечить: задание длины секции контактного провода (L) с ошибкой не более нескольких единиц процентов, задание координаты места изменения тяговой нагрузки электровозов (l_0) с ошибкой не более нескольких десятков – первых сотен метров, задание параметра k с ошибкой примерно равной 10 %.

4. Неточности координат пунктов измерения $x_м$ и $y_м$ действуют на кривые $\rho^{ij}_{к,тс}(x)$ также неодинаково. Наиболее сильное влияние на профильные распределения величин $\rho^{x}_{к,тс}(x)$, $\rho^{y}_{к,тс}(x)$ оказывают погрешности координаты $x_м$.

5. Ошибками $\Delta x_м$ искажаются, в основном, левые ветви $\rho^{ij}_{к,тс}(x)$, ошибками $\Delta y_м$ – средние части ближней к ЭЖД трети расчетного профиля.

6. Для получения кондиционных кривых $\rho^{ij}_{к,тс}$ достаточно обеспечить: задание координаты $x_м$ с погрешностью до первых десятков метров, а координаты $y_м$ с погрешностью до 20 – 30 % (от ее действительного значения).

Из этого следует: если при регулярной сети наблюдения техногенного импульсного поля ЭЖД встретилось препятствие, мешающее разворачиванию электроразведочной аппаратуры, то соответствующий пункт измерения предпочтительно смещать параллельно преимущественному направлению рельсового пути. Причем величина смещения может достигать (иногда) нескольких сотен метров, практически не влияя (в случае горизонтально-однородного геоэлектрического разреза) на качество полевого материала.

7. Суммарное воздействие рассматриваемых ошибок на ход профильных распределений параметра кажущееся сопротивление имеет тенденцию уменьшения с удалением пунктов измерения от дороги (рис. 1, 2). Это объясняется тем, что максимальные искажения $\rho^{ij}_{к,тс}(x)$, обусловленные погрешностями $\Delta x_м$ и Δk, сосредоточены в областях, находящихся вблизи рельсового пути (рис. 1в, г, 2в, г). И распределения $\rho^{ij}_{к,тс}(x)$, даже при значительно больших значениях $\Delta x_м$ и Δk, чем номинальные (соответственно, 10–20 м и 10 %), можно уже с расстояний свыше 1 км от ЭЖД считать неискаженными (рис. 1а, б, в; 2а, б, в).

8. Выявленные требования к точности величин L, l_0, $x_м$, $y_м$ и k довольно мягки, независимы от типа (по крайней мере, слоистого) разреза и (при благоприятных условиях постановки метода БТ) вполне выполнимы.

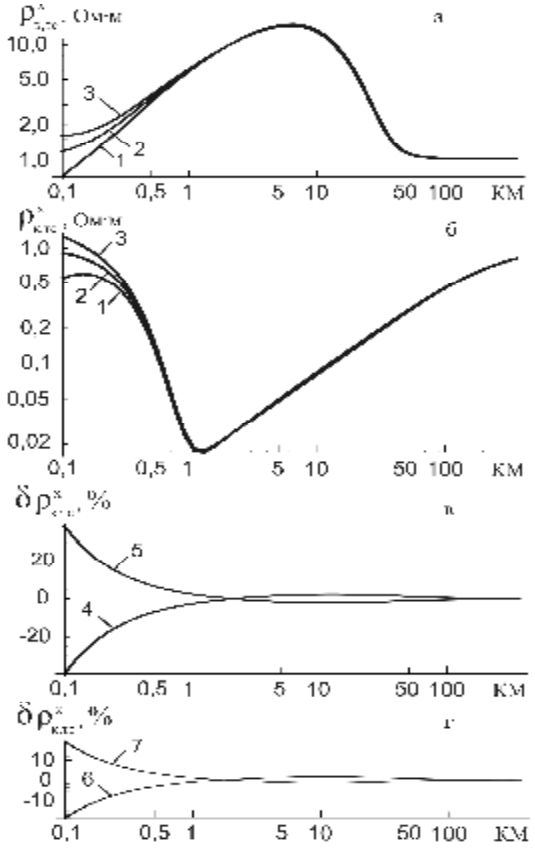


Рис. 1. Особенности хода «поперечных» кривых кажущегося сопротивления $\rho^x_{к,тс} = (G^y_р / P^x_р)\Delta E_{хр} / \Delta H_{ур}$ и графиков их погрешностей при ошибках задания длины секции контактного провода ($L \pm \Delta L$), координаты места изменении режимов энергопотребления электровозов ($l_0 \pm \Delta l$), корня квадратного из отношения погонного сопротивления рельсов к погонному сопротивлению перехода рельс – земля ($k \pm \Delta k$) и координат пунктов наблюдения ($x_м + \Delta x$, $y_м + \Delta y$): а – трехслойный геоэлектрический разрез типа «*К*» (ρ_1 = 1 Ом·м, h_1 = 0,2 км, ρ_2=1000 Ом·м, h_2=0,3 км, ρ_3=1 Ом·м, h_3=∞ км), б – трехслойный геоэлектрический разрез типа «*Н*» (ρ_1 = 1 Ом·м, h_1=0,2 км, ρ_2=0,001 Ом·м, h_2=0,3 км, ρ_3=1 Ом·м, h_3= ∞ км); 1 – при ΔL=1 км, Δl = –100 м, Δk= –0,028 км$^{-1}$, Δx=-0,04 км, Δy= = –0,2 км, 2 – при ΔL=0 км, Δl=0 м, Δk=0 км$^{-1}$, Δx=0 км, Δy=0 км, 3 – при ΔL= –1 км, Δl=+100 м, Δk=+0,028 км$^{-1}$, Δx=0,04 км, Δy=0,2 км; в, г – графики относительных погрешностей значений $\rho^x_{к,тс}$: 4 – ΔL= = +1 км, Δl= –100 м, Δk= –0,028 км$^{-1}$, Δx = = –0,04 км, Δy= –0,2 км, 5 – ΔL= –1 км, Δl =+100 м, Δk=+0,028 км$^{-1}$, Δx=0,04 км, Δy=0,2 км, 6 – ΔL= = +1 км, Δl = –100 м, Δk = –0,014 км$^{-1}$, Δx = –0,02 км, Δy= –0,2 км, 7 – ΔL= –1 км, Δl=+100 м, Δk = = +0,014 км$^{-1}$, Δx = 0,02 км, Δy = 0,2 км. Параметры источника БТ и координаты точек расчета: $l_0 \pm \Delta l$ = 7,0±Δl км, $k \pm \Delta k$ = 0,14±Δk км$^{-1}$, $L \pm \Delta L$ = 20,0±ΔL км; x = 0,1 – 365 км, y = 5,0 км

Действительно, параметр L реальной модели источника полезного сигнала МЭПЖД с погрешностью до 2–2,5 % легко оценить с помощью топографической карты или плана; параметр l_0 с погрешностью до 10–100 м можно определить, фиксируя координаты мест торможения (остановки, ускорения, начала движения) поездов *GPS* – приемником либо используя ту же карту; параметр k с погрешностью до 10–20 % можно задать, сравнивая отношения ΔH_z к ΔH_x или (и) ΔH_z к ΔH_y, зарегистрированные, например, на базисном пункте и полученные для того же пункта путем расчетов, и т.д.

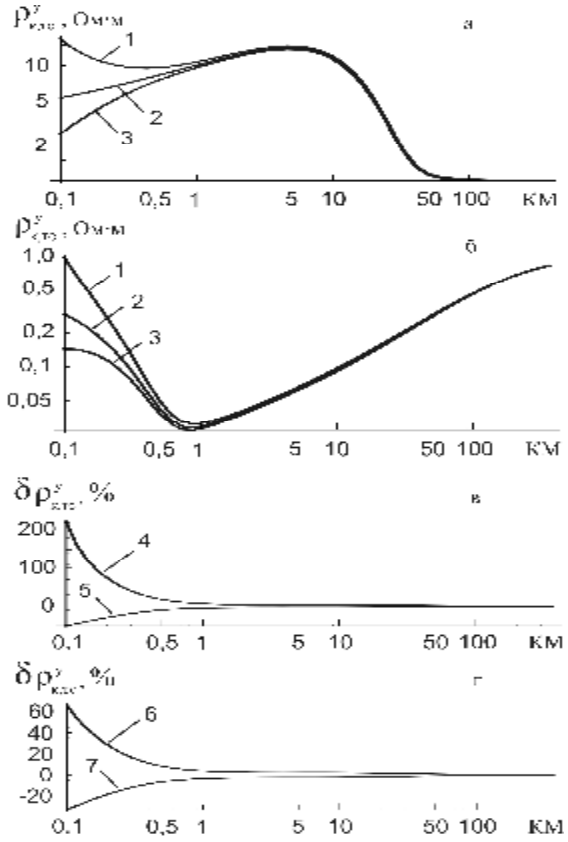


Рис. 2. Особенности хода «продольных» кривых кажущегося сопротивления $\rho^y_{к,тс} = (G^x_р / P^y_р)\Delta E_{ур} / \Delta H_{хр}$ и графиков их погрешностей при ошибках задания длины секции контактного провода ($L \pm \Delta L$), координаты места изменении режимов энергопотребления электровозов ($l_0 \pm \Delta l$), корня квадратного из отношения погонного сопротивления рельсов к погонному сопротивлению перехода рельс – земля ($k \pm \Delta k$) и координат пунктов наблюдения ($x_м + \Delta x$, $y_м + \Delta y$): а, б (1, 2, 3) – то же, что и на рис. 1; в, г – графики относительных погрешностей значений $\rho^y_{к,тс}$ (4, 5, 6, 7 – то же, что и на рис. 1)

4. ***Методика и техника полевых наблюдений, камеральная обработка и интерпретация в рассматриваемом варианте электроразведки***

Для регистрации техногенного импульсного поля ЭЖД хорошо подходит любая (серийно выпускаемая) цифровая или аналоговая многоканальная, широкополосная электроразведочная аппаратура. В том числе: магнитотеллурическая лаборатория МТЛ-71 Мытищинского приборостроительного завода, магнитотеллурическая станция GMS 06 фирмы *Metronix* (Германия), магнитотеллурическая станция V5-2000 MTU фирмы *Phoenix* (Канада), макет магнитотеллурической станции МТЦ-01 (разработка Института геофизики УрО РАН) и т.п.

В качестве вспомогательного оборудования, не входящего в комплект используемой станции, в отдельных случаях потребуются еще сравнительно точные наручные часы, или какой-либо другой хронометр, *GPS*-навигатор (по возможности) и, конечно, пикетажная книжка и журнал наблюдений.

Методика полевых работ в обсуждаемой разновидности электроразведки отличается от методики полевых работ стандартного варианта МБТ только тем, что базисный пункт располагают около такого отрезка рельсового пути, на котором изменение режима энергопотребления тяговых потребителей практически неизбежно. И тем, что регистрируют, наряду с электрическими составляющими, еще магнитные составляющие поля, координаты выбранного места, где электровозы изменяют свой режим энергопотребления, а также время, направление и особенности прохождения поездов (ускорение, остановка и т.п.) мимо базисного пункта. Причем координаты места изменения тяговой нагрузки электровозов, также как и координаты тяговых подстанций и пунктов наблюдения, можно определять инструментально, например, с помощью *GPS*-навигатора, а можно и снимать с топографической карты либо плана, используя визуальные ориентиры. В остальном она такая же, как в методе БТ или теллурических токов.

Обработка полевых материалов МЭПЖД включает в себя выделение однотипных по структуре источника (полезных) сигналов, пересчет их значений в величины $\rho_{к,тс}^{ij}$ и построение профильных либо площадных распределений параметров $\rho_{к,тс}^{\parallel}$, $\rho_{к,тс}^{\perp}$, где символы $\parallel$ и $\perp$ обозначают, соответственно, параллельное и перпендикулярное к (преимущественному простиранию) ЭЖД направление измерительной установки (*MN*) электрического поля. Предпочтительно также дополнять эти распределения графиками параметров $\gamma_{ху}=\Delta E_{хр}/\Delta H_{уд}$, $\gamma'_{ух}=\Delta E_{ур}/\Delta H_{хр}$, $\mu_{хх}=\Delta E_{хр}/\Delta E_{хд}$, $\phi_x = P_д^x \Delta E_{хр}/\Delta E_{хд}$ и т.п.

4.1. *Выделения полезных сигналов из промышленных помех от железной дороги*

а). *Критерии качества исходных импульсов.* В работе (Вишнев, 2003) отмечено, что возмущения техногенного поля, возникающие за счет изменений тяговой нагрузки электровозов, отличаются от сопутствующих возмущений специфической формой импульса, огромной амплитудой в пунктах, расположенных вблизи рельсового пути, и резким затуханием по мере удаления от ЭЖД. Иными словами, опознать перспективные для применения в электроразведке импульсы довольно просто. Однако входящие в них полезные компоненты могут превалировать над остальными, а могут быть и очень маленькими. Значит, использование всех импульсов, возникших при изменении тяговой нагрузки электровозов, проходящих мимо базисного пункта, на равных ведет к увеличению времени полевых работ или к ухудшению качества конечного результата. То есть зарегистрированные импульсы желательно подвергать селекции. Для обоснования критерия их разбраковки вспомним, что в любой точке стационарного по структуре источника поля отношения каких-либо взаимно перпендикулярных составляющих его напряженности (при разных токах) всегда одинаковы. То же, вероятно, должно быть и у импульсов со значительными полезными слагаемыми, только с некоторым раз-

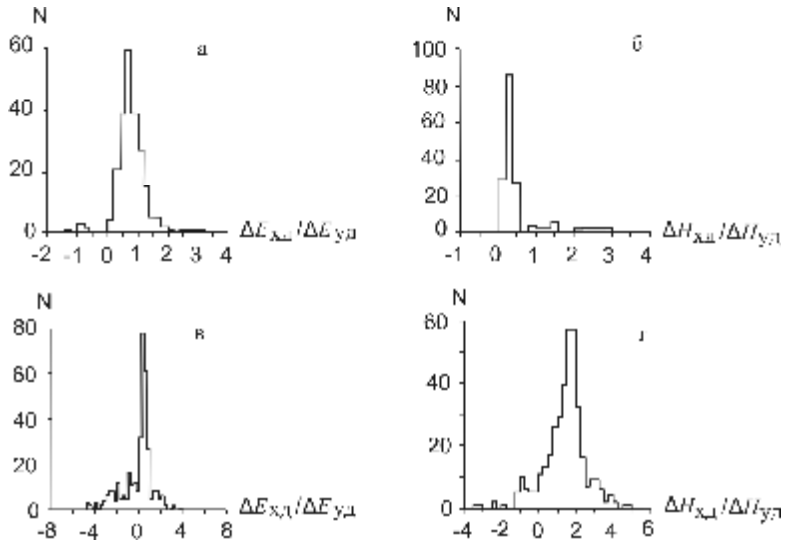


Рис. 3. Гистограммы отношений: а, в – $\Delta E_{хд}/\Delta E_{уд}$; б, г – $\Delta H_{хд}/\Delta H_{уд}$; а, б – для базисного пункта участка 1; в, г – для базисного пункта участка 2 (N – количество, соответственно, значений $\Delta E_{хд}/\Delta E_{уд}$ и значений $\Delta H_{хд}/\Delta H_{уд}$)

бросом. Проверим это на фактических материалах.

На рис. 3 изображены гистограммы отношений $\Delta E_{хд}/\Delta E_{уд}$ и $\Delta H_{хд}/\Delta H_{уд}$, построенные по амплитудам импульсов поля ЭЖД, измеренным на базисных (д) пунктах двух различных участков местности (географическая привязка в разделе 5). Каждая из них характеризуется ясно выраженным одиночным максимумом. Естественно, появление этих экстремумов обусловлено повторением одних и тех же условий возбуждения какой-то части обработанных колебаний. Но допустить, что полезные слагаемые импульсов, входящих в максимумы соответствующих гистограмм, произошли за счет дублирования более сложной ситуации, чем многократное изменение режимов энергопотребления электровозов на одном, заранее обусловленном, отрезке пути, нельзя. Так как исходные материалы были получены на обоих участках работ в разное время суток, то есть при резко отличающихся сочетаниях и взаимных положениях поездов. Откуда вытекает: если отношения $\Delta E_{хд}/\Delta E_{уд}$ или (и) $\Delta H_{хд}/\Delta H_{уд}$, ($\Delta H_{хд}/\Delta H_{zд}$ и др.) являются часто встречающимися, то соответствующие импульсы $\Delta E_{iр}$, $\Delta H_{jд}$, $\Delta E_{iд}$, $\Delta H_{jр}$ наиболее подходящие для выделения полезного сигнала метода ЭПЖД, если отношения $\Delta E_{хд}/\Delta E_{уд}$, $\Delta H_{хд}/\Delta H_{уд}$ и т.п. попадают на боковые ветви своих гистограмм, то соответствующие $\Delta E_{iр}$, $\Delta H_{jд}$, $\Delta E_{iд}$, $\Delta H_{jр}$ содержат сравнительно малые полезные слагаемые и их, по возможности, лучше отбраковать.

Таким образом, критериями качества импульсов поля ЭЖД, пригодных для использования в электроразведке, могут служить величины отношений взаимно перпендикулярных составляющих их амплитуд, измеренных в базисном пункте наблюдения, причем наиболее предпочтительными, как выявлено при математическом моделировании (Вишнев, 2007), являются отношения $\Delta H_{хд}/\Delta H_{уд}$ и $\Delta H_{хд}/\Delta H_{zд}$.

б). *Приемы, позволяющие извлекать полезные сигналы из помех от ЭЖД.* Из выше изложенного вытекает, что для выделения однотипных по структуре источника сигналов при электрической разведке недр блуждающими токами тяговой сети ЭЖД нужно:

1). Осуществить рекогносцировку ближайшего к участку геофизических работ отрезка рельсового пути и выбрать одно из мест, где электровозы вынуждены изменять свой режим энергопотребления.

2). Развернуть около него базисный пункт, оборудованный средствами регистрации, по возможности всех пяти составляющих напряженности электромагнитного поля, а также средствами слежения за временем, направлением и особенностями прохождения поездов по выбранному отрезку пути.

3). Произвести синхронно с измерениями в базисном (д) пункте съемку поля ЭЖД в каждом рядовом (р) пункте. При

этом в качестве электроразведочной аппаратуры можно использовать два, три комплекта любой магнитотеллурической станции, например V5-2000 MTU фирмы *Phoenix* (Канада), осуществляя слежение за поездами визуально и отмечая время, а также особенности (остановка, ускорение и т.п.) их движения в полевом журнале с помощью наручных часов или какого-либо прочего хронометра.

4). Выполнить корреляцию данных регистрации поля базисного и каждого рядового пунктов.

5). Выделить импульсы, возникшие во время прохождения поездов по выбранному месту дороги, и снять их амплитуды.

6). Рассчитать отношения $\Delta H_{xд}/\Delta H_{yд} = \eta_{xy}$ или $\Delta E_{xд}/\Delta E_{yд} = \mu_{xy}$, $\Delta H_{xд}/\Delta H_{zд} = \eta_{xz}$ и т.п.

7). Построить гистограммы величин η_{xy} или (и) μ_{xy}, η_{xz} и др.

8). Определить интервалы наиболее часто встречающихся значений η_{xy} и пр.

9). Отбраковать импульсы, соответствующие отношениям составляющих поля, не входящим в экстремумы упомянутых гистограмм.

10). Построить графики $\Delta E_{xр}(\Delta H_{yд})$, $\Delta E_{yр}(\Delta H_{xд})$, $\Delta E_{xр}(\Delta H_{yр})$, $\Delta E_{xр}(\Delta E_{xд})$ и др.

11). Снять тангенсы углов наклона к осям абсцисс прямых $\Delta E_{xр}(\Delta H_{yд})$, $\Delta E_{yр}(\Delta H_{xд})$, $\Delta E_{xр}(\Delta H_{yр})$, $\Delta E_{xр}(\Delta E_{xд})$ и т.п., которые (если учтены соответствующие размерные единицы) и будут искомыми полезными сигналами.

4.2. *Пересчет полезных сигналов в значения параметров* $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel}_{к,тс}$

а). *Задание модели источника поля БТ.* Для задания модели источника поля БТ ЭЖД следует взять соответствующий топографический планшет (масштаба не мельче чем 1:100 000), обозначить на нем нужный отрезок рельсового пути и используемые тяговые подстанции, нанести сеть измерений, провести из области подстанции А в область подстанции В прямую, причем так, чтобы выбранное место изменения тяговой нагрузки электровозов находилось как можно ближе к ней (или непосредственно на ней), снести отмеченные тяговые подстанции и гипотетический пункт изменения режимов энергопотребления электровозов на эту прямую, которая (после присвоения параметрам L, l_0, k надлежащих номиналов) и будет моделью источника полезного сигнала метода ЭПЖД.

б). *Определение значений величин L, l_0, k и координат пунктов измерения. Расчет параметра* $\rho_{к,тс}$. Величины L, l_0 и координаты пунктов наблюдения $x_м$, $y_м$, $x_д$, $y_д$ проще всего определять графически, снимая их с рабочего планшета относительно осей координат, связанных с выбранной моделью ЭЖД, то есть с началом в точке, изображающей подстанцию А, осью y, направленной вдоль линии АВ, имитирующей рельсовый путь, осью z – вниз.

Параметр k можно найти методом подбора, сравнивая отношения $\Delta H_{xд}/\Delta H_{yд}$ или (и) $\Delta H_{zд}/\Delta H_{jд}$, полученные по экспериментальным данным и рассчитанные по формулам 2–5', либо задать, исходя из анализа степени изношенности рельсового пути, погодных условий проведения полевых работ, вещественного состава балласта и погонного сопротивления рельса. В случае летнего сезона это будет число, лежащее в интервале 0,07 – 0,28 км$^{-1}$ (Вишнев, 2011).

Вычисление значений $\rho^{\parallel}_{к,тс}$, $\rho^{\perp}_{к,тс}$ удобно производить на персональном компьютере, предварительно запрограммировав формулы (7–9"), используя, например, пакет программ компьютерной математики – Mathematica 7. При этом если исходными являются сигналы $\Delta E_{xр}/\Delta H_{yд}$, $\Delta E_{yр}/\Delta H_{xд}$, то в математические выражения (9–9") надо подставлять координаты x, y базисного пункта ($x_м = x_д$, $y_м = y_д$), если исходными являются сигналы $\Delta E_{xр}/\Delta H_{yр}$, $\Delta E_{yр}/\Delta H_{xр}$, то в выражения (9–9"), как и в выражения (8–8') (в обоих случаях), надо подставлять координаты $x_м$, $y_м$ соответствующего рядового пункта.

в). *Информационные параметры метода ЭПЖД.* В усовершенствованном варианте МБТ, в связи с возможностью выделения однотипных по структуре источника сигналов и измерения магнитных составляющих поля в рядовых и базисном пунктах съемки, имеется расширенный ассорти-

мент интерпретационных параметров. К ним относятся:

$$\rho^{\perp}_{к,тс} = \frac{G^{y}_{д}}{P^{x}_{р}}\frac{\Delta E_{хр}}{\Delta H_{уд}}, \qquad \rho^{\parallel}_{к,тс} = \frac{G^{x}_{д}}{P^{y}_{р}}\frac{\Delta E_{ур}}{\Delta H_{хд}},$$

$$\rho^{\perp'}_{к,тс} = \frac{G^{y}_{р}}{P^{x}_{р}}\frac{\Delta E_{хр}}{\Delta H_{ур}}, \qquad \rho^{\parallel'}_{к,тс} = \frac{G^{x}_{р}}{P^{y}_{р}}\frac{\Delta E_{ур}}{\Delta H_{хр}},$$

$$\phi_x = P^{x}_{д}\frac{\Delta E_{хр}}{\Delta E_{хд}}, \quad \phi_y = P^{y}_{д}\frac{\Delta E_{ур}}{\Delta E_{уд}} \quad q_x = G^{y}_{д}\frac{\Delta E_{хр}}{\Delta H_{уд}}$$

$$q_y = G^{x}_{д}\frac{\Delta E_{ур}}{\Delta H_{хд}}, \quad q'_x = G^{y}_{р}\frac{\Delta E_{хр}}{\Delta H_{ур}}, \quad q'_y = G^{x}_{р}\frac{\Delta E_{ур}}{\Delta H_{хр}},$$

а также $\gamma_{xy} = \Delta E_{хр}/\Delta H_{уд}$, $\gamma_{yx} = \Delta E_{ур}/\Delta H_{хд}$, $\gamma'_{xy} = \Delta E_{хр}/\Delta H_{ур}$, $\gamma'_{yx} = \Delta E_{ур}/\Delta H_{хр}$, $\nu_{xx} = \Delta E_{хр}/\Delta E_{хд}$, $\nu_{yy} = \Delta E_{ур}/\Delta E_{уд}$ и т.п., где $\rho^{\perp}_{к,тс}$ – кажущееся сопротивление геоэлектрического разреза по измерениям линией *MN*, перпендикулярной, $\rho^{\parallel}_{к,тс}$ – кажущееся сопротивление по измерениям линией *MN*, параллельной преимущественному направлению дороги. Причем, величины $\rho^{\perp}_{к,тс}$, $\rho^{\parallel}_{к,тс}$, $\rho^{\perp'}_{к,тс}$, $\rho^{\parallel'}_{к,тс}$, ϕ_x, ϕ_y, q_x, q_y, q'_x, q'_y зависят от точности определения параметров модели источника поля, а – $\gamma_{xy}=\Delta E_{хр}/\Delta H_{уд}$, $\gamma_{yx}=\Delta E_{ур}/\Delta H_{хд}$, $\gamma'_{xy}=\Delta E_{хр}/\Delta H_{ур}$, $\gamma'_{yx}=\Delta E_{ур}/\Delta H_{хр}$, $\nu_{xx}=\Delta E_{хр}/\Delta E_{хд}$, $\nu_{yy}=\Delta E_{ур}/\Delta E_{уд}$ – от точности задания значений L, l_0 и k, а также от точности определения (относительно преимущественного направления ЭЖД) координат $x_м$, $y_м$, не зависят. Значит, по результатам сравнения особенностей хода первых и вторых распределений можно судить о степени соответствия выбранной модели самому источнику.

4.3. *Интерпретация*

Интерпретация полевых материалов в методе ЭПЖД в отличие от стандартного варианта МБТ может выполняться как на качественном, так и на количественном уровне. Она осуществляется с помощью тех же приемов, что и в других методах сопротивления, например, машинным подбором, соответствующего кривым $\rho^{\perp}_{к,тс}$ или (и) $\rho^{\parallel}_{к,тс}$, геоэлектрического разреза и т.д. При этом для изучения распределения электропроводности горных пород по вертикали (на количественном уровне) лучше подходят параметры типа $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и q_x, по горизонтали – параметры типа $\rho^{\parallel}_{к,тс}$ и q_y. Данное утверждение обосновывается тем, что величины $\rho_{к,тс}$ и q контролируются двумя действующими разносами. Один из них определяется расстояниями между положительными и отрицательными полюсами источника, другой – расстояниями от пункта измерения до точек стекания (натекания) тока рельсового пути. Первый разнос (особенно в ближних к ЭЖД точках местности) оказывает большее влияние на распределения параметров $\rho^{\parallel}_{к,тс}$ и q_y, второй – параметров $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и q_x, за счет чего нормальные кривые $\rho^{\perp}_{к,тс}$, например трехслойные, рельефнее, чем $\rho^{\parallel}_{к,тс}$ (Вишнев, 1989).

В остальном приемы интерпретации в методе ЭПЖД ни чем не отличаются от аналогичных приемов других полевых электроразведочных методов.

5. *Экспериментальное опробование усовершенствованной модификации МБТ*

В связи с тем, что метод ЭПЖД пока не вышел на стадию производственного применения, а ресурсы его разработчиков весьма ограничены, на настоящий период времени известны только три полевых эксперимента с частичным использованием изложенных выше технологических приемов (Вишнев, 1989, 2003, Вишнев, Дьяконова, Хачай, 1995). Так как работоспособность этих приемов можно подтвердить только практическими материалами, приведем результаты двух наиболее показательных экспериментов еще раз с некоторыми незначительными изменениями и критическими замечаниями.

5.1. *Опытные работы в районе Уральской сверхглубокой скважины* СГС-4. Уральская сверхглубокая скважина СГС-4 находится примерно в 5 км на запад от г. Верхняя Тура Свердловской области (рис. 4), на территории Тагильского мегасинклинория, сложенного, в основном, вулканогенно-осадочными породами – продуктами силурийского и девонского возраста.

Изучаемый массив горных пород изобилует тектоническими нарушениями, глубокими карманами наносов и прочими неоднородностями. Геоэлектрический разрез в целом высокоомный (Савельев, Дьяконо-

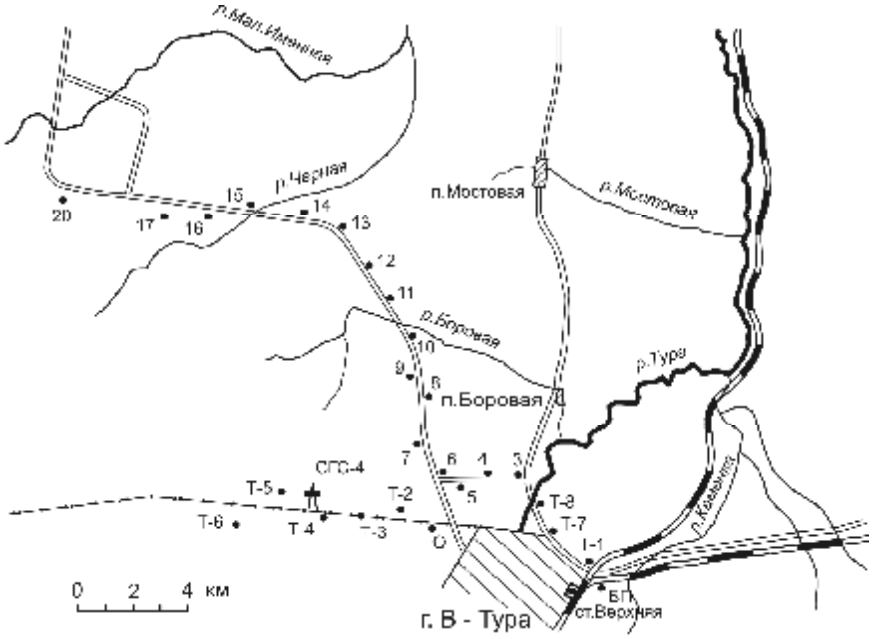


Рис. 4. Схема сети наблюдений на участке 1. БП – базисный пункт, СГС-4 – Уральская сверхглубокая скважина, затемненные кружки – пункты наблюдения

ва, Вишнев, 1988). Рельеф слабохолмистый, с немногочисленными выходами скальных пород на дневную поверхность, местами заболоченный. Участок геофизических работ (участок 1) почти со всех сторон окружен электрическими железнодорожными ветками. Рельсовый путь извилистый и разветвленный.

Помехи от ЭЖД наблюдались одновременно тремя комплектами МТЛ-71. С помощью одного из них велись измерения в точке, расположенной около подъездных путей станции Верхняя (базисный пункт), с помощью остальных – близ километровых столбов автодороги г. Верхняя Тура – пос. Арбатский (бывший) и вдоль ЛЭП, идущей на ст. Чекмень (рядовые пункты).

Особенности движения поездов по выбранному отрезку пути фиксировались визуально и заносились в полевой журнал в виде записей: 14 ч 32 мин – электропоезд с юга ускоряется или 19 ч 41 мин 25 с – Э с севера замедляется и т.п.

Синхронизация измерений на рядовых и базисном пунктах осуществлялась с помощью сигналов точного времени радиовещательной станции «Маяк» и контактных хронометров МТЛ-71. Привязка точек наблюдения была картографической.

Обработка экспериментальных данных заключалась в следующем. Сверяли осциллографические записи поля базисного и соответствующего рядового пунктов. По меткам хронометров и радиостанции «Маяк», а также сведениям об особенностях движения тяговых потребителей, зафиксированным в полевом журнале, выделяли участки регистрации, совпадающие по времени с прохождением поездов по выбранному отрезку вынужденного изменения тяговой нагрузки электровозов. Находили импульсы, возникшие в это время. Снимали амплитуды $\Delta E_{i\text{р}}$, $\Delta H_{j\text{д}}$, $\Delta E_{i\text{д}}$, $\Delta H_{j\text{р}}$, Вычисляли их отношения и анализировали. Оказалось, что все они, если не произвести какую-либо разбраковку, имеют огромные (до трех – четырех порядков) разбросы, но усредненные распределения $\Delta E_{i\text{р}}/\Delta H_{j\text{д}}$, $\Delta E_{i\text{р}}/\Delta E_{j\text{д}}$ вдоль профиля наблюдения в общих чертах сходны между собой, а отношения $\Delta H_{x\text{д}}/\Delta H_{y\text{д}}$, $\Delta E_{x\text{д}}/\Delta E_{y\text{д}}$ нередко повторяются. Причем, часто встречающиеся $\Delta H_{x\text{д}}/\Delta H_{y\text{д}}$, $\Delta E_{x\text{д}}/\Delta E_{y\text{д}}$ являются такими, к которым стремятся средние значения этих величин.

На основании выявленных закономерностей был выполнен отбор исходных импульсов (рис. 3а, б; 5а, б) и построены графики зависимостей:
$V(R)=R^2\Delta E_{\text{гр}}/\Delta H_{\text{гд}}$, $W(R)=R^2\Delta E_{\text{гр}}/\Delta E_{\text{гд}}$,
$\rho_{\text{к,тс}}(R) = (G_{\text{д}}^{\text{г}} / P_{\text{р}}^{\text{г}})\Delta E_{\text{гр}}/\Delta H_{\text{гд}}$ при $\Delta H_{x\text{д}}/\Delta H_{y\text{д}}$ = =0,3 ± 0,1, $\Delta E_{x\text{д}}/\Delta E_{y\text{д}}$ = 0,85 ± 0,15 (рис. 5в), где R – расстояние пункта наблюдения от преимущественного направления ЭЖД, г –

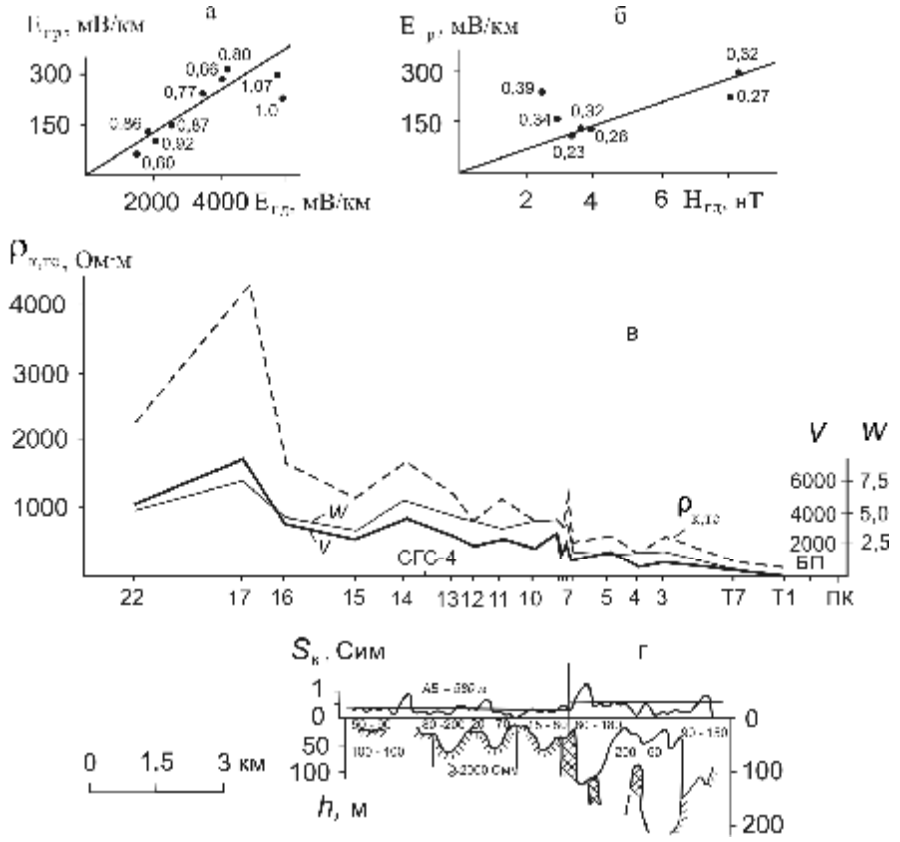


Рис. 5. Результаты полевых работ на участке 1: а – графики $\Delta E_{гр}/\Delta E_{гд}$ (цифры у точек – отношения $\Delta E_{хд}/\Delta E_{уд}$); б – графики $\Delta E_{гр}/\Delta H_{гд}$ (цифры у точек – отношения $\Delta H_{хд}/\Delta H_{уд}$); в – распределения значений W, V и $\rho_{к,тс}$, принадлежащих пунктам измерения, снесенным на перпендикулярный преимущественному направлению ЭЖД профиль; г – кривая кажущейся продольной проводимости и геоэлектрический разрез, построенный по материалам ВЭЗ

символ проекций векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на касательную к земной поверхности «горизонтальную» плоскость.

Сопоставление профильного хода V, W, $\rho_{к,тс}$ с аналогичным ходом кривой кажущейся продольной проводимости $S_к$ (рис. 5г), полученной по материалам вертикального электрического зондирования производственной организацией ранее (Глушков и др., 1985), показало:

1). Все четыре распределения довольно хорошо согласуются между собой, то есть как по графикам V, W, $\rho_{к,тс}$, так и по кривой $S_к$ можно выделить, например, границу блоков геологических образований с относительно повышенным и относительно пониженным электрическим сопротивлением.

2). Несмотря на сильную изрезанность, распределение $\rho_{к,тс}$ испытывает с удалением от ЭЖД все возрастающее одностороннее отклонение от оси абсцисс, что обусловлено, по-видимому, наличием под проводящими поверхностными рыхлыми образованиями весьма неоднородного, но, в целом, высокоомного фундамента консолидированных пород.

3). Геоэлектрический разрез (рис. 5г) не противоречит характерному ходу кривой $\rho_{к,тс}$.

Таким образом, выводы о возможности выделения из электрических помех от тяговой сети ЭЖД однотипных по структуре источника сигналов, а также соображения о преимуществах нормировки $\Delta E_{iр}$ к $\Delta H_{jд}$ или к $\Delta H_{jр}$, а не к $\Delta E_{jд}$, как в стандартном варианте МБТ, экспериментально подтвердились.

Однако интерпретировать полученные данные количественно, вероятно, нельзя, так как используемый отрезок ЭЖД очень сложный, базисный пункт расположен непосредственно у дороги, а измерения ΔH_z (по близко расположенному к железнодорожному полотну профилю), позволяющие определять интенсивность токов утечки с различных точек рельсового пути, не проводились. То есть структура источника при расчете рассматриваемой кривой $\rho_{к,тс}$, если и учтена, то только в первом приближении. Чего явно недостаточно.

5.2. *Пример постановки* МЭПЖД *в благоприятных условиях применения*



Рис. 6. Схема сети наблюдений на участке 2:
1 – Остановочный пункт 2102 км, 2 – точки измерения помех от ЭЖД, 3 – буровые скважины, 4 – пункты МТЗ

Участок работ (участок 2) находился в Зауралье, приблизительно в 17 км на восток от районного центра Тугулым Свердловской обл., у магистрали Екатеринбург – Тюмень (рис. 6). Рельеф местности там равнинный. Железнодорожная ветка почти прямолинейная. Разветвления путей вблизи профиля наблюдений отсутствуют. Геоэлектрический разрез верхних горизонтов довольно выдержанный и, в целом, весьма низкоомный (Краснобаева, Вишнев, Руднева, 1972). Полевые и камеральные работы велись в основном так, как рекомендовано в предыдущих разделах. Эксперимент выполнялся с целью проверки возможности использования помех от ЭЖД для изучения распределения электропроводности горных пород по вертикали. Результаты показали:

1). В точках, находящихся примерно на равных расстояниях по обе стороны от рельсов, значения соответствующих $\rho_{к,тс}$ по порядку величин совпадают (рис. 7а, б, 7г, д). Что обусловлено, по-видимому, присутствием довольно мощного и сравнительно однородного по простиранию низкоомного осадочного чехла и горизонтально-неоднородного, но в совокупности слабо проводящего фундамента коренных пород погребенной части уральских структур.

2). Графики $\rho^{\perp}_{к,тс}(x) = (G^y_д / P^x_р)\Delta E_{хр} / \Delta H_{уд}$ и $\rho^{\parallel}_{к,тс}(x) = (G^x_д / P^y_р)\Delta E_{ур} / \Delta H_{хд}$, равно как $\rho^{\perp'}_{к,тс}(x) = (G^y_р / P^x_р)\Delta E_{хр} / \Delta H_{ур}$ и $\rho^{\parallel'}_{к,тс}(x) = (G^x_р / P^y_р)\Delta E_{ур} / \Delta H_{хр}$, имеют заметные различия. Если $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и $\rho^{\perp'}_{к,тс}$, построенные на билогарифмическом бланке, с увеличением x довольно быстро растут, приближаясь в средней части к асимптоте S (S–суммарная продольная проводимость горных пород осадочного чехла изучаемого геоэлектрического разреза), то $\rho^{\parallel}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel'}_{к,тс}$ колеблются около линии, почти параллельной оси абсцисс. То есть ход кривых $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и $\rho^{\perp'}_{к,тс}$ в большей степени отражает изменение электропроводности земных толщ по вертикали, а $\rho^{\parallel'}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel}_{к,тс}$ – по горизонтали.

3). Распределения $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel}_{к,тс}$ (рис. 7а), особенно в своих начальных частях, значительно плавнее $\rho^{\perp'}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel'}_{к,тс}$ (рис. 7г), что, очевидно, объясняется меньшей степенью влияния на величины $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel}_{к,тс}$ ошибок выделения полезных сигналов, ошибок привязки пунктов наблюдения и пр., чем на $\rho^{\perp'}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel'}_{к,тс}$. Значит, графики $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel}_{к,тс}$, по крайней мере, в обсуждаемом случае предпочтительнее графиков $\rho^{\perp'}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel'}_{к,тс}$.

Кривые $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и $\rho^{\perp'}_{к,тс}$ были проинтерпретированы количественно (рис. 7в) с помощью метода подбора на ЭВМ при предположении дискретного изменения электропроводности горных пород и только по оси глубин (z). Их поведение согласуется с двухслойной средой, имеющей параметры: ρ_1 = 1–3 Ом·м, h_1 = 0,5–1,0 км, ρ_2 = = 1000–3000 Ом·м, $h_2 = \infty$, которые вполне вероятны, что подтверждается данными интерпретации кривых МТЗ (рис. 7е), полученных на участке работ ранее (до электрификации железнодорожной ветки Екатеринбург – Тюмень). Так как средние значения продольной проводимости осадочного чехла (S_l), как по МТЗ, так и по МЭПЖД, практически одинаковы и составляют 300–500 См (Краснобаева, Вишнев, Руднева, 1972).

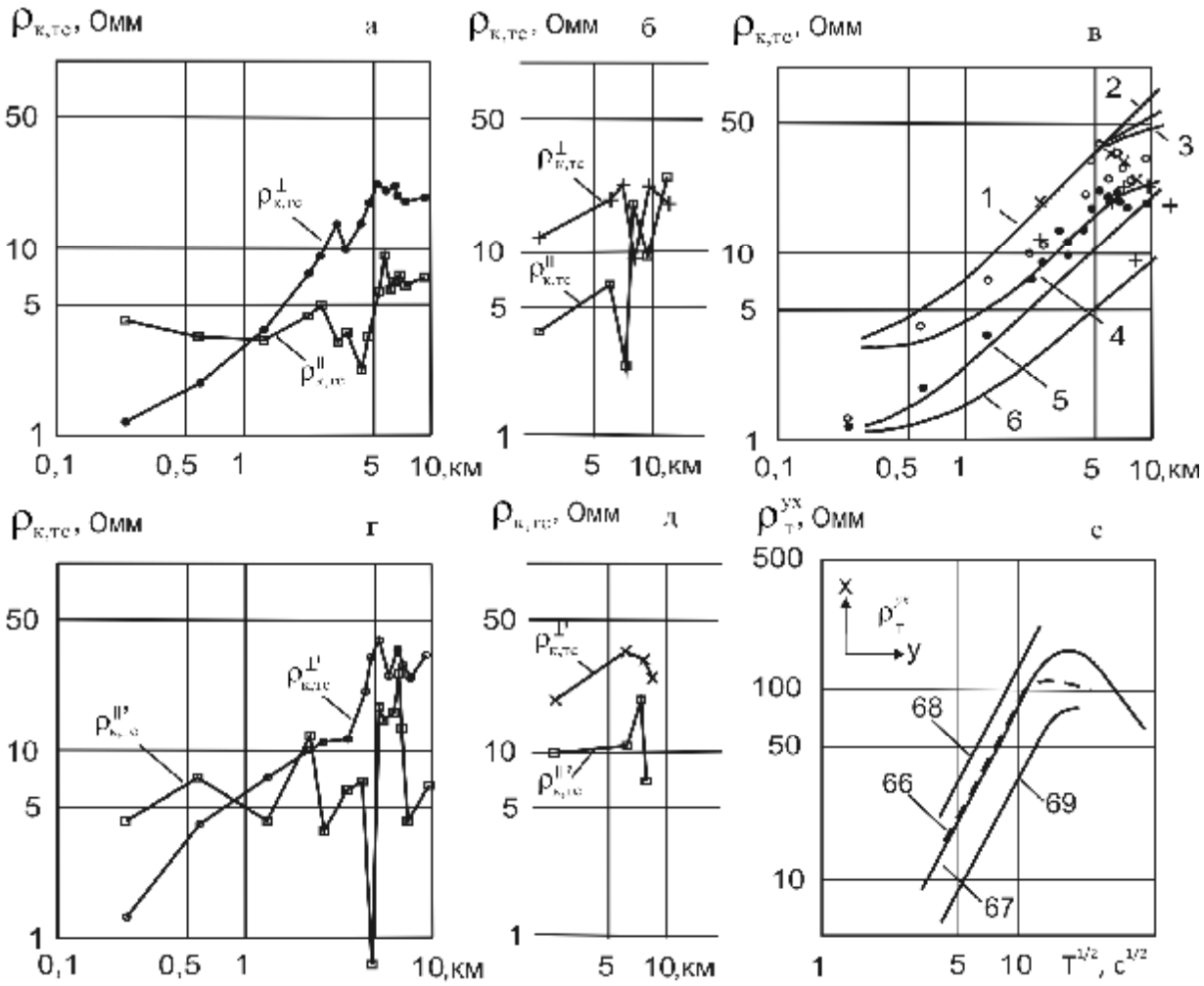


Рис. 7. Результаты полевых работ на участке 2: а, б – кривые $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel}_{к,тс}$; г, д – $\rho^{\perp'}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel'}_{к,тс}$; а, г – южный профиль; б, д – северный профиль; в – пример количественной интерпретации распределений $\rho^{\perp}_{к,тс}$ и $\rho^{\perp'}_{к,тс}$ (цифры у кривых – номера геоэлектрических разрезов с параметрами: 1 – ρ_1= 3 Ом·м, h_1 = 0,5 км, ρ_2 = 3000 Ом·м, h_2 = 2,0 км, ρ_3 = 30 Ом·м, h_3 = ∞ км; 2 – ρ_1 = 3 Ом·м, h_1 = =0,5 км, ρ_2 = 3000 Ом·м, h_2 = ∞ км; 3 – ρ_1 = 3 Ом·м, h_1 = 0,5 км, ρ_2 = 1000 Ом·м, h_2 = 2,0 км, ρ_3 = =30 Ом·м, h_3 = ∞ км; 4 – ρ_1 = 3 Ом·м, h_1 = 1,0 км, ρ_2 = 1000 Ом·м, h_2 = 2,0 км, ρ_3 = 100 Ом·м, h_3 = = ∞ км; 5 – ρ_1 = 1 Ом·м, h_1 = 0,5 км, ρ_2 = 3000 Ом·м, h_2 = 2,0 км, ρ_3 = Ом·м, h_3 = ∞ км; 6 – ρ_1 =1 Ом·м, h_1 = 1,0 км, ρ_2 = 3000 Ом·м, h_2 = ∞км); е – поперечные кривые магнитотеллурического зондирования (цифры у кривых – номера точек наблюдения)

Таким образом, метод ЭПЖД можно уже при современном состоянии развития успешно использовать при изучении геоэлектрического разреза по вертикали. Кроме того, если внимательно присмотреться к кривым $\rho^{\parallel}_{к,тс}$ и $\rho^{\parallel'}_{к,тс}$, то легко догадаться, что рассматриваемая модификация электроразведки позволяет картировать геологические неоднородности под очень большим слоем наносов.

Заключение

Из вышеизложенного следует:

1. Выделение однотипных по структуре источника сигналов из совокупности измерений импульсных помех от ЭЖД и представление их в виде распределений параметра кажущееся сопротивление являются вполне осуществимыми и весьма полезными методическими приемами. Эти приемы позволяют (по крайней мере, при стечении благоприятных обстоятельств) получать в

рамках метода блуждающих токов материалы, пригодные как для качественной, так и для количественной интерпретации.

2. Использование кривых $\rho_{к,тс}$ должно, вероятно, привести в дальнейшем к значительному расширению круга производственных задач, решаемых с помощью МБТ. К их числу надо, очевидно, в первую очередь отнести мониторинг состояния грунтов под крупными инженерными сооружениями, прилегающими к ЭЖД, включая и особо опасные участки самой дороги, так как применение других методов электроразведки там сопряжено с большими трудностями. Однако для достижения поставленной цели необходимо в ближайший отрезок времени разработать алгоритмы расчета различных составляющих используемого в МЭПЖД полезного сигнала в присутствии в моделях геоэлектрических разрезов хотя бы простейших по форме локальных неоднородностей. Что на современном этапе развития метода вполне осуществимо.

Работа выполнена (частично) при финансовой поддержке УрО РАН конкурсной программы № 09-Т-5-1024.

Литература

Березин Г.И., Семенов М.В. Об использовании полей блуждающих токов для электроразведки флангов разрабатываемых месторождений // Методика и техника разведки. 1973. № 86. С. 69–76.

Вишнев В.С. Об использовании поля тяговой сети электрической железной дороги для электрозондирования // Электрометрические исследования на Урале: Сборник. Ин-т геофизики Уро РАН. Свердловск, 1989. С. 2–27. – Рукопись деп. в ВИНИТИ № 4380–В89.

Вишнев В.С. О методике оценки тока утечки рельсов по данным измерения техногенного поля тяговой сети железной дороги // Теория и практика геоэлектрических исследований. Екатеринбург, 2000. Вып. 2. С. 129–134.

Вишнев В.С. Некоторые характеристики техногенного электромагнитного импульсного поля тяговой сети железной дороги // Уральский геофизический вестник. 2003. № 5. С. 16–23.

Вишнев В.С. Результаты математического моделирования электроразведочного сигнала, выделяемого из импульсных помех от тяговой сети железной дороги // Уральский геофизический вестник. 2007. № 2, 3 (11, 12). С. 35–47.

Вишнев В.С. Определение кажущегося сопротивления слоистой среды в методе блуждающих токов // Уральский геофизический вестник. 2010. № 1. С. 10–16.

Вишнев В.С. Трехслойные кривые кажущегося сопротивления в методе блуждающих токов при неточном задании параметров источника // Уральский геофизический вестник. 2011. № 1. С. 15–22.

Вишнев В.С., Дьяконова А.Г., Хачай О.А. Опыт электрозондирования верхней части земной коры Урала полем тяговой сети электрифицированной железной дороги // Геология и геофизика. 1995. Т. 36. № 12. С. 122–127.

Гамоян В.Б. Основы электроразведки методом блуждающих токов: Дис…. д-ра геол.- мин. наук. Свердлрвский горный ин-т. Свердловск, 1989. 386 с.

Глушков А.Н., Григорьева А.Г. и др. Отчет Красноуральской геолого-съемочной партии по групповому геологическому доизучению масштаба 1:50000 Красноуральской площади в пределах листов О-40-60-3, Р; О-40-72-А, Б; О-41-49-А, В; О-41-61-А, проведенному в 1978–1984 гг. 1985. (Фонды ПГО «Уралгеология»).

Заборовский А.И. Электроразведка. М.: Гостоптехиздат, 1963. 423 с.

Инструкция по электроразведке. Л.: Недра, 1984. 352 с.

Краснобаева А.Г., Вишнев В.С., Руднева Т.Л. Геоэлектрическое строение верхней мантии по профилю Красноуфимск–Омск // Мат-лы междунар. семинара. Прага, 1972. С. 313–320.

Марквардт К.Г. Энергоснабжение электрических железных дорог. М.: Транспорт, 1965. 464 с.

Савельев А.А., Дьяконова А.Г., Вишнев В.С. Новые данные об электропроводности земной коры Среднего Урала // ДАН СССР. 1988. Т. 300. № 2. С. 334–337.

УДК.550.504

ВАРИАЦИИ ОБЪЕМНОЙ АКТИВНОСТИ РАДОНА, ВЫДЕЛЯЮЩЕГОСЯ ИЗ ОБРАЗЦОВ ГОРНЫХ ПОРОД ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ИХ ТЕМПЕРАТУРЫ В ДИАПАЗОНЕ (20–450) °С

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

Аннотация. Исследуются вариации объемной активности радона-222 (ОАР) в образцах горных пород при изменении их температуры в диапазоне (20–450) ^{o}С. Приведены экспериментальные результаты измерения ОАР в гранитном отсеве и глинах. Обсуждаются возможные источники дополнительно выделяющегося радона при нагревании.

Радон, температура, сорбция.

VARIATIONS VOLUMETRIC ACTIVITY OF THE RADON ALLOCATED FROM SAMPLES OF ROCKS AT CHANGE OF THEIR TEMPERATURE IN THE RANGE (20–450) °C

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

Abstract. We studied variations of volumetric activity of radon-222 in rock samples under temperature change from 20 to 450 ^{o}C. The paper describes the results of measurements of volumetric activity change in crashed granite and clay. Sources of additional radon enter the pore space when heating are discussed.

Radon, temperature, sorption.

Введение

Анализ вариаций объемной активности радона-222 в природных условиях свидетельствует об их связи с изменением пористости и проницаемости, обусловленной напряженно-деформированным состоянием горных пород при подготовке и реализации тектонических землетрясений и горных ударов, лунно-солнечными приливами, метеорологическими условиями и рядом других факторов. В большинстве случаев наблюдаемые изменения во времени ОАР удовлетворительно объясняются указанными причинами. Однако достаточно сложно объяснить наблюдаемую связь между изменением ОАР и тектоническими событиями, удаленными на многие сотни километров от мест регистрации, так как приходится допускать, что деформационными процессами охвачены очень большие объемы горных пород (Уткин и др., 2008). Кроме того, приходится допускать наличие напряженного состояния рыхлых горных пород верхней части земной коры (первые метры), в которых обычно размещены детекторы радона. В таких случаях в качестве возможных объяснений наблюдаемых вариаций ОАР может быть поступление дополнительного радона из удаленного резервуара по образующимся проницаемым каналам (трещинам) (Беликов, Шестаков, 1996) или выделение «дополнительного» радона в поровое пространство вблизи детектора. «Дополнительный» радон может быть адсорбирован на поверхностях пор и трещин и растворен в поровой жидкости (Уткин, Юрков, Козлова, 2008).

Образующиеся в горных породах при распаде радия атомы радона обладают различной миграционной способностью в зависимости от условий, в которые они попадают. Подвижность атомов, оставшихся внутри кристаллической решетки, определяется диффузионными характеристиками минералов и горных пород, которые существенно ниже, чем для жидкостей и газов. Большей подвижностью обладают атомы радона, попавшие в трещино-поровое пространство. В нем они могут находиться в свободном состоянии, если пространство заполнено газовой фазой, в растворенном (в поровой жидкости) и в связанном (на свободных поверхностях за счет процесса физической адсорбции).

Физическая адсорбция присуща любым поверхностям и веществам. Несмотря на то, что для инертных газов явление адсорбции не так значительно как для хими-

чески активных газов, оно может играть определенную роль в балансе радона в поровом пространстве. Следует отметить, что при стандартных определениях коэффициента эманирования учитываются только атомы радона, находящиеся в поровом пространстве в свободном состоянии, так как растворенные в поровой жидкости и адсорбированные на поверхностях пор и трещин атомы не достигают измерительных детекторов.

Присутствие в поровом пространстве атомов радона в трех состояниях отмечено многими исследователями (Сердюкова, Капитанов, 1969; Морозова, Ашкинадзе, 1971; Рябоштан, Горбушина, 1975; Шашкин, Пруткина, 1979). Однако надежные экспериментальные данные в литературе отсутствуют.

Изменения условий окружающей среды, в силу сравнительно слабой связи атомов радона с поверхностью, могут существенно повлиять на процесс эксхаляции (выделения) радона из горных пород. Сорбированный радон при обычных условиях практически не перемещается и не вносит вклад в их эманирующую способность. Воздействуя на образцы горных пород некоторыми физическими факторами, можно изменить их сорбционную способность.

В данной работе в качестве механизма воздействия на образцы горных пород было выбрано изменение температуры. Известно, что повышение температуры приводит к уменьшению сорбционной способности горных пород и, соответственно, переходу какой-то части адсорбированного радона в доступную для измерений газовую фазу (Моррисон, 1980).

Цель работы – исследовать температурную зависимость измеряемой объемной активности радона образцов некоторых горных пород и оценить количество слабосвязанного (адсорбированного) радона, способного перейти в газовую фазу при температурном воздействии.

Постановка эксперимента

Лабораторная установка для проведения исследований состояла из измерительного прибора, насоса, компенсатора давления, холодильника, электрической нагревательной печи, термопары и реактора, в качестве которого использовался металлический корпус стандартного образца радона (Уткин, Юрков, 1997), позволяющий осуществить нагрев помещенного в него испытываемого образца до температуры 450 ^{o}C и реализовать циркуляционную схему измерений (рис. 1). Измерение объемной активности радона выполнялось радиометром радона AlphaGUARD, циркуляция воздуха осуществлялась насосом из комплекта радиометра.

Для определения температуры использована самая распространенная в промышленности и научных исследованиях термопара «хромель-алюмель» ХА(140) (Розельберг, Бейлин, 1983).

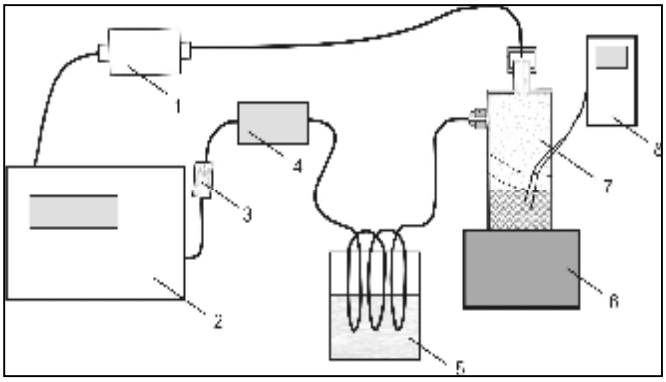


Рис. 1. Схема лабораторной установки для измерений объемной активности радона в циркуляционном режиме: 1 – компенсатор давления; 2 – радиометр радона; 3 – фильтр; 4 – насос; 5 – холодильник; 6 – нагревательная печь; 7 – реактор; 8 – измеритель температуры

Измерительная схема работает следующим образом. Насос обеспечивает непрерывную циркуляцию воздуха по всей схеме с постоянным измерением ОАР. После проведения фоновых измерений включается нагревательная печь и начинается нагрев реактора с дискретными замерами текущей температуры. Для компенсации увеличения давления в схеме за счет повышения температуры циркулирующего воздуха предусмотрен компенсатор давления.

Перед поступлением в измерительный прибор воздух проходит через холодильник. Для уменьшения теплоотдачи реактор закрыт асбестовым экраном. После достижения температуры 300–450 °С отключается питание нагревательной печи и измерения продолжаются при остывании реактора до начальной температуры.

Выбор максимальной температуры нагрева 450 °С был обусловлен тем, что ее достаточно даже для очистки активированного угля, являющегося наиболее «сильным» сорбентом. Для снижения возможного влияния температурного увеличения коэффициента диффузии, время эксперимента сокращается за счет увеличения скорости нагрева образца.

Исследования проводились на образцах гранитного отсева (фракция 1–2 мм), сухих и влажных глин. Все измерения проводились с равновесными по радону образцами, накопление радона в которых производилось не менее 25 сут.

Полученные результаты

Первоначально были исследованы рабочие характеристики радиометра радона при нагревании реактора без заполнения исследуемым образцом. Реактор заполнили воздухом с концентрацией радона около 300 Бк/м^3, и провели весь цикл измерений с нагревом и остыванием.

На рис. 2 приведены изменения объемной активности радона в зависимости от температуры реактора.

Полученные результаты показывают, что при нагреве не наблюдаются искажения в работе радиометра при измерении объемной активности радона. Небольшое снижение ОАР при остывании реактора связано с процессом сорбции на соединительных шлангах. Из результатов данного эксперимента следует, что при повышении температуры реактора не наблюдается искажений в показаниях радиометра радона и реализованная схема обеспечивает выполнение поставленных в эксперименте задач.

Следующим этапом было измерение объемной активности равновесного с радием радона из гранитного отсева при нагревании реактора до 350 °С и последующем остывании.

Из приведенной на рис. 3 кривой изменения ОАР видно, что, начиная с температуры 200 °С, возрастает объемная активность радона. При температуре 350 °С ОАР увеличилась почти в три раза, что свидетельствует о дополнительном выделении радона количественно вдвое большем, чем его было до нагрева. После прекращения нагрева и последующего остывания происходит снижение величины ОАР и ее выход на фоновый уровень.

Такое поведение ОАР при снижении температуры свидетельствует о том, что мы имеем дело с радоном, который может как выделяться при нагреве образца, так и вновь адсорбироваться при остывании.

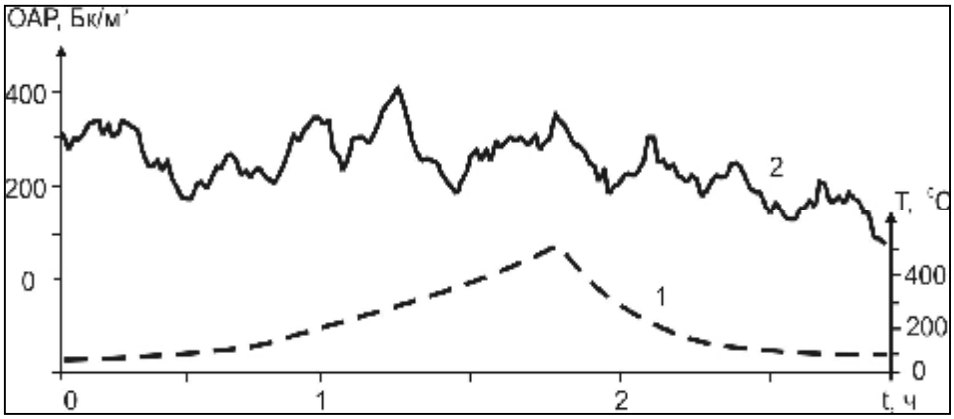


Рис. 2. Изменения температуры (1) и объемной активности радона (2) в заполненном воздухом реакторе

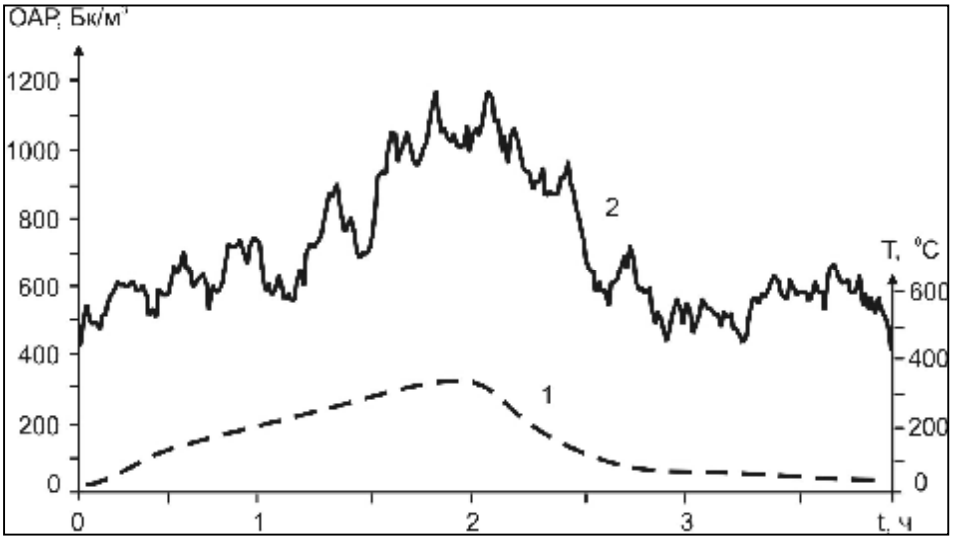


Рис. 3. Изменение температуры (1) и объемной активности радона (2) в реакторе с гранитным отсевом при нагреве до 350 °С

На рис. 4 приведены результаты исследований образца влажной глины. Поведения объемной активности радона при нагреве и остывании глин характеризуется резким снижением ОАР при остывании до значений ниже первоначальных.

Возможным объяснением такого поведения кривой ОАР стало предположение о том, что находящаяся в глине вода при нагреве частично испарилась, тем самым освободились дополнительные поверхности (вакансии), на которые при остывании адсорбировался выделившийся ранее радон, понизив тем самым первоначальную равновесную ОАР.

Для проверки этого предположения реактор, заполненный глиной, подвергли вакуумной сушке при температуре 400 °С. Затем, после установления через 25 дней равновесия в системе радон-радий, был проведен повторный эксперимент с нагревом и остыванием.

Результаты этого эксперимента приведены на рис. 5.

Характер поведения кривой ОАР изменился – стал более плавным, отсутствует резкое снижение после начала остывания. Очевидно, что частичное удаление воды из глины привело к изменению ее сорбционных характеристик, а зависимость изменений ОАР от температуры стала более похожа на зависимость, измеренную для гранитов.

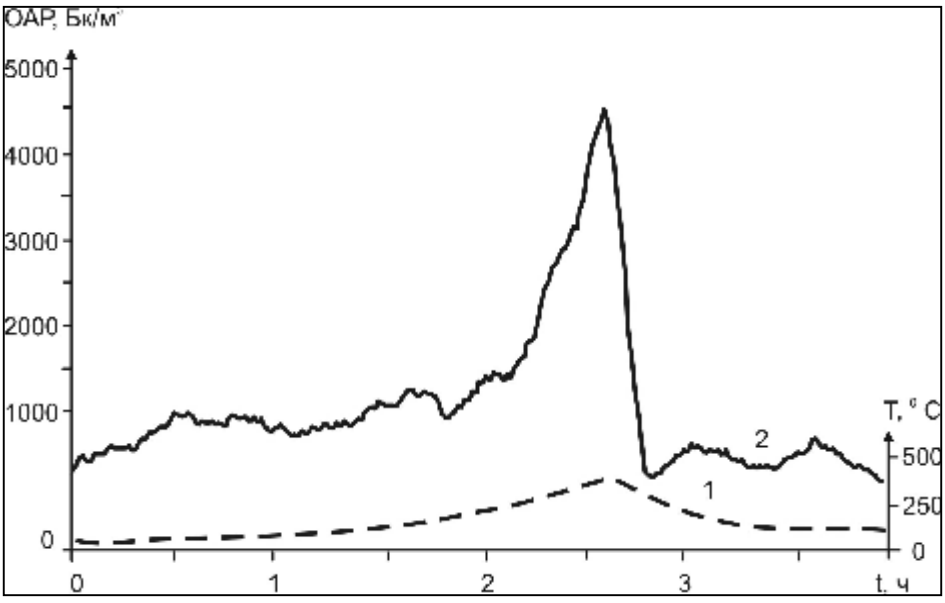


Рис. 4. Изменение температуры (1) и объемной активности радона (2) в реакторе с глиной при нагреве до 450 °С

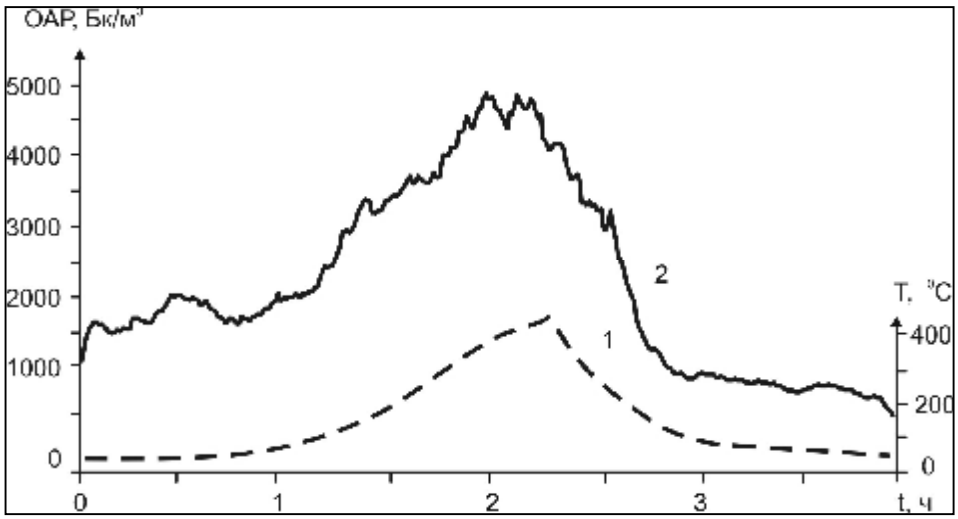


Рис. 5. Изменение температуры (1) и объемной активности радона (2) в реакторе с глиной подвергнутой вакуумной сушке

Выводы

Серия выполненных экспериментов показала увеличение объемной активности радона при нагревании образцов и снижение ее до первоначального (и даже ниже) уровня при остывании.

Увеличение значений объемной активности радона при нагреве достигает 300–450%. Это говорит о том, что количество выделившегося дополнительного радона в 2–3 раза больше измеренного при обычных условиях. Так как дополнительный радон доступен для измерений в газовой фазе, то это означает, что он находится в сообщающемся трещинно-поровом пространстве.

При остывании образца величина ОАР возвращается на фоновый уровень. Поскольку диффузия радона в кристаллическую решетку (если предположить, что он все-таки выделился из нее) за короткое время эксперимента и при снижении температуры маловероятна, то, скорее всего, мы имеем дело с адсорбированным на поверхностях порового пространства радоном.

Работа выполнена в соответствии с планом работ по Программе № 4 Президиума РАН и Программе № 6 ОНЗ РАН.

Литература

Беликов В.Т., Шестаков А.Ф. Влияние процессов разрушения на миграцию радона в трещиновато-пористой среде. Ин-т геофизики УрО РАН. Екатеринбург, 1996. 38 с. – Рукопись деп. в ВИНИТИ 11.07.96. № 2315-В96.

Моррисон С. Химическая физика поверхности твердого тела. М.: Мир, 1980. 488 с.

Морозова И.М. Ашкинадзе Г.Ш. Миграция атомов редких газов в минералах. Л.: Наука, 1971. 121 с.

Розельберг И.Л., Бейлин В.М. Сплавы для термопар. Справочник. М.: Металлургия, 1983. 360 с.

Рябоштан Ю.С., Горбушина Л.В. Эманационный метод индикации геодинамических процессов при инженерно-геологических изысканиях // Советская геология. 1975. № 4. С. 15–18.

Сердюкова А.С., Капитанов Ю.Т. Изотопы радона и короткоживущие продукты их распада в природе. М.: Атомиздат, 1969. 312 с.

Уткин В.И., Юрков А.К. Стандартный образец радона. Патент РФ № 2075092. 1997.

Уткин В.И., Демежко Д.Ю., Юрков А.К., Муравьев Л.А., Рыбин А.В., Жарков Р.В. Отражение Курильских землетрясений 2006 года в радоновом и гидродинамическом полях на острове Кунашир // Геофизика XXI столетия. Сборник трудов Девятых геофизических чтений им. В.В. Федынского. Тверь: ГЕРС, 2008. С. 194–197.

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 Девятых геофизических чтений им. В.В. Федынского. Тверь: ГЕРС, 2008. С. 317–320.

Шашкин В.Л., Пруткина М.И. Эманирование радиоактивных руд и минералов. М.: Атомиздат, 1979. 300 с.

УДК 550.361

3D МОДЕЛИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В СЛОИСТОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Миндубаев М.Г. **–** Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Проведено численное моделирование 3D конвекции в пористой среде в области с пониженной проницаемостью, окружённой массивом с параметрами среды близкими с внутренней областью. В зависимости от числа Рэлея получены различные пространственные стационарные решения. Анализ тепловых возмущений полученных численных решений качественно отражает наблюдаемые геотермические исследования месторождений нефти и газа.

Зависимость температуры от глубины, свободная тепловая конвекция в пористой среде.

3D MODEL OF FREE CONVECTION IN LAYERED POROUS MEDIA

Mindubaev M.G. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Numerical simulation of 3D convection in a porous medium in an area with low permeability, surrounded by an array with the parameters of the medium close to the inner region studied. Depending on the Rayleigh number is obtained by a variety of spatial stationary solutions. Analysis of the thermal perturbation of the numerical solutions qualitatively reflects the observed geothermal research for oil and gas.

Dependence of temperature on the depth, free thermal convection in a porous media.

Введение

По данным многочисленных геотермических исследований нефтегазоносных бассейнов установлена чёткая связь между нефтяными и газовыми залежами, с одной стороны, и локальными возмущениями теплового поля, с другой (Тараненко, Безбородов. Хакимов, 2000). Эти возмущения приводят к образованию положительных аномалий температуры, геотермических градиентов и тепловых потоков над залежами. Установлено, что тепловые аномалии отчётливо проявляются в самих залежах и над ними, прослеживаясь с постепенным затуханием вплоть до приповерхностных слоёв.

Одним из механизмов образования данных аномалий может служить возникновение свободной тепловой конвекции в высокопроницаемых пористых средах. Анализ условий возникновения термоконвективных течений (Мясников, Иванов, 1984) в осадочном чехле показывает, что конвекция здесь скорее правило, чем исключение. В работе (Миндубаев, 2011) были представлены трёхмерные решения свободной тепловой конвекции для слоя пористой среды в зависимости от различных граничных условий для температуры на боковых вертикальных границах. Горизонтальные границы принимались изотермическими.

В настоящей работе рассматривается 3D область, заполненная флюидом. Внутри этой области находится область с повышенной проницаемостью. В этой внутренней области создаются условия для возникновения свободной тепловой конвекции. Цель работы состоит в том, чтобы на примере численного моделирования трёхмерной конвекции получить пространственное распределение структуры конвекции в зависимости от числа Рэлея. А также оценить влияние конвекции на распределение температуры и теплового потока в окружающем массиве.

Модель и уравнения

Рассматривается объём пористой среды, насыщенной однокомпонентной жидкостью. Внутри этого объёма находится область, проницаемость которой K_1 выше, чем в основном объёме K_0. При этом пористость, теплопроводность и температуропроводность и другие параметры области с повышенной проницаемостью и окружающего массива близки между собой. Проницаемость является одним из основных параметров (см. ниже выражение для модифицированного числа Рэлея), обеспе-

чивающих условия для возникновения свободной тепловой конвекции в пористой среде. Во внутренней области при определённых значениях K_1 число Рэлея Ra может превосходить критическое Ra_{cr}, что соответствует возникновению свободной тепловой конвекции.

Примем за единицу длины высоту слоя H с проницаемостью K_1, тогда для параметров линейных размеров областей внешней и внутренней, соответственно, принято:

0, λ_{0x} 1, $\lambda_{0x}-1$ по x

0, λ_{0y} 1, $\lambda_{0y}-1$ по y

0, 3 1, 2 по z,

где $\lambda_{0x} = L_{0x} / H$ и $\lambda_{0y} = L_{0y} / H$ – аспектные отношения, характеризующие отношение горизонтальных линейных размеров основной области L_{0x} и L_{0y} к вертикальным размерам H.

При математическом моделировании в качестве единиц примем: для скорости фильтрации – κ_{ef}/H, времени – bH^2/κ_{ef}, температуры – $A{\cdot}H$, давления – $\rho_0 \nu \kappa_{ef}/K$, где κ_{ef} – эффективный коэффициент температуропроводности среды, $b=(\rho c_p)_c/(\rho c_p)_f$ – отношение теплоёмкостей среды и флюида, A – градиент температуры, ν – кинематическая вязкость флюида. Система безразмерных уравнений свободной тепловой конвекции в пористой среде для несжимаемой жидкости для внутренней области, имеет вид (Гершуни, Жуховицкий, 1972):

$$\mathbf{u} = -\nabla p + \mathrm{Ra}\, T\mathbf{1}_z \qquad (1.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u}\cdot\nabla T = \nabla^2 T \qquad (1.2)$$

$$\nabla\cdot\mathbf{u} = 0\,, \qquad (1.3)$$

где $\mathrm{Ra} = \alpha g H^2 AK/\nu\kappa_{ef}$ – модифицированное число Рэлея для пористой среды; $\mathbf{u} = \eta\,\mathbf{v}$ – скорость Дарси фильтрации флюида в пористой среде; η – пористость среды; $\mathbf{v}$ – скорость частиц флюида в порах; p – давление; T – температура; α – коэффициент теплового расширения флюида); g − ускорение свободного падения.

Во внешней области примем Ra = 0. Соответствующее уравнение для распространения тепла в этой области:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla^2 T\,. \qquad (2)$$

Мы принимаем, что нижняя и верхняя границы слоя являются изотермическими:

$T = 3$, $z = 0$; $T = 0$, $z = 3$.

На боковых границах принимаются граничные условия для температуры:

$\partial T/\partial x = 0$, $x = 0$ и $x = \lambda_{0x}$,

$\partial T/\partial y = 0$, $y = 0$ и $y = \lambda_{0y}$.

Скорость фильтрации выразим через векторный потенциал скорости $\boldsymbol{\psi}$:

$$\mathbf{u} = \nabla\times\phi. \qquad (3)$$

Тогда уравнение неразрывности (1.3) выполняется автоматически.

Для компонент векторного потенциала скорости $\boldsymbol{\psi}$ на границах внутренней области согласно (Hirasaki, Hellums, 1968) принято:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \psi_x}{\partial x} = \psi_y = \psi_z = 0 && x = 1,\ \lambda_{0x}-1\\
&\frac{\partial \psi_y}{\partial y} = \psi_x = \psi_z = 0 && y = 1,\ \lambda_{0y}-1 \qquad (4)\\
&\frac{\partial \psi_z}{\partial z} = \psi_x = \psi_y = 0 && z = 1,\ 2.
\end{aligned}$$

Применяя к уравнению (1.1) операцию rot и учитывая граничные условия (4), получаем, что z компонента векторного потенциала ψ_z равна 0 во всей области. Окончательно система уравнений свободной тепловой конвекции во внутренней области в переменных (ψ_x, ψ_y, T) выглядит следующим образом:

$$\nabla^2\phi_x = -\mathrm{Ra}\,\frac{\partial T}{\partial y}, \qquad (5.1)$$

$$\nabla^2\phi_y = \mathrm{Ra}\,\frac{\partial T}{\partial x}, \qquad (5.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_x\frac{\partial T}{\partial x} + u_y\frac{\partial T}{\partial y} + u_z\frac{\partial T}{\partial z} = \nabla^2 T, \qquad (5.3)$$

где компоненты скорости $\mathbf{u}$ выражены через (ψ_x, ψ_y) согласно (3).

Для численного решения уравнений (5.3) и (2) применялся локально однородный подход, позволяющий свести трёхмер-

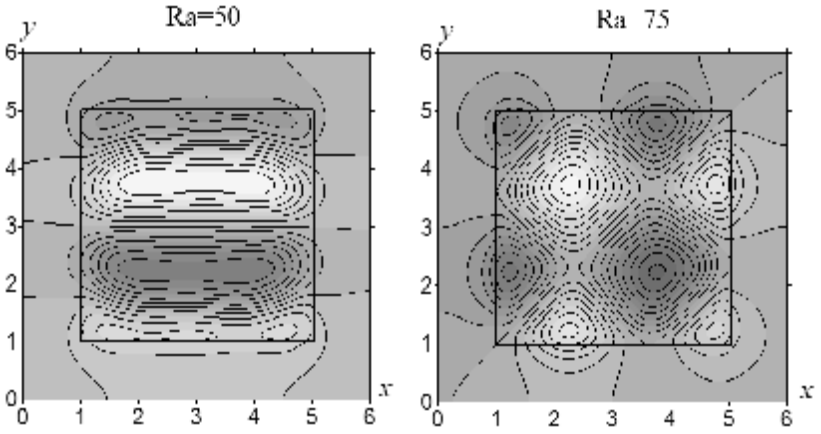


Рис. 1. Изолинии распределения температуры T на середине слоя z = 1,5 при значениях модифицированного числа Рэлея Ra = 50 и Ra = 75. Черным квадратом выделена внутренняя конвективная область

ную задачу к системе одномерных задач (Самарский, 1989).

Для решения уравнений (5.1; 5.2) использовалась схема последовательной верхней релаксации. Пространственный шаг дискретизации составлял 1/20.

Результаты численного моделирования

Численные исследования краевой задачи (5) и (2) с соответствующими граничными условиями проведено при различных значениях модифицированного числа Рэлея Ra. За начальное распределение температуры принято линейное распределение по вертикальной координате z.

В данной работе приняты следующие аспектные отношения: $\lambda_{0x} = \lambda_{0y} = 6$. Из анализа конвективной устойчивости для бесконечного плоского слоя для идеально теплопроводных горизонтальных границ критическое число Рэлея составляет $Ra_{cr} = 4\pi^2$ (Гершуни, Жуховицкий, 1972). В нашем модельном примере температуропроводность окружающего массива ограничена. Поэтому возмущения температуры, обусловленные влиянием конвекции, проникают в окружающий массив. Согласно работе (Дементьев, Любимов, 2008) это приводит к снижению порога устойчивости.

В данной работе рассмотрены модельные примеры для двух различных значений числа Рэлея Ra = 50 и Ra = 75. Первое значение соответствует небольшой закритичности, второе – достаточно интенсивной конвекции.

На рис. 1 представлены стационарные решения для температуры T на середине слоя z = 1,5, восходящие потоки с повышенным значением температуры выделены на рисунках светлым тоном, нисходящие с пониженным значением температуры – тёмным.

Для числа Ra = 50 получена валиковая структура конвекции подобная той, которая реализуется в 2D решениях.

Для числа Рэлея Ra = 75 наблюдается симметричная конвекция относительно диагонали (0,6) – (6,0) и антисимметричная – относительно диагонали (0,0) – (6,6). Квадратом выделена зона, в которой реализуется свободная тепловая конвекция.

На рис. 2 представлена пространственная структура конвекции для вертикальной составляющей скорости u_z.

На рис. 3 изображены изотермы T и отклонения температуры δT от линейного распределения для вертикального сечения x = 3 и числа Рэлея Ra = 50.

Как следует из рис. 1 и 3 возмущения температуры, вызванные конвекцией, проникают за пределы внутренней области.

Из рис. 3б видно, что над конвективной зоной формируется область преимущественно с положительным отклонением температуры от линейного распределения, которая характерна при постоянных параметрах среды для чисто диффузионного переноса тепла. Эта область расширяется к поверхности, а тепловой поток уменьшается. Соответственно, под конвективной зоной характерны области преимущественно с пониженными температурами и тепловыми потоками. Также получены изолинии безразмерного теплового потока на верхней поверхности (рис. 4) для различных

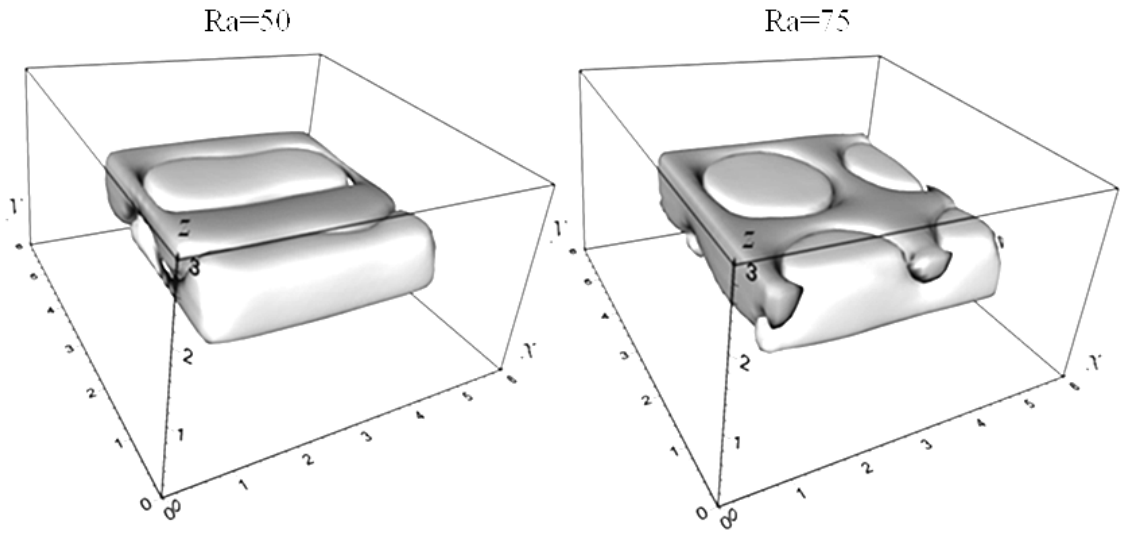


Рис. 2. Изоповерхности распределения вертикальной компоненты скорости u_z при значениях модифицированного числа Рэлея Ra = 50 и Ra = 75. Светлые области соответствуют восходящим течениям, тёмные – нисходящим

значений числа Рэлея. Видно, что над конвективной зоной характерны области с повышенными тепловыми потоками.

Бóльшим значениям числа Рэлея соответствуют и бóльшие тепловые потоки.

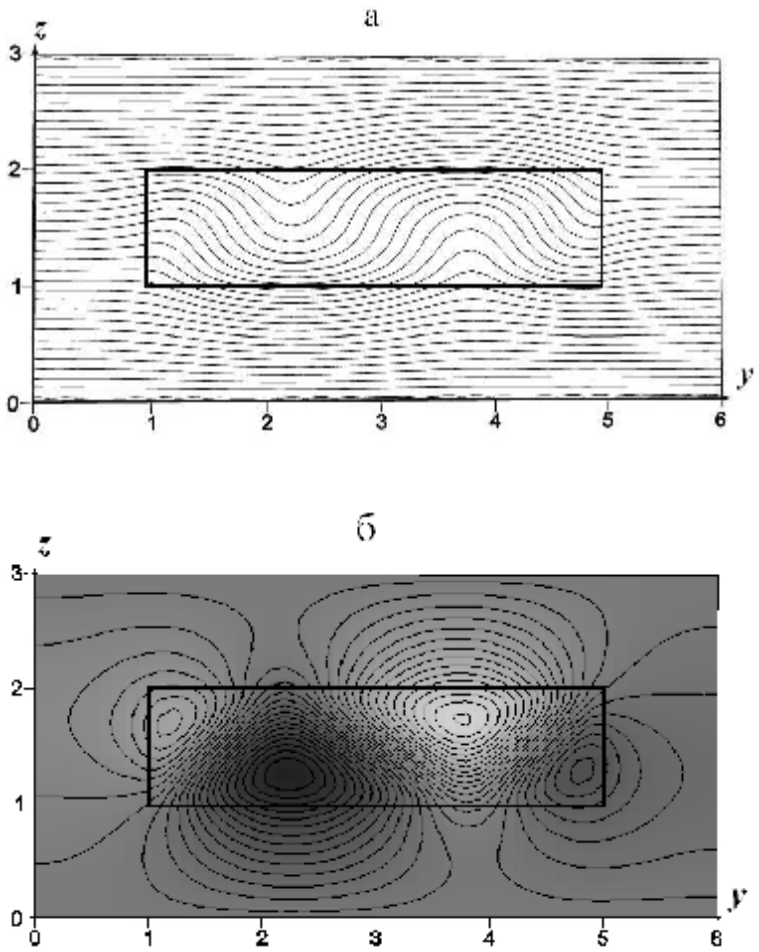


Рис. 3. Изолинии распределения температуры T (а) и отклонений температуры δT от линейного распределения (б) в вертикальном сечении слоя x = 3 при значении модифицированного числа Рэлея Ra = 50. Черным прямоугольником выделена внутренняя конвективная область. Светлые области на (б) соответствуют повышенным температурам, тёмные – пониженным

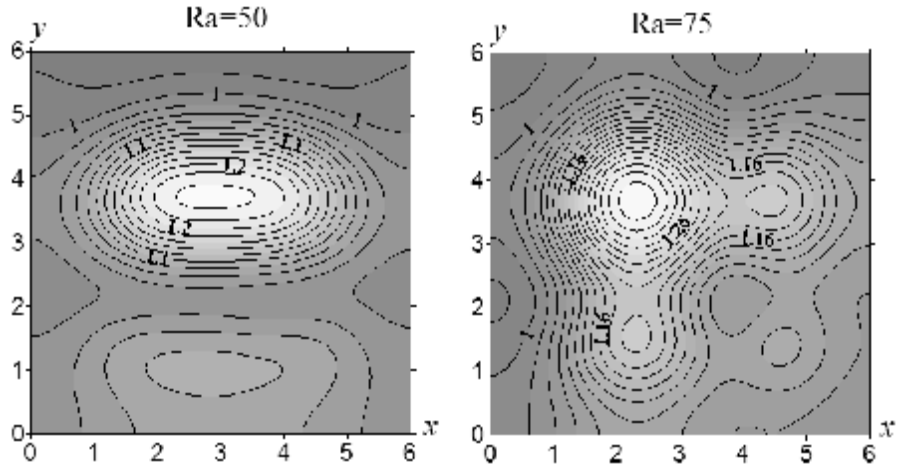


Рис. 4. Изолинии безразмерного распределения теплового потока $q' = q_{con}/q_{dif}$, где q_{con} и q_{dif}, соответственно, тепловой поток с конвекцией и без конвекции. Значения модифицированного числа Рэлея: Ra = 50 и Ra = 75

Заключение

Полученные результаты численного моделирования подтверждают качественное заключение (Мясников, Иванов, 1984) о возможности возникновения свободной тепловой конвекции в пористых коллекторах. Основными параметрами для этого служат высокая проницаемость осадочных пород и достаточно большие вертикальные размеры областей, в которых реализуется конвекция. Учёт конечных значений температуропроводности и теплопроводности над и под конвективной зоной приводит к снижению порога устойчивости (Дементьев, Любимов, 2008), что является дополнительным фактором в пользу возникновения конвекции.

В зависимости от числа Рэлея, характеризующего интенсивность конвекции, формируются различные пространственные структуры. Численный анализ, рассматриваемой в данной работе 3D модели конвекции, показывает, что полученные распределения градиентов температуры и тепловые потоки подобны наблюдаемым характеристикам в нефтегазоносных залежах и над ними. Поэтому, свободная тепловая конвекция в коллекторах может служить одним из механизмов, объясняющим положительные значения аномалий теплового поля над залежами углеводородов.

Литература

Гершуни Г.Э., Жуховиций Г.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.

Дементьев О.Н., Любимов Д.В. Возникновение конвекции в горизонтальном плоском слое пористой среды // Вестник Челябинского государственного университета. 2008. №. 6. С. 130–135.

Миндубаев М.Г. 3D модели конвекции в пористой среде // Глубинное строение. Геодинамика. Тепловое поле Земли. Интерпретация геофизических полей. Материалы. Екатеринбург, 2011. С. 254–256.

Мясников В.П., Иванов В.В. Геотермические аномалии пористых коллекторов, заполненных подвижными флюидами // Теоретические и экспериментальные исследования по геотермике морей и океанов. М, 1984. С. 9–17.

Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1989. 616 с.

Тараненко Е.И., Безбородов Р.С., Хакимов М.Ю. Тепловой эффект формирования залежей нефти и газа // Геология нефти и газа. 2000. №. 2. С. 56–58.

Hirasaki G.J., Hellums J.D. A general formulation of the boundary conditions on the vector potential in three dimensional hydrodynamics // Quart. App. Math. 1968. V. 16. N. 3. P. 331–342.

УДК 550.838

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ПОДМАГНИЧИВАНИЯ ЛИТОСФЕРЫ ЗАПАДНОГО УРАЛА ВЕКОВОЙ ВАРИАЦИЕЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В 2000–2009 гг.

Федорова Н.В., Криковцева Т.Г. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Проведено моделирование эффектов подмагничивания литосферы Западного Урала вековой вариацией геомагнитного поля в 2000–2009 гг. В этот период фокус векового хода в Евразии располагался над Уралом. Рост индукции геомагнитного поля по данным обсерватории Арти составил 373 нТл. В результате моделирования построены карты составляющих векового хода, вызванные увеличением индуцированной намагниченности пород литосферы. Интенсивность аномального поля могла увеличиться на 10 нТл.

Геомагнитное поле, вековая вариация, вековой ход, моделирование, обсерватория Арти.

MODELING THE EFFECTS OF INDUCED MAGNETIZATION OF THE LITHOSPHERE OF THE WESTERN URALS BY GEOMAGNETIC SECULAR VARIATION OVER THE NINE-YEAR PERIOD OF 2000–2009

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

Abstract. Modeling the effects of induced magnetization of the lithosphere of the Western Urals by secular variation of the geomagnetic field in 2000–2009 has been carried out. During this period the focus of the secular variation in Eurasia located on the Urals. Growth induction of the geomagnetic field according to Arty observatory was 373 nT. According to the results of the simulation maps of components of the secular variation caused by the increase in the induced magnetization of rocks of the lithosphere have been constructed. The intensity of the anomalous field could increase by 10 nT.

Geomagnetic field, secular variation, secular trend, modeling, Arti observatory.

Введение

Вековые вариации геомагнитного поля в основном связаны с источниками, лежащими внутри земного шара, и вызываются теми же причинами, что и магнитное поле Земли (Яновский, 1978). Локальные аномалии векового хода могут быть созданы изменением намагниченности литосферных пород вследствие пьезомагнитного или индукционного эффектов.

Ряд крупных региональных магнитных аномалий Западного Урала – Манчажская, Кунгурская, Михайловская, Шамарская – расположены в Предуральском краевом прогибе. Интенсивность аномального магнитного поля достигает 1000–1500 нТл.

Геофизическая обсерватория Арти находится в пределах Манчажской магнитной аномалии, на расстоянии 25 км к востоку от её эпицентра. В 1968–1974 гг. в пределах Манчажской региональной магнитной аномалии зарегистрирован аномальный вековой ход модуля магнитной индукции (Булашевич, Шапиро, 1975).

В результате синхронных наблюдений 1973–1978 гг. в пределах эпицентральной зоны аномалии выделена протяженная область размерами 40х10 км, где магнитное поле увеличивалось в течение всего времени наблюдений (Шапиро, 1982). Так как при магнитовариационных исследованиях эффект подмагничивания не был обнаружен, то предполагалось, что аномалия векового хода имеет тектономагнитную природу и отражает динамику современных процессов в литосфере.

При дальнейших полевых наблюдениях геомагнитных вариаций (суббуря в октябре 1977 г. и солнечно-суточные в 1998 г.) были зарегистрированы аномальные эффекты в различных пунктах наблюдений в пределах Манчажская аномалии (Федорова, Максимовских, 2000).

В результате моделирования эффектов подмагничивания пород земной коры гео-

магнитными вариациями показано, что такие аномальные вариации можно полностью объяснить только индуктивной намагниченностью источника аномалии (Федорова, 2005а).

В конце 20 века на Урале наблюдался значительный рост геомагнитного поля. Фокус векового хода в Евразии располагался непосредственно над Уралом. По данным обсерватории Арти максимальное значение векового хода 53 нТл/год было зарегистрировано в 2002–2003 гг. Поскольку данные обсерватории используются для изучения геомагнитного поля Земли, то важно оценить какой вклад в измерения в обсерватории вносят эффекты, вызванные ростом намагниченности литосферы из-за вариаций главного магнитного поля Земли.

С 2007 г. сотрудники обсерватории Арти возобновили работы по изучению геомагнитного поля в окрестностях обсерватории с целью детального изучения его вековых изменений, которые могут быть вызваны геолого-геофизическими процессами и сейсмичностью района (Кусонский, 2008). В 2009 г. наблюдения были проведены на 17 пунктах (Бебнев, 2011). На ряде пунктов выявлены различия в значениях векового хода по сравнению с данными в Арти. Так в пункте Токари, расположенном почти в эпицентре Манчажской аномалии, в 2008 и 2009 гг. значения векового хода составили 37 и 42 нТл/год, а в Арти 36 и 42 нТл/год соответственно. В пункте Бардым рост поля составил 33 и 40 нТл/год. Поскольку все пункты находятся в пределах Манчажской аномалии, то для того чтобы выделить аномальные эффекты, вызванные современными процессами в земной коре, нужно в первую очередь оценить и исключить из данных наблюдений эффекты, созданные изменением намагниченности литосферы.

В представленной работе проведено моделирование индукционного эффекта подмагничивания вековой вариацией литосферных пород источников региональных магнитных аномалии Западного Урала в период 2000–2009 гг.

Моделирование источников региональных аномалий

Изучаемая территория (56–58° с.ш. и 55–60° в.д.) имеет достаточно большие размеры, более чем 200х300 км. При моделировании геофизических полей от крупных объектов без учета формы Земли возникают погрешности, достигающие существенных величин и имеющие сложные закономерности (Старостенко, Манукян, Заворотько, 1986), поэтому моделирование выполнено для сферической формы Земли.

Для аппроксимации магнитного поля Манчажской, Кунгурской, Михайловской и Шамарской аномалий использовалась модель трехмерных источников, представляющая собой набор из 281 сферических параллелепипедов, полученная в результате итерационного процесса подбора аномального магнитного поля ΔT_a (Федорова, 2005б). Каждый элементарный параллелепипед задается следующими параметрами: географические координаты долготы и широты нижнего левого угла λ_1, φ_1 и λ_2, φ_2 – верхнего правого; h_1 и h_2 – глубины до верхней и нижней кромок объекта, вектор намагниченности $I = I\,(I_x, I_y, I_z,)$. В пределах источника намагниченность считается однородной. Горизонтальные размеры сферических параллелепипедов для района Манчажской региональной магнитной аномалии задавались 5′х5′. Нижняя кромка была задана на глубине 35 км. Значения магнитного поля рассчитывались по сетке 10′х10′.

Для определения компонент вектора магнитной индукции модели источников региональных аномалий использованы формулы, приведенные в работе (Старостенко, Манукян, Заворотько, 1986). Расчет составляющих магнитного поля от сферического параллелепипеда проводился с помощью численное интегрирование по объему источника. Итоговое поле модели получено суммированием полей от элементарных сферических параллелепипедов. Была исследована применимость нескольких численных методов, в основе которых лежат квадратурные формулы Гаусса-Лежандра (Крылов, Шульгина, 1966). В результате вычислительных тестирований хорошо за-

рекомендовал себя метод с использованием кубатурных формул с равноотстоящими узлами (Криковцева, 2012). Так же при вычислениях применялись кубатурных процессы, описанные в работе (Старостенко, Манукян, Заворотько, 1986).

Алгоритм вычисления прямой задачи для сферических параллелепипедов реализован в виде программного модуля на языке C# и работает на платформе .NET.

На вход подается файл, содержащий параметры источников, компоненты намагничивающего поля, начальная точка наблюдения (λ_0, φ_0) и шаг по долготе λ и широте φ для равномерной сетки наблюдений. Выходные данные представлены в виде таблицы, содержащей координаты точки и вычисленные значения компонент вектора индукции магнитного поля.

Геометрия источников задавалась моделью, описанной выше. Величина и направление намагниченности I определялись земным магнитным полем и изменялись вслед за ним (индуцированная намагниченность $I = \chi H$). Магнитная восприимчивость χ = 0,06 ед. СИ. Параметры намагничивающего поля H задавались по данным среднегодовых значений главного геомагнитного поля в обсерватории Арти.

Для представленной модели источников региональных магнитных аномалий были рассчитаны годовые эффекты подмагничивания пород литосферы вековой вариацией геомагнитного поля для периода 2000–2009 гг.

Анализ результатов моделирования

По результатам моделирования для изучаемой территории Западного Урала были построены карты модуля индукции ΔT_a и прямоугольных составляющих X_a, Y_a, Z_a магнитного поля источников (рис. 1).

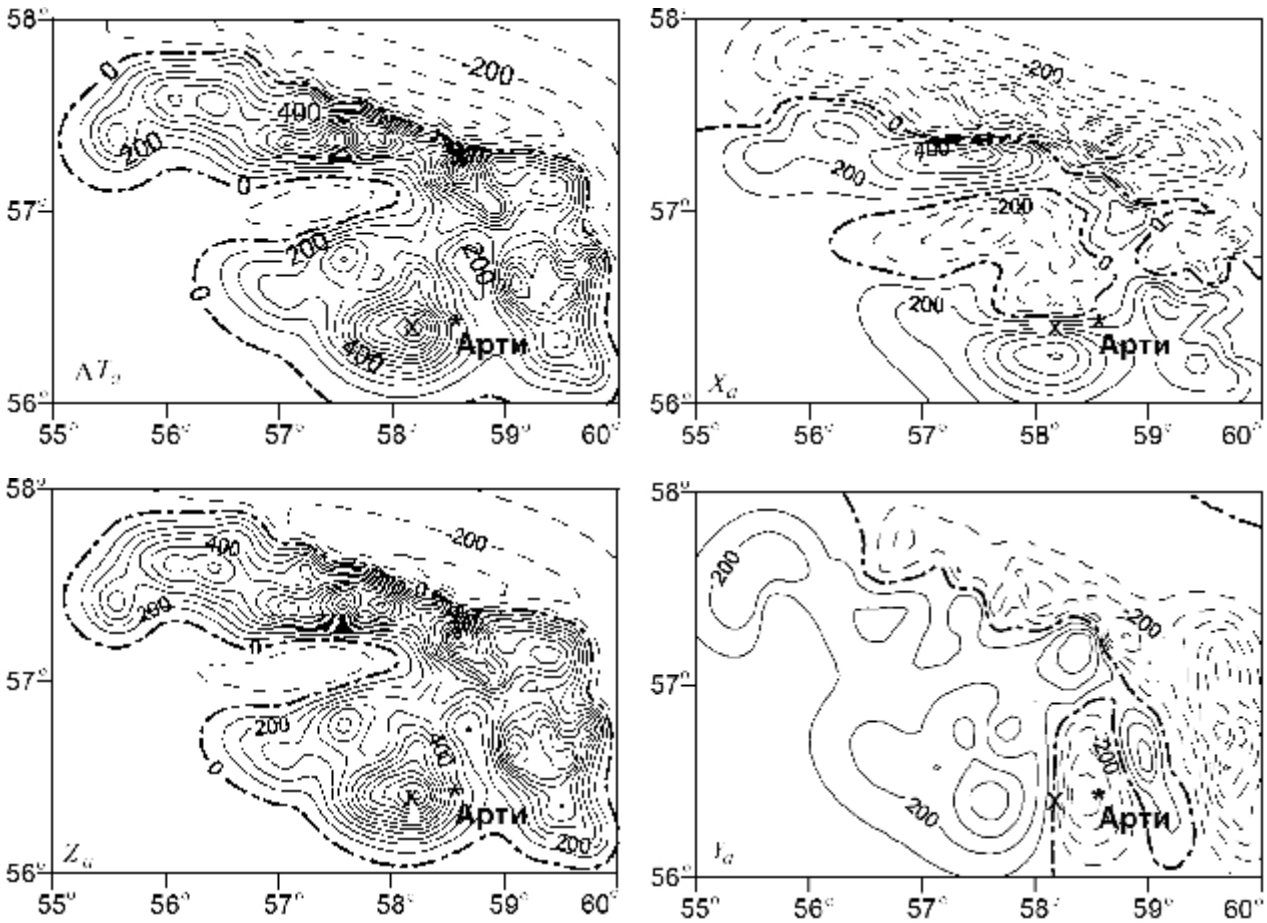


Рис. 1. Карты аномального магнитного поля ΔT_a (нТл) модели и составляющие X_a, Y_a, Z_a (нТл). Крестиком отмечен эпицентр аномалии ΔT_a

Геофизическая обсерватория Арти расположена на расстоянии ~25 км к востоку от её эпицентра Манчажской аномалии ΔT_a,

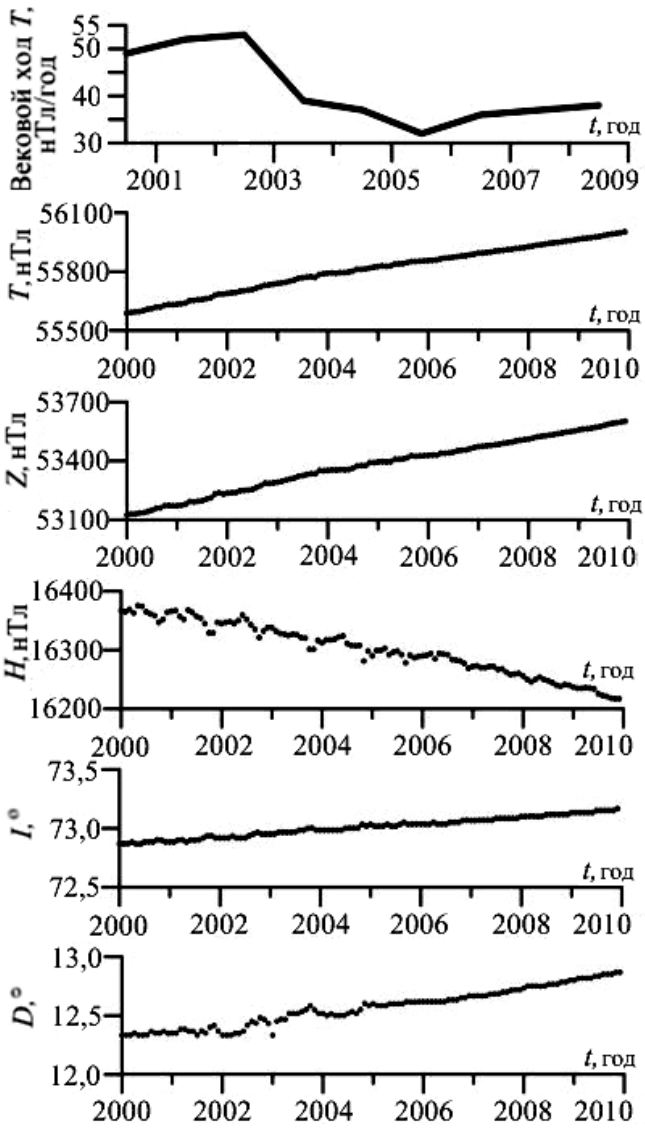


Рис. 2. Вековые изменения компонент геомагнитного поля в обсерватории Арти в период 2000–2009 гг.

примерно на таком же расстоянии от максимума вертикальной компоненты Z_a и в районе экстремума восточной компоненты Y_a.

На каждый год t периода 2000–2009 гг. для модели источников региональных аномалий рассчитаны значения вектора напряженности магнитного поля $\mathbf{T}(t)=\mathbf{T}_N(t)+\mathbf{T}_a(t)$, где $\mathbf{T}_N(t)$ – главное геомагнитное поле и $\mathbf{T}_a(t)$ – поле региональных аномалий. Затем были построены ежегодные карты разности модулей вектора $dT = T(t_1) - T(t_2)$, что позволило оценить годовые значения вариационных эффектов модуля индукции, созданные подмагничиванием пород земной коры вековой вариацией геомагнитного поля. Расчеты dT проведены для 9-летнего интервала 2000–2009 гг. Изменения компонент геомагнитного поля в обсерватории Арти в период 2000–2009 гг. показаны на рис. 2.

На рис. 3. приведены результаты моделирования индукционных эффектов подмагничивания пород литосферы Западного Урала вариациями геомагнитного поля за периоды: а) 2002–2003 гг.; б) 2005–2006 гг.; в) 2000–2009 гг.

В 2002–2003 гг. изменение модуля T составило dT_N = 53 нТл, что соответствует максимальному вековому ходу для периода 2000–2009 гг. Изменения наклонения I и склонения D составляли: dI = 3', dD = 7'5". Прирост поля по результатам моделирования составил в обсерватории Арти 0,1 нТл, в эпицентре Манчажской аномалии 1,2 нТл; в эпицентральных зонах Шамарской и Кунгурской аномалий более – 1,5 нТл.

В 2005–2006 гг. модуль T увеличился на 32 нТл, что соответствует минимальному вековому ходу для интервала 2000–2009 гг., при этом очень незначительно изменились угловые составляющие на dI = 1'1" и dD = = 2'2". Прирост поля по результатам моделирования составил в обсерватории Арти 0,1 нТл, в эпицентральной зоне Манчажской аномалии 0,9 нТл.

За весь период 2000–2009 гг. изменение геомагнитного поля составило: dT_N = 373 нТл, dI = 15'57", dD = 29'4".

В Арти в результате роста намагниченности литосферы эффект подмагничивания в вековой ход T не превысил 1 нТл/год. Увеличения интенсивности аномального поля в Арти составило 2 нТл, а в эпицентрах региональных аномалий для Манчажской и Михайловской – 5 нТл, для Кунгурской и Шамарской – 10 нТл.

Сопоставление результатов моделирования и измерений на пунктах векового хода

В начале статьи мы упомянули, что с

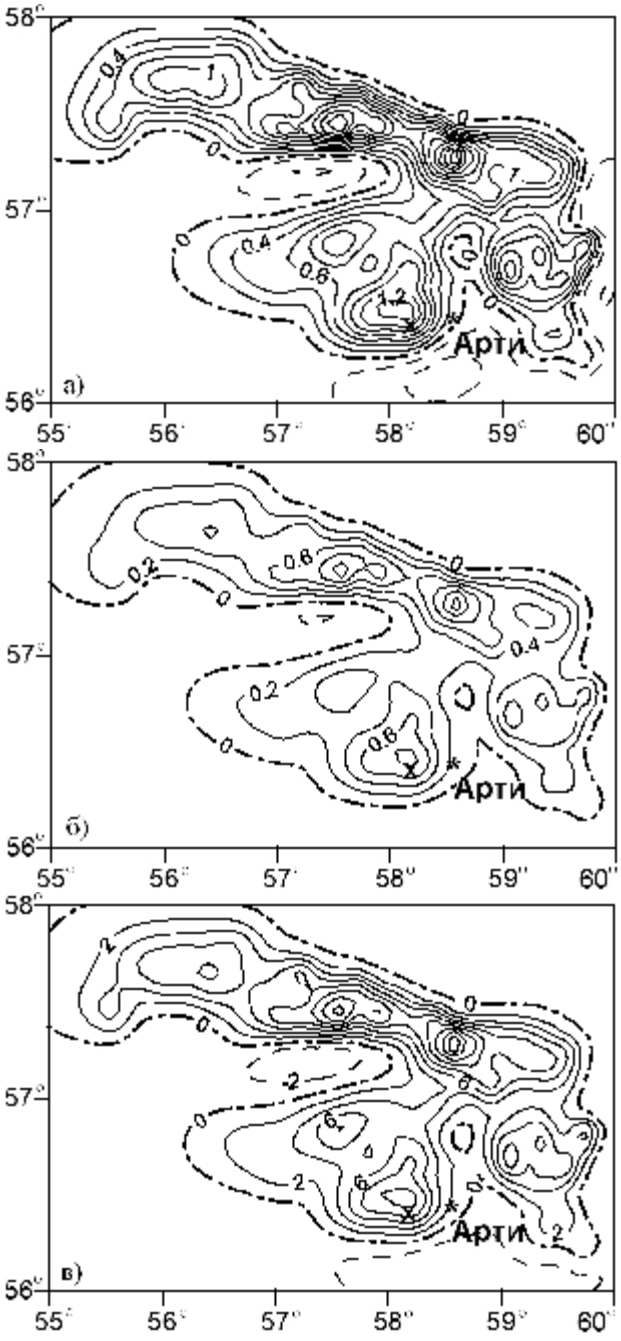


Рис. 3. Результаты моделирования индукционных эффектов подмагничивания пород литосферы Западного Урала вариациями геомагнитного поля за периоды: а) 2002–2003 гг.; б) 2005–2006 гг.; в) 2000–2009 гг.

2007 г. сотрудники обсерватории Арти возобновили работы по изучению векового хода геомагнитного поля в окрестностях обсерватории (Бебнев, 2011). На ряде пунктов выявлены различия в значениях векового хода по сравнению с данными в Арти в пределах 3 нТл/год. В пункте Токари, расположенном рядом с эпицентром Манчажской аномалии, в 2008 и 2009 гг. значения векового хода составили 37 и 42 нТл/год, а в Арти – 36 и 42 нТл/год, соответственно.

Измеренное различие между этими пунктами в 2008 г. составляет 1 нТл/год, что практически точно соответствует результатам проведенного моделирования.

Здесь следует отметить, что сеансы измерений на пунктах векового хода проводятся достаточно непродолжительное время и только один раз в год. И поэтому полученные значения измеренных годовых разностей модуля индукции дают представления о вековом ходе с погрешностью не более, чем ±2 нТл/год. Это связано с тем обстоятельством, что изменения геомагнитного поля в течение суток даже при спокойных солнечно-суточных вариациях могут превосходить годовые вариации. Поэтому эффект подмагничивания литосферы, вызванный солнечно-суточными вариациями, для территории Манчажской аномалии может в течение дня меняться от –2 до +2 нТл.

Результаты моделирования таких эффектов показаны в работе (Кормильцев и др., 1995) и подтверждены синхронными измерениями в пунктах Усть-Бугалыш и Арти (Федорова, Максимовских, 2000). В течение суток наблюдений в этих пунктах вариация восточной компоненты Y составила от +10 до –50 нТл, а измеренный эффект от +1 до –2 нТл.

Поэтому, для того чтобы сопоставлять результаты измерений на пунктах векового хода и моделирования необходимо при вычислениях эффекта подмагничивания литосферы задавать значения намагничивающего поля в моменты измерений.

Выводы

По результатам моделирования вариационных эффектов созданных подмагничиванием литосферы вековой вариацией геомагнитного поля в 2000–2009 гг. на территории Западного Урала годовые значения изменений модуля T не превышали 2 нТл/год, а в эпицентре Манчажской аномалии они не превышали 1,2 нТл/год.

За девятилетний интервал 2000–2009 гг.

значительные вековые изменения модуля ***T*** и угловых составляющих геомагнитного поля могли вызвать увеличение интенсивности в эпицентрах Манчажской и Михайловской аномалий ~5 и ~10 нТл – в эпицентрах Кунгурской и Шамарской аномалий.

Вековой ход, регистрируемый в обсерватории Арти, в основном отражает изменения магнитного поля планетарного характера. Увеличение намагниченности литосферы могли вызвать вариации векового хода модуля индукции от 0,1 до 0,3 нТл/год. За девятилетний период 2000–2009 гг. в обсерватории изменения модуля ***T*** составили 373 нТл, а величина составляющей от увеличения намагниченности литосферы оценивается только в 2 нТл.

Авторы выражают свою благодарность О.А. Кусонскому за предоставление результатов измерений геомагнитного поля в обсерватории Арти.

Литература

Бебнев А.С. Результаты наблюдения геомагнитного поля на пунктах векового хода в окрестностях обсерватории Арти // Глубинное строение, геодинамика, тепловое поле Земли, интерпретация геофизических полей: Шестые научные чтения памяти Ю.П. Булашевича. Екатеринбург: УрО РАН, 2011. С. 32–34.

Булашевич Ю.П., Шапиро В.А. Аномальность векового хода геомагнитного поля в обсерватории Арти // Геомагнетизм и аэрономия. 1975. Т. 15. № 2. С. 382–383.

Кормильцев В.В., Костров Н.П., Ратушняк А.Н., Шапиро В.А. Динамика магнитного поля на объекте, подобном Манчажской магнитной аномалии на Западном Урале – Рукопись деп. в ВИНИТИ 1995. № 2193-В95.

Криковцева Т.Г. Моделирование эффекта подмагничивания литосферных пород вековой вариацией геомагнитного поля на период 2000–2009 гг. в районе обсерватории Арти // XIII Уральская молод. науч. школа по геофизике. Екатеринбург: УрО РАН, 2012. С. 108–110.

Крылов В.И., Шульгина Л.Т. Справочная книга по численному интегрированию. М.: Наука, 1966. 372 с.

Кусонский О.А. О современном состоянии обсерваторских исследований на Урале // Геофизическое исследование Урала и сопредельных регионов: Мат-лы Межд. конф., посв. 50-летию Института геофизики УрО РАН. Екатеринбург: УрО РАН, 2008. С. 123–125.

Старостенко В.И., Манукян А.Г., Заворотько А.Н. Методика решения прямых задач гравиметрии и магнитометрии на шарообразных планетах. Киев: Наукова думка, 1986. 112 с.

Федорова Н.В., Максимовских С.И. Исследование магнитовариационных эффектов на Манчажской магнитной аномалии // Теория и практика геоэлектрических исследований. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. С. 156–165.

Федорова Н.В. Моделирование динамики магнитного поля при исследовании природы Манчажской аномалии векового хода // Физика Земли. 2005а. № 5. С. 18–25.

Федорова Н.В. Исследование аномалии векового хода геомагнитного поля в обсерватории Арти и на Манчажском полигоне // Уральский геофизический вестник. 2005б. № 7. С. 61–69.

Шапиро В.А. Исследование временной динамики Манчажской региональной магнитной аномалии // Физика Земли. 1982. № 8. С. 65–77.

Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978. 592 с.

УДК 550.837

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МЕТОДА НАЛОЖЕНИЯ ПОЛЕЙ К БЛИЗПОВЕРХНОСТНЫМ ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ НЕОДНОРОДНОСТЯМ

Федорова О.И. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Рассмотрены результаты математического и физического моделирования зондирования методом наложения полей над геоэлектрическими неоднородностями. Получены зависимости интенсивности аномального поля от глубины залегания и удельного сопротивления шара в однородном полупространстве, аппроксимирующего неоднородность. Оценена чувствительность применяемой в методе однополярной установки к изменению размера приемной линии. Показана возможность определения размера и удельного сопротивления геоэлектрического объекта.

Однополярная установка, геоэлектрическая неоднородность, удельное сопротивление, разность потенциалов.

ABOUT SENSITIVITY OF THE METHOD IMPOSED OF FIELDS TO SURFACE-NEAR GEOELECTRIC INHOMOGENEITIES

Fedorova O.I. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The results of mathematical and physical modelling of sounding by imposed fields method above geoelectric inhomogeneities are considered. Received are dependences of abnormal field intensity from the depth of occurrence and resistivity of a sphere in homogeneous half space approximating inhomogeneity. The sensitivity of unipolar array applied in the method to changes in the size of acceptance line is evaluated. The opportunity to determine the size and resistivity of geoelectric object is shown.

Unipolar array, geoelectric inhomogeneity, resistivity, potential difference.

Введение

Метод наложения полей (МНП) был предложен и развивался в 50–70 гг. уральскими геофизиками для поисков рудных месторождений. Напомним, что в МНП используется симметричная четырехэлектродная однополярная установка $AMNA'$, в которой питающие заземления A и A' подключаются к одному полюсу источника тока и токи, стекающие с них, поддерживаются одинаковыми. Третье питающее заземление B, отнесенное в «бесконечность», подключается к другому полюсу генератора тока. В центре установки между приемными электродами M и N измеряется разность потенциалов ΔU, которая в однородной и горизонтально-слоистой среде равна нулю. Геологическая неоднородность фиксируется экстремумами ΔU_{max} разного знака, с переходом через нуль над центром объекта. Поэтому измерения с однополярной установкой относят к методам чистых аномалий (Тархов, 1957).

В настоящее время электроразведочные исследования ориентированы в большей степени на изучение геоэлектрического строения верхней части геологического разреза для решения инженерно-геологических, инженерно-экологических и других задач. В этой связи возникает интерес к оценке возможностей метода наложения полей при малоглубинных исследованиях.

Чувствительность однополярной установки к неоднородностям близповерхностного слоя недостаточно изучена. В работах (Саковцев, 1959; Редозубов, 2010) рассмотрены теоретические графики электропрофилирования МНП для модели шара в однородном полупространстве, аппроксимирующего геоэлектрическую неоднородность. Выполнены расчеты для крайних случаев, упрощающих формулу потенциала точечного источника в присутствии проводящего ($\rho_2 = 0$) и непроводящего ($\rho_2 = \infty$) шара. В работе (Григорьева, 1953) приводятся зависимости аномалии ΔU от глубины залегания центра шара лишь для трех размеров питающих линий.

Наибольшую информацию о чувствительности МНП к неоднородностям верх-

ней части разреза могут дать зондирования с однополярной установкой, поскольку с изменением размеров приемной и питающей линий фиксируется как максимальный аномальный сигнал, так и затухание поля, возбужденное вблизи геоэлектрического объекта. В данной статье представляются результаты исследования чувствительности метода наложения полей в варианте зондирования, выполненные над локальными объектами с изометричным сечением и конечными значениями удельного сопротивления.

Теоретические и экспериментальные исследования

За чувствительность однополярной установки примем относительную разность потенциалов ($\Delta U_{отн}$), по которой будем оценивать интенсивность аномального эффекта:

$$\Delta U_{отн} = \Delta U / |\Delta U_{max}|,$$

где ΔU – вычисленная или измеренная разность потенциалов в точке наблюдения; ΔU_{max} – максимальное значение ΔU.

Теоретические расчеты зондирования выполняли над погруженным в однородное изотропное полупространство шаром. Для такой модели известно решение для потенциала поля точечного источника, расположенного на дневной поверхности (Заборовский, 1943):

$$U(r,d,\theta) = \frac{I\rho_1}{2\pi}\left[\frac{1}{R} + 2\sum_{n=0}^{\infty} p_n \frac{b^{2n+1}}{d^{n+1} r^{n+1}} P_n(\cos\theta)\right], \quad (1)$$

где I – сила тока; ρ_1, ρ_2 – удельные сопротивления среды и шара, соответственно;

$p_n = \frac{n(\rho_2 - \rho_1)}{n\rho_1 + (n+1)\rho_2}$; b – радиус шара; R – расстояние от питающего до приемного заземления; d, r, θ – расстояние от центра шара до питающего и приемного заземления и угол между ними; $P_n(\cos\theta)$ – полином Лежандра.

Разность потенциалов для однополярной установки вычисляли по полученному выражению:

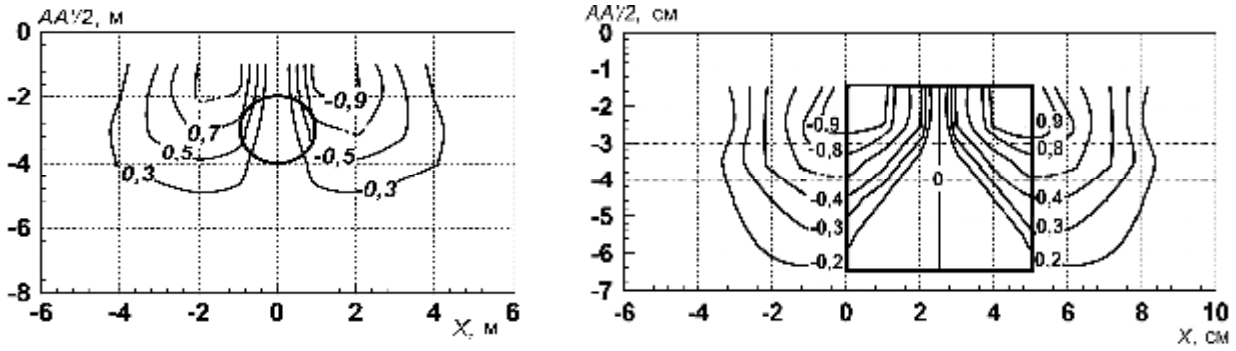
$$\Delta U = U_{AM}(r_1, d_1, \theta_1) + U_{A'M}(r_1, d_2, \theta_2) - U_{AN}(r_2, d_1, \theta_3) - U_{A'N}(r_2, d_2, \theta_4), \quad (2)$$

где $U_{AM}, U_{A'M}, U_{AN}, U_{A'N}$ – потенциалы в точках M и N приемной линии от питающих заземлений A и A', подключенных к положительному полюсу источника тока.

В расчетах приемную линию MN приняли много меньше питающей линии (0,01 м) и, соответственно, меньше радиуса шара, чтобы исключить ее влияние на величину и распределение аномального поля при различных значениях радиуса (b) и глубины до центра шара (H). Однополярная установка перемещалась по профилю, проходящему через эпицентр шара. В каждой расчетной точке профиля менялся разнос питающей линии AA' (от 0,25 до 12 м) с шагом 0,25 м и вычислялась разность потенциалов.

На рис. 1*а* приведен разрез интенсивности аномального поля $\Delta U_{отн}$ от полуразноса установки ($l = AA'/2$) для проводящего шара (b = 1 м) с отношением ρ_2/ρ_1 = 0,1 и глубиной до его центра H = 3 м. Изолиния $\Delta U_{отн}$ = 0,9 проходит над верхней кромкой шара, а изолиния 0,5 – над нижней. Расстояние между экстремумами приближенно равно глубине до центра шара (H). Расчеты показали, что при дальнейшем погружении шара расстояние между экстремальными значениями изменяется и также сопоставимо с глубиной до его центра (Федорова, 2011).

Рассмотрим результаты зондирования с однополярной установкой, полученные физическим моделированием над непроводящим кубом серпентинита (5х5х5 см), помещенным в воду. Расстояние до верхней кромки равнялось 1,5 см. Профиль измерений проходил над эпицентром модели, MN = 1 см, что составляет меньше половины стороны куба. На разрезах $\Delta U_{отн}$ верхняя граница вмещающей среды и объекта выделяется экстремальными значениями ΔU_{max} на полуразносе l = 1,5 см (рис. 1*б*). Расстояние между экстремумами приближенно равно глубине до центра куба (4 см). На нижней границе поле практически затухает (изолиния 0,2). Таким образом, зависимость интенсивности аномального поля от размеров питающей линии однополярной установки над кубом,



а *б*

Рис. 1. Разрезы $\Delta U_{отн}$: а – над шаром; б – над кубом

в силу изометричной формы объекта, схожа с интенсивностью над шаром.

Физическое моделирование над горизонтальным цилиндром (керном мрамора с размерами: b = 2 см, L = 8 см), помещаемым на разные глубины, показало, что расстояние между экстремальными значениями разности потенциалов равно глубине до центра цилиндра (Федорова, 2011). Чувствительность установки с погружением объекта значительно падает; так максимальное значение ΔU_{max} при глубине до центра цилиндра H = 2,5 см в 50 раз больше, чем при H = 5,5 см.

Для вычисления интенсивности аномального эффекта необходимо наиболее точно установить полуразнос ($l = AA'/2$), при котором фиксируется максимальное значение разности потенциалов (ΔU_{max}). Из формулы (1) следует, что этот полуразнос будет зависеть от глубины залегания центра шара, поскольку через нее рассчитываются параметры r, d, cosθ, и радиуса шара, коэффициент p_n не влияет на положение экстремумов ΔU. По расчетам зондирований, выполненных для малой приемной линии, получена приближенная зависимость полуразноса питающей линии, отнесенного к радиусу, $l/b=(AA'/2)/b$ в точках экстремумов от относительной глубины до центра шара (H/b), справедливая при любых соотношениях ρ_2/ρ_1 .

Полученную зависимость (рис. 2) аппроксимировали линейной функцией

$$l/b = 0{,}438H/b - 0{,}0569. \qquad (3)$$

Таким образом, при профилировании методом наложения полей оптимальный полуразнос для поиска изометричных объектов, аппроксимируемых шаром, можно рассчитать по ф-ле (3), исходя из предполагаемых размера и глубины залегания объекта: $l = 0{,}438H - 0{,}0569b$. И, наоборот, по экспериментальным результатам зондирований определяется полуразнос в точках экстремумов, глубина до центра объекта по расстоянию между экстремумами и оценивается размер объекта $b = 7{,}7H - 17{,}57l$. Например, для случая, когда b = 1 м, H = 3 м, оптимальный полуразнос при профилировании равен l = 1,26 м, а по результатам зондирования, зная l в точках экстремумов и H, получим размер объекта b = 0,96 м. Для случая b = 2 м, H = 7 м получим опти-

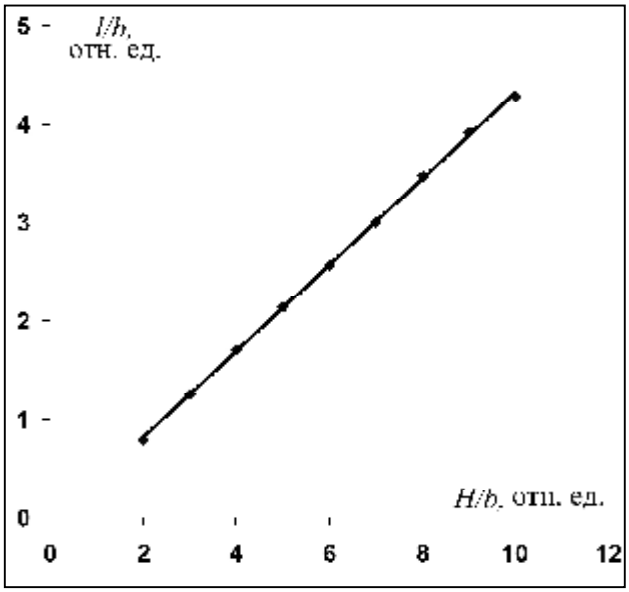


Рис. 2. График зависимости величины полуразноса питающей линии в точках экстремумов от глубины до центра шара

Таблица 1. Расчетные значения E_{max}

ρ_2/ρ_1= 0,001										
H/b	2	2,5	3	4	5	6	7	8	9	10
E_{max}, отн.ед.	1	0,3	0,1059	0,0235	0,00745	0,00294	0,00135	0,000686	0,00038	0,000215
ρ_2/ρ_1= 1000										
E_{max}, отн.ед.	1	0,272	0,0995	0,0216	0,00678	0,00266	0,00121	0,000618	0,000335	0,000197

мальный полуразнос l = 2,95 м, а размер объекта b = 2,07 м.

Оценивать величину разности потенциалов ΔU необходимо с учетом размера приемной линии [*MN*], поэтому целесообразнее рассматривать их отношение ΔU/[*MN*], которое для малых [*MN*] стремиться к горизонтальной составляющей напряженности электрического поля (E), и в этом случае структура разреза относительной напряженности поля $E_{отн} = E/|E_{max}|$ не отличается от разреза $\Delta U_{отн}$.

По результатам расчетов зондирования получили зависимость максимального значения напряженности поля (E_{max}) от соотношения глубины до центра шара к его радиусу для разных отношений удельных сопротивлений шара и вмещающей среды (ρ_2/ρ_1), когда $\rho_2 < \rho_1$ и $\rho_2 > \rho_1$ (рис. 3*а, б*), которая может быть аппроксимирована степенной функцией. Для идеально проводящего шара (ρ_2/ρ_1 = 0,001) такая функция приближенно равна:

$$E_{max} = 34,879\,(H/b)^{-5,22}\ \text{отн.ед.}, \quad (4)$$

а для непроводящего (ρ_2/ρ_1 = 1000) шара:

$$E_{max} = 34{,}043(H/b)^{-5,26}\ \text{отн.ед} \quad (5)$$

Значения E_{max} для ρ_2/ρ_1= 0,001; 1000 приведены в табл. 1.

На рис. 3*г* представлена зависимость изменения максимального значения напряженности поля от соотношения ρ_2/ρ_1 (сплошная линия) и ρ_1/ρ_2 (пунктирная линия), приведенная к E_{max} (1000).

Как видно из графиков, изменение поля происходит при соотношении удельных сопротивлений шара и вмещающей среды равных 1,1–20. Дальнейшее повышение (ρ_2/ρ_1) или (ρ_1/ρ_2) практически не влияет на величину E_{max}.

Чтобы перейти от относительных величин максимальной напряженности поля, представленных в номограммах, к абсолютным значениям $|E_{max}|$ рассчитали зависимость E_{max} (отн. ед.) при *H/b* = 2 от радиуса шара (рис. 3*в*).

Для минимального радиуса b = 0,25 м в случае ρ_2/ρ_1= 0,001 $|E_{max}|$ = 0,244, а в случае ρ_2/ρ_1 = 1000 $|E_{max}|$ = 0,137 (в расчетах приняли I = 1 А).

Полученную зависимость также аппроксимировали степенной функцией:

$$\frac{|E_{max}|}{0,137} = \frac{0,0625}{b^2},\ |E_{max}| = \frac{0,00856}{b^2} \quad \text{при } \rho_2>\rho_1; \quad (6)$$

$$\frac{|E_{max}|}{0,244} = \frac{0,0625}{b^2},\ |E_{max}| = \frac{0,0153}{b^2} \quad \text{при } \rho_2<\rho_1. \quad (7)$$

Рассмотрим пример оценки величины $|E_{max}|$ по полученным зависимостям.

Пусть b = 1 м, H = 8 м, ρ_1=200 Ом·м, ρ_2=20 Ом·м, I= 1 А, по ф-ле (2), выполняя зондирования, рассчитали $|E_{max}|$ = 0,00158 В/м. Находим:

1. Для параметра *H/b* = 2 $|E_{max}|$ = 0,0153 (по ф-ле 7).
2. Зная ρ_2/ρ_1 = 0,1 и *H/b* = 8 по номограмме (рис. 3*а*) определяем $E_{отн} = E_{max\ отн.\ ед} \approx 0,0005$.
3. $|E_{max}| = E_{отн}\ 0,0153 \cdot l \cdot \rho_1 = 0,0005 \cdot 0,0153 \cdot 1 \cdot 200 = = 0,00152$ В/м,

т.е. величины максимальных напряженностей расчетной и определенной по зависимостям практически совпадают.

Для этого же теоретического примера оценим удельное сопротивление объекта (ρ_2), аппроксимируемого шаром. Зная радиус шара, глубину залегания его центра, сопротивление вмещающей среды и макси-

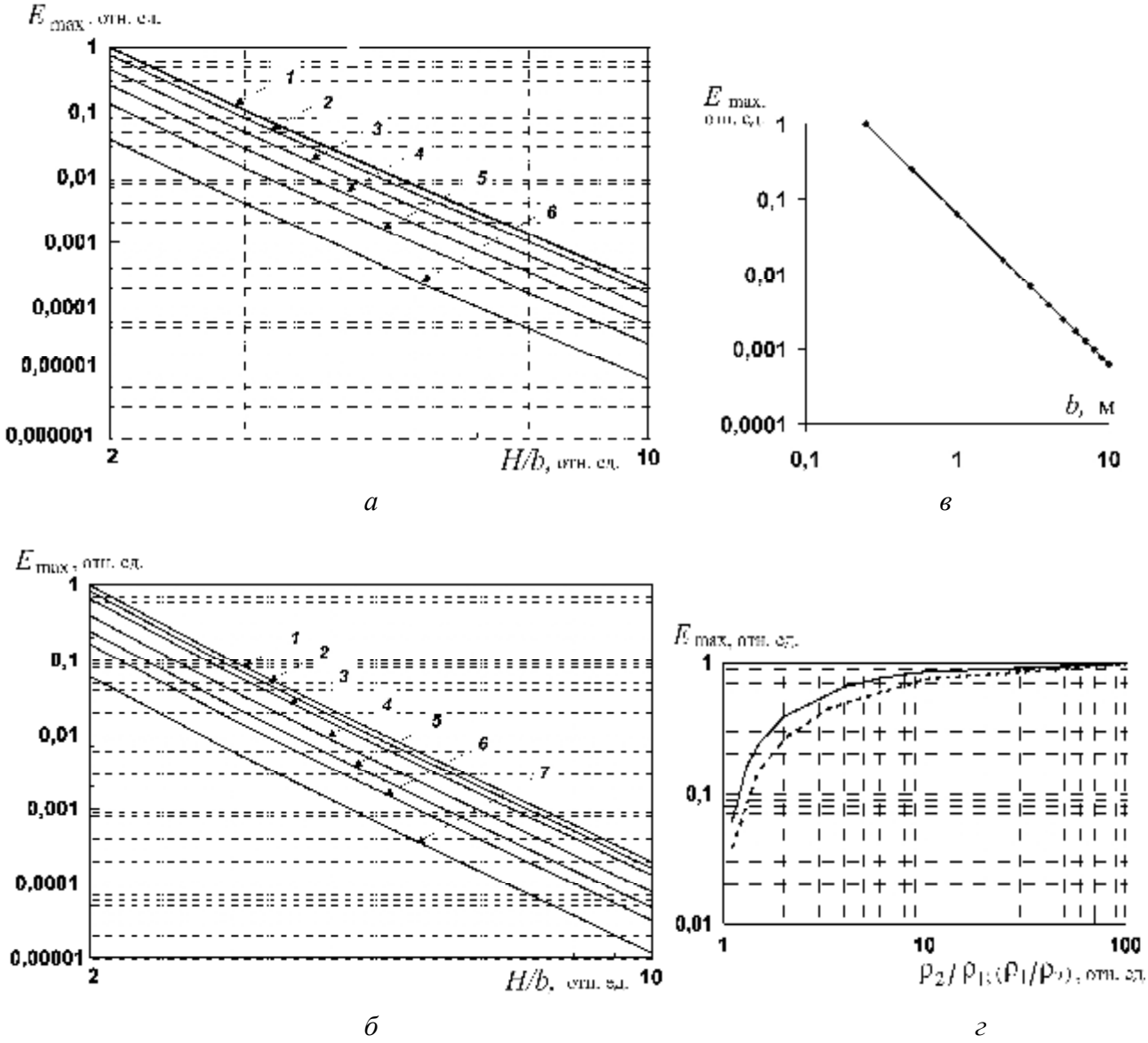


Рис. 3. Зависимость максимального значения напряженности поля (E_{max}) от соотношения глубины до центра шара к его радиусу для разных отношений удельного сопротивления шара и вмещающей среды (ρ_2/ρ_1): *а* – 0,001 (1); 0,1 (2); 0,3 (3); 0,5 (4); 0,7 (5); 0,9 (6); *б* – 1000 (1); 8 (2); 4 (3); 2 (4); 1,5 (5); 1,3 (6); 1,1 (7). Зависимость максимального значения напряженности поля (E_{max}) от радиуса шара при соотношении H/b = 2 (*в*) и от соотношения сопротивлений вмещающей среды и шара (*г*): ρ_2/ρ_1 – сплошная линия; ρ_1/ρ_2 – пунктирная линия

мальное значение напряженности поля, находим:

1. $|E_{max}| = 0{,}0153$ (по ф-ле 7).

2. $E_{\text{îòí}} = \dfrac{0{,}00158}{0{,}0153 \cdot I \cdot \rho_1} = 0{,}00051$.

3. По номограмме (рис. 3*а*), зная H/b= 8 и $E_{\text{отн}}$, находим $\rho_2/\rho_1 = 0{,}1$, отсюда ρ_2 = 20 Ом·м. Найти удельное сопротивление ρ_2 можно, используя зависимость E_{max} от ρ_1/ρ_2. Для этого определим:

1. $|E_{max}| = 0{,}0153$ (по ф-ле 7).

2. $E_{\text{отн}} = 0{,}000686$ (по табл. 1 или ф-ле 4).

3. $E_{\text{îòí}} = \dfrac{0{,}00158}{0{,}0153 \cdot I \cdot \rho_1 \cdot 0{,}000686} = 0{,}752$.

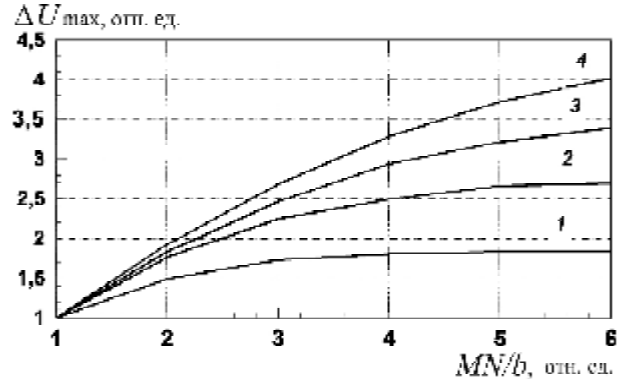
4. Для значения $E_{\text{отн}}$ = 0,752 по графику (рис. 3*г*, пунктирная линия) находим $\rho_1/\rho_2 = 10$, отсюда ρ_2 = 20 Ом·м.

Расчеты показали, что при $[MN] \le b$ приемную линию можно считать малой величиной, тогда напряженность поля будет приближенно равна отношению разности потенциалов в приемной линии к ее

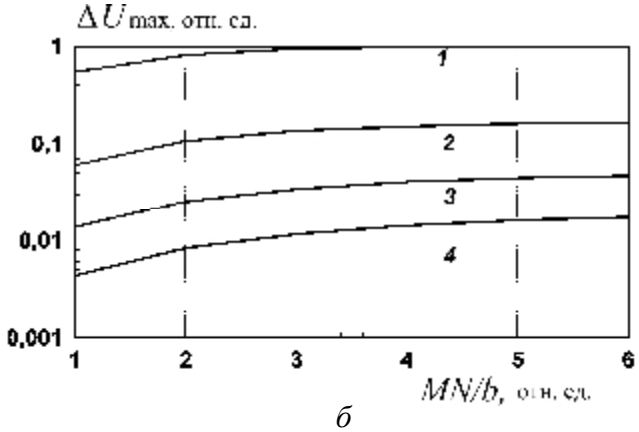
размеру $E \approx \Delta U/$ [MN]. Если [MN] = 1 м и $b \geq$ 1м, то в численном выражении величина ΔU близка к E, в этом случае интенсивность максимального значения разности потенциалов ΔU_{max} оценивается по закономерностям, полученным для E_{max}.

Чувствительность однополярной установки с увеличением параметра H/b существенно снижается, так для H/b = 4 значение E_{max} (отн. ед.) над проводящим шаром в 43 раза меньше, чем для H/b = 2 (табл. 1). Повышение измеряемого сигнала ΔU достигается за счет увеличения размера приемной линии.

На рис. 4*а* приведены графики изменения максимального значения разности потенциалов от размеров [MN], приведенные к минимальным значениям ΔU_{max}. Для параметра H/b = 2 увеличение приемной линии в шесть раз приводит к увеличению ΔU_{max} менее чем в два раза, а для H/b = 5 – в четыре раза, что очень важно учитывать при измерениях, поскольку величина ΔU_{max} в рассматриваемых случаях отличается в 57 раз (рис. 4*б*).



а



б

Как показали расчеты, если увеличивать приемную линию так, что H/[MN] $\geq$ 1,5, то все структурные особенности на графиках и разрезах ΔU, рассмотренные для малой приемной линии, а также зависимость l/b от H/b, сохраняются.

Заключение

Результаты математического и физического моделирования показали, что чувствительность метода наложения полей в первую очередь зависит от глубины залегания объекта, с увеличением глубины интенсивность аномального поля значительно падает. Отношение удельных сопротивлений вмещающей среды и объекта более чем в 20 раз практически не влияет на величину ΔU_{max}. Изменение чувствительности однополярной установки регулируется размером приемной линии. Оптимальный размер [MN] не должен превышать половины горизонтальной мощности объекта или быть не больше величины H/1,5, при этом сохраняются структурные особенности поля, которые рассмотрены для малых размеров [MN].

Рис. 4. Графики зависимости максимального значения разности потенциалов от разноса приемной линии, приведенные к минимальному значению ΔU_{max} при MN/b= = 1(*а*) и максимальному значению ΔU_{max} при H/b = 2(*б*).
Цифры на графиках – параметр H/b: 1 – 2; 2 – 3; 3 – 4; 4 – 5

На разрезах ΔU по максимальным значениям приближенно выделяется верхняя кромка неоднородности, а для изометричных объектов или объектов, имеющих сечение изометричной формы, также определяется глубина до его центра. В случае, когда глубина до верхней кромки объекта меньше чем его вертикальный размер, аномальное поле затухает близко к нижней границе объекта с вмещающей средой. По полученным зависимостям возможна оценка размера и удельного сопротивления геоэлектрической неоднородности, аппроксимируемой шаром.

Литература

Григорьева Н.П. Сравнение аномалий $\rho_к$ над проводящей сферой для различных установок метода постоянного тока // Труды ВИРГ,. М.: Госгеолтехиздат, 1953. С. 83–102.

Заборовский А.И. Электроразведка. М.: Гостоптехиздат, 1943. 444 с.

Редозубов А.А. Специальный курс электроразведки. Екатеринбург: Изд-во УГГУ, 2010. 416 с.

Саковцев Г.П. Сравнение чувствительности разных методов профилирования к поверхностным и глубинным неоднородностям // Вопросы разведочной геофизики. М.: Госгеолтехиздат, 1959. Вып. XXXIV. С. 64–71.

Тархов А.Г. Об электроразведочных методах чистой аномалии // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1957. № 8. С. 979–989.

Федорова О.И. Оценка возможностей метода наложения полей для малоглубинных геоэлектрических исследований // Известия вузов. Горный журнал. 2011. № 6. С. 118–124.

УДК 550.361

О ВЛИЯНИИ ПЕРВИЧНОЙ АТМОСФЕРЫ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗЕМЛЕ ПРИ ЕЕ АККУМУЛЯЦИИ

Хачай Ю.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург
Анфилогов В.Н. – Институт минералогии УрО РАН, Челябинская обл., г. Миасс
Антипин А.Н. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В работе (Анфилогов, Хачай, 2005) предложена новая модель аккумуляции планет земной группы, которая опирается на современные результаты геохимических анализов, включающие оценки концентрации короткоживущих радиоактивных изотопов ^{26}Al в веществе протопланетного облака. По результатам численного моделирования показано, что для дальнейшей термической эволюции Земли существенную роль имело распределение температуры в формирующемся ядре Земли и наличие плотной и плохо прозрачной атмосферы.

Аккумуляция Земли, распределение температуры, начальная атмосфера.

ABOUT THE INFLUENCE OF THE INITIAL ATMOSPHERE ON THE EARTH'S TEMPERATURE DISTRIBUTION DURING IT'S ACCUMULATION

Khachay Yu.V. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg
Anfilogov V.N. – Institute of mineralogy, UB of RAS, Miass
Antipin A.N. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstracts. We suggested a new model for accumulation of planets of the Earth's group (Анфилогов, Хачай, 2005), which is based on the contemporary results of geochemical analyses, which allow to obtain the concentrations of short living radioactive isotopes of ^{26}Al in the matter of the pre planet cloud. For the further Earth's temperature evolution, as it had been showed by the results of numerical modeling, the main role belongs to the temperature distribution in the forming Earth's core and the existence of a dense and transparent atmosphere.

Accumulation of the Earth, temperature distribution, transparent atmosphere.

Наблюдаемое в настоящее время падение на земную поверхность тел от размеров пылинок до метеоритов, метеоров и более крупных тел являются остаточным проявлением мощного процесса аккумуляции планеты из протопланетного облака, наиболее активная фаза которого завершилась около 4,6 млрд. лет назад. Внеатмосферные астрономические наблюдения позволили за последние годы выявить как планеты, так и протопланетные объекты на различных стадиях их эволюции у более 300 звезд. Тем самым нашли наблюдательное подтверждение основные идеи механизма аккумуляции планет, разрабатываемые в (Сафронов, 1969; Витязев, Печерникова, Сафронов, 1990; Kaula, 1979; Хачай, 1987).

Геологическая эволюция Земли существенно зависит от ее начального состояния. Под начальным для Земли понимают ее состояние к завершению активного этапа аккумуляции. Несмотря на достижения, до последнего времени не удавалось получить удовлетворительного объяснения ряду хорошо обоснованных фактов. В современной Земле основными структурами являются преимущественно силикатная мантия и практически железное по составу ядро.

Результаты, полученные на основе анализа W-Hf изотопной системы, интерпретируются как свидетельство очень раннего, за время менее 10 млн. лет, разделения химических резервуаров ядра и мантии (Jacobsen, Yin, 2003; Krot et all. 2009). Тогда как на основе результатов по уран-свинцовой системе формирование этих структур продолжалось около 100 млн. лет, т.е. разделение их химических резервуаров произошло за долго до окончания роста самих структур.

Остаются дискуссионными вопросы формирования первичной атмосферы и ее

влияние на распределение начальной температуры во внутренних областях Земли (Hayashi, Nakazawa, Mizuno, 1979; Abe, 1997). Так, в работе (Hayashi, Nakazawa, Mizuno, 1979) была впервые получена возможная оценка температуры на поверхности растущей Земли T > 4000 K из-за наличия плотной не прозрачной атмосферы.

В работе (Анфилогов, Хачай, 2005) нами была предложена новая модель аккумуляции планет земной группы, которая использует современные результаты изотопных геохимических анализов, позволивших получить надежные оценки концентрации короткоживущих естественно радиоактивных изотопов и, прежде всего ^{26}Al, в веществе протопланетного облака. На основе этих данных получены новые оценки распределения температуры в растущих зародышах планеты в зоне «питания» Земли. Очень близкие результаты получены в работах (Печерникова, Витязев, 2005; Nyquist et all., 2009).

Для дальнейшей температурной эволюции Земли, как показало проведенное численное моделирование, определяющую роль играет распределение температуры в формирующемся ядре Земли. Дополнительный вклад обеспечивает наличие плотной, мало прозрачной атмосферы. Именно этим проблемам здесь будет уделено основное внимание.

Математическое моделирование распределения температуры в планете на стадии ее аккумуляции

Результаты, полученные нами в работе (Анфилогов, Хачай, 2005), показали, что уже на раннем этапе процесса аккумуляции выделения тепла короткоживущими естественно радиоактивными элементами, и прежде всего ^{26}Al, оказывается достаточно для того, чтобы в протопланетном зародыше, превышающем размеры (50–100) км, могла сформироваться расплавленная центральная область и сравнительно тонкая, твердая, преимущественно силикатная по составу верхняя оболочка. Скорости соударения тел на этом этапе еще малы, поэтому при соударении тел таких и близких размеров жидкие, преимущественно железные по составу части сливаются, но массы зародыша еще не достаточно для гравитационного удержания силикатных обломков холодной твердой оболочки. На этом этапе они сохраняются в зоне питания протопланеты. Реализуется механизм дифференциации вещества в процессе аккумуляции планеты на резервуар будущего ядра и резервуар мантии.

Важно, что процесс идет еще в малых телах и успевает завершиться за время менее 10 млн. лет. Тогда как последующее формирование структуры ядра и мантии продолжается, как и по всем имеющимся оценкам, около 100 млн. лет. Поскольку объединение жидких внутренних частей соударяющихся тел происходит в результате неупругого соударения, большая часть потенциальной гравитационной энергии через кинетическую энергию соударения преобразуется в тепло. Это продолжается до тех пор, пока ядро не достигнет большей части современной массы. На завершающей стадии роста ядра масса зародыша оказывается уже достаточной для того, чтобы удерживать все возрастающую долю силикатной оболочки выпадающих тел. И состав растущей области все более обогащается примесью силикатов. Процесс соударения аккумулируемых тел от механизма полностью неупругого, с высокой степенью преобразования потенциальной энергии гравитационного взаимодействия в тепловую, постепенно переходит в механизм твердотельного соударения, при котором только небольшая часть кинетической энергии преобразуется в поглощаемое зародышем планеты тепло.

При математическом моделировании излагаемого механизма следует учитывать, что в рассматриваемой модели процесс дифференциации вещества ядра в большей своей части проходит на стадии его роста. К завершению формирования этой структуры концентрация короткоживущих радиоактивных изотопов становится настолько малой, что вклад энергии их распада становится мал. Вопрос о вхождении долгоживущих радиоактивных изотопов в состав ядра остается открытым, но в боль-

шинстве рассматриваемых моделей их доля предполагается малой.

Проведенное математическое моделирование термической эволюции растущей планеты опирается на изложенную выше схему процесса. Для скорости роста зародыша планеты используется модель Сафронова в варианте (Сафронов, 1969),

$$\frac{\partial m}{\partial t} = 2(1+2\theta)r^2\omega\left(1-\frac{m}{M}\right)\sigma, \qquad (1)$$

где ω – угловая скорость орбитального движения; σ – поверхностная плотность вещества в зоне «питания» планеты; M – современная масса планеты; r – радиус растущего зародыша; θ – статистический параметр, учитывающий распределение частиц по массам и скоростям в зоне «питания».

Математическое описание массоэнерго переноса в растущем самогравитирующем теле переменного радиуса даже в модели однокомпонентной жидкости состоит в постановке краевых задач для системы уравнений баланса импульса, энергии, сохранении массы вещества и задачи Стефана на границах областей с зонами расплава (Khachay, Anfilogov, 2010):

$$\rho\left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t}+(\vec{V}\nabla)\vec{V}\right] = -\nabla P+\eta\Delta\vec{V}+ \qquad (2)$$

$$+\left(\frac{\eta}{3}+\xi\right)\nabla(\nabla\vec{V})-\rho\nabla W,$$

$$\rho T\left[\frac{\partial S}{\partial t}+(\vec{V}\nabla)S\right]=\lambda\Delta T+Q, \qquad (3)$$

$$\Delta W_1 = -4\pi\gamma\rho,\ W = W_1 + W_2, \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla(\rho\vec{V})=0, \qquad (5)$$

$$L\frac{\partial \vec{\psi}}{\partial t}=\vec{q}|_{\xi+0}-\vec{q}|_{\xi-0}, \qquad (6)$$

где $\vec{V}$ – скорость жидкости; P – давление; S – энтропия; W_1 – гравитационный потенциал; W_2 – центробежный потенциал; ρ – плотность; η и ξ – коэффициенты первой и второй вязкости; λ – коэффициент теплопроводности; γ – гравитационная постоянная; Q – суммарная мощность внутренних источников энергии в единице объема; L – теплота фазового перехода;

$\frac{\partial \vec{\psi}}{\partial t}$ – положение границы раздела фаз;

$\vec{q}|_{x+0}$ *и* $\vec{q}|_{x-0}$ – плотность теплового потока, соответственно, перед и за фазовой границей; ∇ и Δ – операторы «набла» и Лапласа.

Трудности доставляет уже решение краевых задач для первого уравнения (2) этой системы, которое называют уравнением Навье – Стокса. Даже в приближении с постоянными коэффициентами вязкости, как это использовано в (3), в 3D-сферическом слое нахождение численного решения представляет существенную проблему. Кроме того, в рамках уравнения (2) затруднительно описать вынужденное конвективное перемешивание вещества вблизи поверхности растущего тела при падении отдельных тел. Реальные вычислительные возможности позволяют использовать только сильно усредненное описание в сферически симметричной модели.

Распределение температуры в теле увеличивающегося радиуса находится из численного решения краевой задачи для уравнения теплопроводности с учетом возможности появления расплава без явного выделения положения границы фронта кристаллизации и параметрического учета конвективного теплопереноса в расплаве по (Тихонов, Любимова, Власов, 1969):

$$c_{эф}\rho\frac{\partial T}{\partial t}=\nabla(\lambda_{эф}\nabla T)+Q, \qquad (7)$$

где $c_{эф}, \lambda_{эф}$ – эффективные значения теплоемкости и теплопроводности, которые учитывают теплоту плавления в задаче Стефана по (Самарский, Моисеенко, 1965) и наличие конвективного теплопереноса;
T – искомая температура в точке в момент времени t; Q – объемная мощность внутренних источников тепла. Задача решалась методом конечных разностей с использованием полностью неявной монотонной, консервативной схемы. В уравнениях (1), (7), (8) шаг по временной и пространственной

сеткам используется один и тот же. Размерный шаг по пространственной сетке постоянный и составляет 250 м. Шаг по временной сетке переменный и при выбранном распределении плотности, как функции глубины, вычисляется из уравнения (1). С использованием этого уравнения на каждом временном шаге вычисляются масса растущей планеты и распределение литостатического давления во внутренних областях. Для каждого значения достигнутого размера растущей планеты вычисляется распределение температуры плавления. В ядре зависимость температуры плавления в основном железного состава вычисляется по (Стейси, 1972). В области формирующейся преимущественно силикатной мантии используется зависимость температуры плавления от давления по (Kaula, 1979). Зона полного и частичного плавления определялась для каждого временного слоя по сопоставлению вычисленного распределения температуры с распределением температуры плавления на данной глубине.

На поверхности растущего тела заданы условия, обеспечивающие баланс поступающей части потенциальной энергии гравитационного взаимодействия тел, затраты тепла на нагревание поступившего вещества и переизлучаемый в пространство тепловой поток с учетом прозрачности внешней среды (Жарков, Трубицын, 1980):

$$k\rho\frac{\gamma M}{r}\frac{dr}{dt}=\varepsilon\sigma\left[T^4-T_1^4\right]+\rho c_P\left[T-T_1\right]\frac{dr}{dt}, \qquad (8)$$

где ρ – плотность вещества; G – гравитационная постоянная; M – масса растущей планеты; r – ее радиус; T и T_1 – соответственно, температура тела на границе и внешней среды; ε – коэффициент прозрачности среды; c_p – удельная теплоемкость; k – доля преобразованной в тепло потенциальной энергии.

Результаты и обсуждение

Некоторые возможные варианты распределения температуры в аккумулируемой планете к последовательно увеличивающимся моментам времени представлены на рис. 1 и 2.

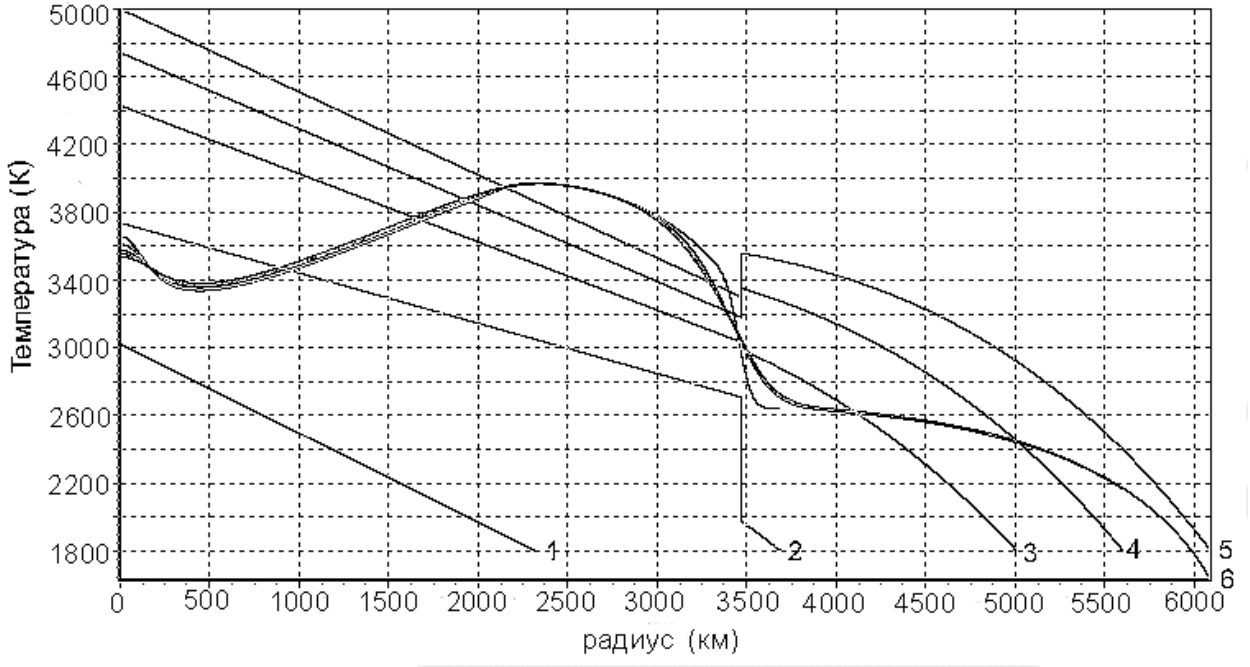


Рис. 1. Зависимость температуры в растущей Земле и температуры плавления в ее оболочках от глубины и проницаемости первичной атмосферы: графики вычисленного распределения температуры (6) и температуры плавления (1–5) для разных стадий роста планеты. Начальный радиус зародыша планеты 1000 м; шаг роста планеты 250 м; плотность в ядре 5600 кг/м^3, в мантии – 3300 кг/м^3. Доля преобразованной в тепло потенциальной энергии в ядре 0,4, в мантии – 0,04; коэффициент прозрачности атмосферы при росте ядра 1×10^{-5}, а при росте мантии – 2×10^{-5}

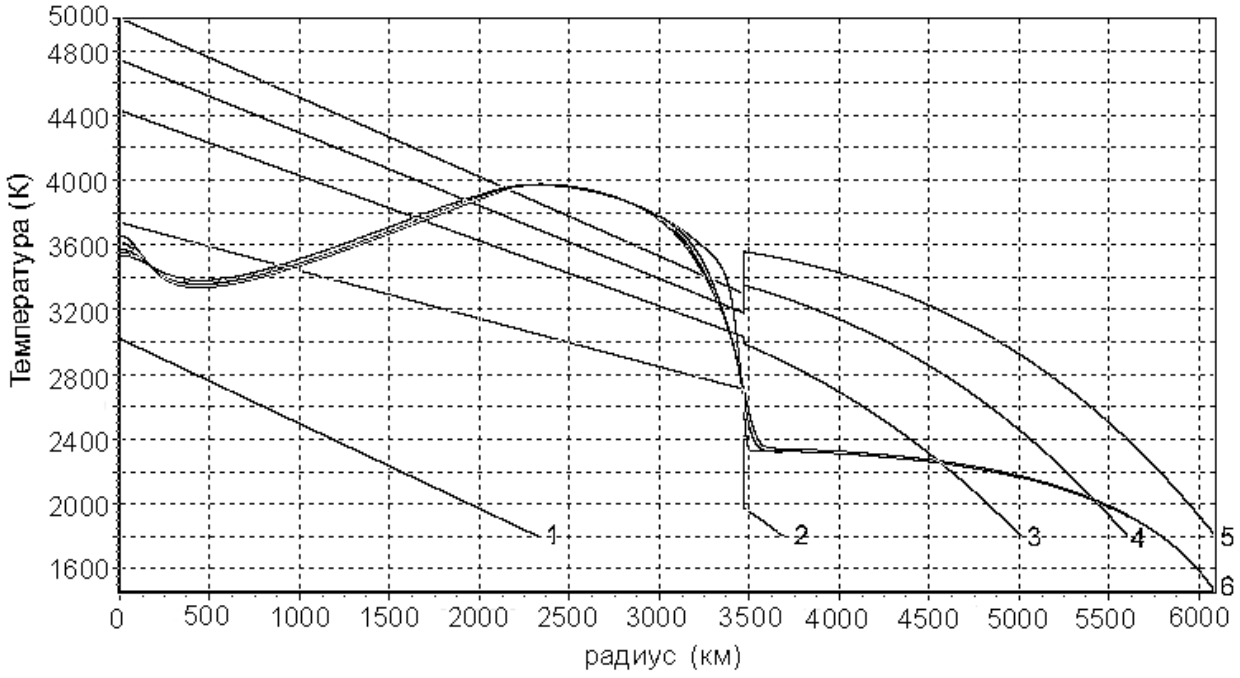


Рис. 2. Зависимость температуры в растущей Земле и температуры плавления в ее оболочках от глубины и проницаемости первичной атмосферы: графики вычисленного распределения температуры (6) и температуры плавления (1–5) для разных стадий роста планеты. Начальный радиус зародыша планеты 1000 м; шаг роста планеты 250 м; плотность в ядре 5600 кг/м^3, в мантии – 3300 кг/м^3. Доля преобразованной в тепло потенциальной энергии в ядре 0,4 в мантии – 0,04; коэффициент прозрачности атмосферы при росте ядра 1×10^{-5}, а при росте мантии – 4×10^{-5}

Как видно из полученных результатов, снижение прозрачности атмосферы (рис. 1) на стадии аккумуляции мантии приводит к росту температуры прежде всего в этой оболочке по сравнению с вариантом для более прозрачной атмосферы (рис. 2).

Показанные распределения качественно отличаются от полученных до сих пор, например (Сафронов, 1969; Витязев, Печерникова, Сафронов, 1990; Kaula, 1979; Хачай, 1987; Hayashi, Nakazawa, Mizuno, 1979; Abe, 1997).

Во-первых, в центре до значений радиуса около 300 км имеется максимум температуры со значениями T > (2000–3700) K, в зависимости от использованной оценки начальной концентрации ^{26}Al. Ко времени, когда радиус растущей планеты достигает значений r = (400–500) км, содержание короткоживущего ^{26}Al значительно снижается и формируется локальный минимум. Затем, по мере увеличения массы протопланеты, увеличивается роль выделения кинетической энергии при падении аккумулируемых тел и частиц. Уменьшение прозрачности первичной атмосферы приводит к снижению плотности уходящего теплового потока и увеличению температуры внутренних оболочек.

Наибольшую неопределенность здесь содержит оценка коэффициента прозрачности атмосферы (ε) в выражении (8). В качестве нижней границы для него мы использовали оценку по (Шапкин, Сидоров, 2004). Однако эта оценка, так же как и принятая в (Hayashi, Nakazawa, Mizuno, 1979), не учитывает наличие в этой атмосфере газообразных продуктов силикатного состава.

В отличие от результатов, описанных в (Hayashi, Nakazawa, Mizuno, 1979; Abe, 1997), здесь температуры на границе Земля воздух достигают своего наибольшего значения ко времени завершения формирования железного ядра и наибольшей плотности силикатной фракции в атмосфере.

Заключение

Для предложенного нами ранее механизма неоднородной аккумуляции выполнено моделирование эволюции температуры в растущей планете. Показано, что до размеров «зародыша» около (300–400) км распад короткоживущих радиоактивных элементов является определяющим источником внутренней энергии. Затем основным источником становится часть потенциальной гравитационной энергии, превращающаяся в тепло в процессе удара падающих тел. Это поглощение более эффективно при объединении расплавленных железных частей протопланетных тел. Учет этого обстоятельства позволил выделить модели, в которых большая часть области современного железного внешнего ядра оказывается расплавленной к окончанию аккумуляции планеты. Снимается проблема раннего наличия геомагнитного поля. Предварительные оценки наличия плотной, малопрозрачной атмосферы с высоким содержанием газообразной силикатной фракции приводит к увеличению температуры во внутренних областях планеты в процессе ее аккумуляции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 09-05-00983.

Литература

Анфилогов В.Н., Хачай Ю.В. Возможный вариант дифференциации вещества на начальном этапе формирования Земли // ДАН. 2005. Т. 403. № 6. С. 803–806.

Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы: происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 296 с.

Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.

Печерникова Г.В., Витязев А.В. Импакты и эволюция ранней Земли // Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В.В. Адушкина и И.В. Немчинова. М.: Академнига. 2005. С. 251–265.

Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // Журнал вычислительной математики и математической физики.1965. Т. 5. № 5. С. 816–827.

Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.

Стейси Ф.Д. Физика Земли. М.: Мир, 1972. 342 с.

Тихонов А.Н., Любимова Е.А., Власов В.К. Об эволюции зон проплавления в термической истории Земли // ДАН СССР. 1969. Т. 188. № 2. С. 338–342.

Хачай Ю.В. Численное моделирование распределения начальной температуры в Земле // Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987. С. 38–44.

Шапкин А.И., Сидоров Ю.И. Термодинамические модели в космохимии и планетологии. М.: Едиториал. УРСС, 2004. 336 с.

Abe Y. Thermal and chemical evolution of the terrestrial magma ocean // Phys. Earth and Planet. Inter. 1997. V. 100. P. 27–39.

Jacobsen S., Yin Q. Models of planetary accretion and core formation based on the Hf-W clock // Geophys. Research Abstracts. 2003. V. 5. P. 13884.

Hayashi C., Nakazawa K., Mizuno H. Earth's melting due to the blanketing effect of primordial dense atmosphere // Earth and Plenetary Science Letters. 1979. V. 43. P. 22–28.

Kaula E.M. Thermal evolution of Earth and Moon growing by planetesimal impacts // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 999–1008.

Khachay Yu., Anfilogov V. Variants of temperature distributions in the Earth on its accumulation // The stady of the Earth as a planet by methods of geophysics, geodesy and astronomy. Kyiv: Akademperiodyka, 2010. P. 197–203.

Krot A.N., Amelin Y., Bland P. et all. Origin and chronology of chondritic components: A review // Geochimica et Cosmochimica Acta. 2009. V. 73. P. 4963–4997.

Nyquist L.E., Kleine T., Shih C.-Y., Reese Y.D. The distribution of short-lived radioisotopes in the early solar system and the chronology of asteroid accretion, differentiation, and secondary mineralization // Geochimica et Cosmochimica Acta. 2009. V. 73. P. 5115–5136.

ХРОНИКА. СОБЫТИЯ. ЛЮДИ.

XIII УРАЛЬСКАЯ МОЛОДЕЖНАЯ НАУЧНАЯ ШКОЛА ПО ГЕОФИЗИКЕ

В Екатеринбурге 23–27 апреля 2012 года прошла XIII Уральская молодежная научная школа по геофизике, организованная на базе Института геофизики УрО РАН, при поддержке Горного института УрО РАН, Пермского государственного университета, Российского фонда фундаментальных исследований и Евро-Азиатского геофизического общества.

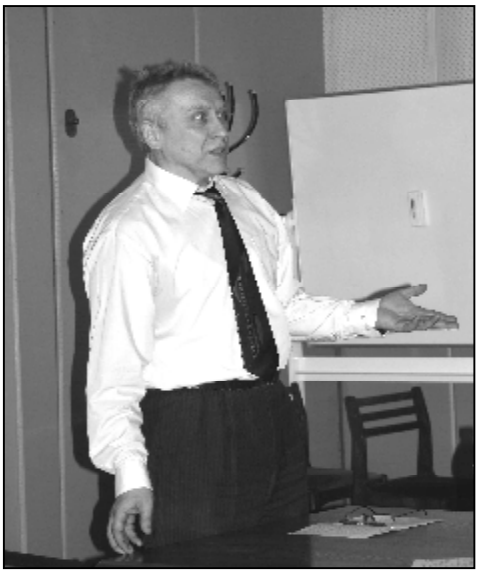
Уральская молодежная школа уже давно славится очень широкой географией. В этом году к «школьникам» из Апатитов, Архангельска, Березняки, Екатеринбурга, Иркутска, Октябрьского, Петрозаводска, Соликамска, Томска, Уфы добавились участники от самых восточных (Петропавловск-Камчатский) границ России до самых западных (Калининград). Приятно также, что нашлась возможность для участия представителям ближнего зарубежья: из Киева (Украина) и Минска (Беларусь). А вот от Пермских и Новосибирских «школьников», ранее присылавших многочисленные делегации, в этом году было всего по два представителя. Общее количество участников составило 61 человек (из заявленных 89 докладов).

За время XIII Уральской школы было прочитано пять лекций. Отмечу, что большая часть лекций имела геологическую направленность, но это и было интересно, так как в последнее время молодые участники изучают только геофизические проблемы и то довольно узко.

Работа школы началась с лекции академика РАН **Вотякова Сергея Леонидовича** (*Институт геологии и геохимии УрО РАН, Екатеринбург*) «Современные методы элементного (изотопного) анализа и спектроскопии твердого тела в исследованиях минерального вещества», в которой он представил современные возможности спектроскопии при исследовании минералов и поделился огромным опытом, который используется в его лабораториях.

Лекция к.т.н. **Коберниченко Виктора Григорьевича** (*Уральский федеральный университет, Екатеринбург*) «Современные методы радиолокационного космического мониторинга» вызвала огромный интерес у молодых слушателей, и они задавали лектору немало интересных вопросов.

В своей лекции «Тестирование региональных тектонических моделей с помощью метода "датирования детритных цирконов" (на примере Урало-Тимано-Печорского региона)» д.г.-м.н. **Кузнецов Николай Борисович** (*Институт геологии РАН, Москва*) расска-



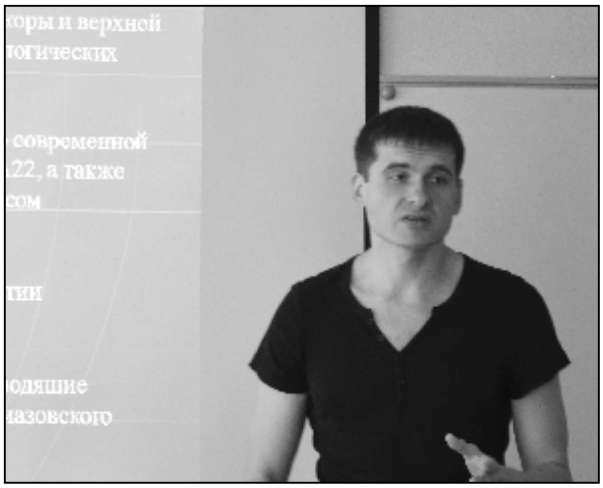
Д.г.-м.н. **Кузнецов Николай Борисович**
(Институт геологии РАН, Москва) читает лекцию

зал об особенностях детритных цирконов, которые несут информацию о геологической истории. Для меня, например, было интересно узнать, что благодаря высокотехнологичным исследованиям появляется информация о новых эрах геохронологической шкалы.

Член-корреспондент РАН **Мартышко Петр Сергеевич** (*Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург*) в лекции «О комплексной интерпретации геофизических данных» очень интересно рассказал о современных подходах к интерпретации геофизических полей, а также затронул тему ошибок, которые совершают многие начинающие ученые при математическом моделировании.

В лекции д.ф.-м.н. **Романюк Татьяны Валентиновны** (*Институт геологии РАН, Москва*) «Геодинамический сценарий формирования крупнейших бор-литиеносных провинций мира в позднем кайнозое: реконструкция по геофизическим и геологическим данным» рассказала про принципиальную 3-этапную схему формирования бор-литиеносных мировых провинций.

Как обычно, докладчиками был затронут широкий круг актуальных и интересных проблем, касающихся геодинамики, сейсмологии, геоэкологии, интерпретации различных геофизических полей и многое другое. Уже довольно давно у молодых участников вырос научный уровень. Многие доклады вызвали бурное обсуждение.



Из наиболее запоминающихся докладов отмечу следующие:

Кушнир А.Н. (Институт геофизики им. С.И. Субботина, Киев) (***на фото***) – «Электропроводность сейсмоактивных платформенных регионов Украины»;

Макаров Е.О. (Камчатский филиал геофизической службы РАН, Петропавловск-Камчатский) – «Динамика подпочвенного радона на Петропавловск-Камчатском геодинамическом полигоне перед сильными землетрясениями с M>5.5 района Авачинского залива»;

Дробиз М.В. (Балтийский федеральный университет им. Эммануила Канта, Калининград) – «Глубина поверхности Мохо по данным ГСЗ и «receiver function»-анализа в районе Калининградского землетрясения 2004 года»; **Мисилов В.Е**. (Уральский федеральный университет, Екатеринбург) – «Специализированный Веб-портал решения геофизических задач на многопроцессорных вычислительных системах»; **Данилов А.В.**, **Конечная Я.В.** (Институт экологических проблем Севера УрО РАН, Архангельск) – «Возможности заполярных станций Архангельской сети в сейсмических исследованиях Западно-Арктического сектора России»; **Карпенко А.В.** (Институт геофизики им. С.И. Субботина, Киев) **–** «Автоматизированная система обработки и интерпретации сейсмических разрезов в геофизических параметрах геологической среды на основе энергетического подхода»; **Данилов К.Б.** (Институт экологических проблем Севера УрО РАН, Архангельск) – «Результаты микросейсмического зондирования вдоль профиля Палово-Самодед (Архангельская область)»; **Курашов И.А**. (Уральский государственный горный университет, Екатеринбург) **–** «Повышение кратности суммирования на основе дифракционного преобразования данных сейсморазведки»; **Мельникова А.В., Рылов Е.С. (**Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, Петропавловск-Камчатский) – «Комплексные геофизические исследования локальных термальных объектов Юго-Восточной Камчатки»; **Муравьев Л.А., Фадеева Н.В., Бызов Д.Д,**

Шумскайте М.Й. (Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург) – «Алгоритмы интерпретации релаксационных кривых в методе ЯМР».

Традиционно на Уральской школе в день открытия в теплой и дружеской обстановке прошел товарищеский ужин.

В культурно-развлекательной программе участники посетили Свердловский государственный академический театр драмы (спектакль «В свете луны»).

В последний день конференции была организована экскурсия на мемориал «Европа-Азия» и мужской монастырь «Ганина Яма».



Участники Уральской молодежной научной школы по геофизике, апрель 2012 год

Изюминкой школы стала неожиданно теплая, почти летняя погода, что еще раз подтверждает непредсказуемость Урала. Но даже неожиданное похолодание в последний день не смогло испортить настроение участникам экскурсионной программы. Потому что теплота и радушие принимающей стороны всегда остается на высоте. Ну а мне, как участнице I и последующих Уральских школ, было приятно видеть, что на нашу школу приезжает новое поколение молодых геофизиков. Значит, школа жива, и у современной геофизики есть будущее!

Козлова И.А.
к.г.-м.н, н.с. Института геофизики УрО РАН

****

НАШИ ЮБИЛЯРЫ

28 мая 2012 года свой юбилей отметила ***ГАЛИНА ВАЛЕНТИНОВНА ИГОЛКИНА,*** заведующая лабораторией промысловой геофизики, доктор геолого-минералогических наук.



В 1974 году Галина Валентиновна пришла в Институт как молодой специалист, окончив геофизический факультет Свердловского горного института. В 1984 году она защитила кандидатскую, а в 2002 году – докторскую диссертацию на тему «Скважинная магнитометрия при исследовании сверхглубоких и глубоких скважин».

Основное направление деятельности Г.В. Иголкиной – разработка и исследование новых методик обработки и интерпретации результатов исследований сверхглубоких и глубоких разведочных и нефтегазовых скважин. Галина Валентиновна является автором и соавтором более 120 опубликованных научных работ и 2-х авторских свидетельств на изобретение.

Поздравляем Галину Валентиновну с юбилеем! Желаем здоровья, отличного настроения и успехов во всем!

****



29 июня 2012 года – юбилейная дата старшего научного сотрудника лаборатории скважинной геофизики, кандидата технических наук

БЕЛОГЛАЗОВОЙ НАДЕЖДЫ АНАТОЛЬЕВНЫ.

Надежда Анатольевна работает в лаборатории скважинной геофизики с 1988 года. В 2006 году она защитила кандидатскую диссертацию на тему «Программно-методический комплекс для магнитометрических измерений сверхглубоких и разведочных скважин». Результаты исследований Н.А. Белоглазовой позволяют значительно усовершенствовать программно-методическое обеспечение для повышения информативности исследований за счет повышения точности измерений и возможности мониторинговых измерений геомагнитного поля в скважинах.

От всей души поздравляем Надежду Анатольевну с юбилеем и желаем творческого оптимизма, новых достижений и успехов во всем!

****



Второго апреля 2012 года исполнилось 60 лет старшему научному сотруднику, доктору технических наук лаборатории электрометрии

ОЛЕГУ ЛЕОНИДОВИЧУ СОКОЛ-КУТЫЛОВСКОМУ.

В 1978 году Олег Леонидович окончил физический факультет Кубанского государственного университета. В Институте геофизики работает с 1981 года. В 1995 году защитил кандидатскую диссертацию, а в 1999 году – докторскую на тему «Исследование магнитоупругих свойств аморфных ферромагнетиков с целью их применения в магнитных и механических датчиках». В настоящее время занимается разработкой комплекса аппаратуры для регистрации слабого магнитного поля низких частот, а также методов измерения градиента слабого магнитного поля.

Коллеги по работе и редакция Уральского геофизического вестника поздравляют Олега Леонидовича с юбилеем и желают ему крепкого здоровья и дальнейших успехов в научной деятельности!

****

ПАМЯТИ АЛЕКСАНДРА ПЕТРОВИЧА ХЕЙНСОНА



Ушел из жизни человек…, и очень часто, кроме узкого круга родственников, это событие мало кого волнует. Но это было совсем не так, когда прощание состоялось с Александром Петровичем.

Александр Петрович скончался на 74 году, прожив яркую и полную жизнь. Его жизненный путь во многом типичен для ребят военно-послевоенного времени: улица, школа, увлечение техникой, технический институт, работа на производстве, научно-проектная организация.

Широко известные и привлекательные свойства характера: фундаментальность, проницательность, широта охвата в сочетании с объективностью, постоянной тягой к новому, строгое и независимое отношение к реальным и амбициозным возможностям изучения природной среды (с проблемами магнитного экспресс-метода опробования Александр Петрович столкнулся, работая еще в «Уралчерметавтоматике») – не могли не привести его в сферу научной деятельности.

С 1987 года он руководит отделом разработчиков в составе специального конструкторского бюро научного приборостроения, созданного в УНЦ академиком Месяцем Г.А., а затем и конструкторским бюро опытного производства Института геофизики, где под его руководством были выполнены многие конструкторские проработки и начата разработка уникального комплекса для петрофизических исследований на базе кернохранилищ сверхглубоких скважин. К сожалению, в связи с реформами 1990–1991 года, эта работа не была завершена. И Александр Петрович перешел на административную работу. Уверенно и плодотворно трудиться на новом поприще Александру Петровичу помогало стремление и умение общаться с окружающими. Он был, как бы, создан для коллективных действий и обеспечения максимальной культуры общения. В этот круг органично вписывалось его способность своевременной поддержки.

Из стремления «во всем дойти до сути» находят объяснения и его увлечение нетрадиционными науками (посещение курсов, поездки на семинары, собственные опыты), и путешествия, причем не в составе туристических групп, а индивидуально; практически «автостопом» Александр Петрович познакомился с Европой, Ближним Востоком, Юго-Восточной Азией.

Отсутствие амбициозности, менторства, интерес к новизне и высокая общая культура всегда привлекали к нему широкий круг людей разных специальностей и различных интересов и увлечений.

Уходя из жизни, человек все оставляет в этом мире, и многое в этом мире может измениться, но только светлая память о таких людях, как Александр Петрович, в сердцах многих и многих людей останется навсегда.

Друзья и коллеги.

****

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

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

Журнал принимает рукописи для опубликования научных статей (до 2 авт.л.), кратких сообщений (не более 0,5 авт.л.) и хроники (не более 0,2 авт.л.). 1 авт.л. соответствует 40000 печатных знаков, 1 журнальная страница, полностью занятая иллюстрациями вместе и подписями, – 0,1 авт.л.

Рукописи представляются в окончательно проверенном и подписанном автором (авторами) виде (2 экземпляра полной статьи с рисунками и фотографиями, а также на отдельных листах рисунки, фотографии и подрисуночные надписи) и в электронном виде в стандарте текстового редактора Microsoft Word (*.doc, *.rtf). При наборе используется шрифт Times New Roman, размер 12 пт, один межстрочный интервал, поля со всех сторон – 2 см, отступ абзаца – 0,75 см.

К рукописи прилагаются: 1) направление в журнал от организации, в которой данное исследование выполнено; 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.

Рукопись должна быть скомпонована в следующем порядке: в первой строке указывается индекс статьи по универсальной десятичной классификации (УДК). Следующая строка – название статьи набирается с выравниванием по центру прописными буквами (полужирный шрифт). В следующем абзаце без отступа указываются последовательно фамилии и инициалы авторов, 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. Далее следует краткая аннотация и ключевые слова на русском и английском языках; затем идет текст статьи, список литературы. Аннотация начинается со слова «***Аннотация***» (полужирный курсив), без отступа на первой строке, размер шрифта 11 пт.

Название статьи должно строго соответствовать ее содержанию. Статья должна быть разбита на разделы с рубриками, принятыми для изданий РАН. Рекомендуются придерживаться следующих стандартных рубрик статьи: «Введение», «Исходные данные», «Аппаратура и методика», «Результаты исследования», «Обсуждение результатов», «Выводы»; иногда более целесообразен объединенный раздел «Результаты и их обсуждение». Другие необходимые автору рубрики помещаются в начале соответствующего абзаца.

В тексте статьи не допускаются сокращения (кроме стандартных); сокращенные названия поясняются при первом упоминании.

Рисунки и фотографии в электронном виде представляются в форматах: *.tif, *.gif, *.jpg. Они должны быть контрастными и четкими, разрешение не менее 200 точек на дюйм, толщина линий не менее одного пикселя, текст в них должен быть набран шрифтом «Arial», размер 11 пт. На рисунке должно быть минимум букв и цифровых обозначений , обязательно объясненных в статье или в подрисуночных подписях. Размеры рисунков и фотографий не должны превышать размера журнальной страницы (165х225 мм).

Формулы и символы в строке текста набираются обязательно с помощью вкладки Символ (Symbol) меню Вставка (Insert). Курсивом набираются только латинские буквы. Сложные формулы набираются обязательно в редакторе формул Microsoft Equation 3.0 в виде, удобном для двухколоночной верстки (ширина колонки – 6,7 см). Размеры внутри формулы устанавливаются следующие: обычный – 12 пт, крупный индекс – 8 пт, мелкий индекс – 5 пт, крупный символ – 18 пт, мелкий символ – 7 пт. Векторные величины набираются только полужирным шрифтом.

Количество рисунков не должно превышать шести на авторский лист.

Таблицы набираются в тексте статьи (название таблицы сверху полужирным шрифтом, размер 11 пт, выравнивание по левому краю). Данные в таблице набираются обычным шрифтом, размер 11 пт).

Библиографические ссылки даются в соответствие с ГОСТом Р 7.05 2008.

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

Научное издание

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК № 2 (20)

Рекомендовано к изданию Ученым советом
Института геофизики УрО РАН

Редактор А р е в к о в а Э. О.
Компьютерная верстка, макетирование А р е в к о в а Э. О.
Компьютерная графика У т к и н В. И.
Корректор С т р о к и н а Л. Г.

Подписано в печать 15.10.2012.
Формат 60x84 1/8. Усл. печ. л. 6,4
Уч. - изд. л. 7,3. Тираж 200
Заказ № 138

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

Индекс 15608

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 прилежащих территорий. Публикуются также результаты измерения закономерностей пространственного и временного распределения геофизических полей, методические и аппаратурные 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»
