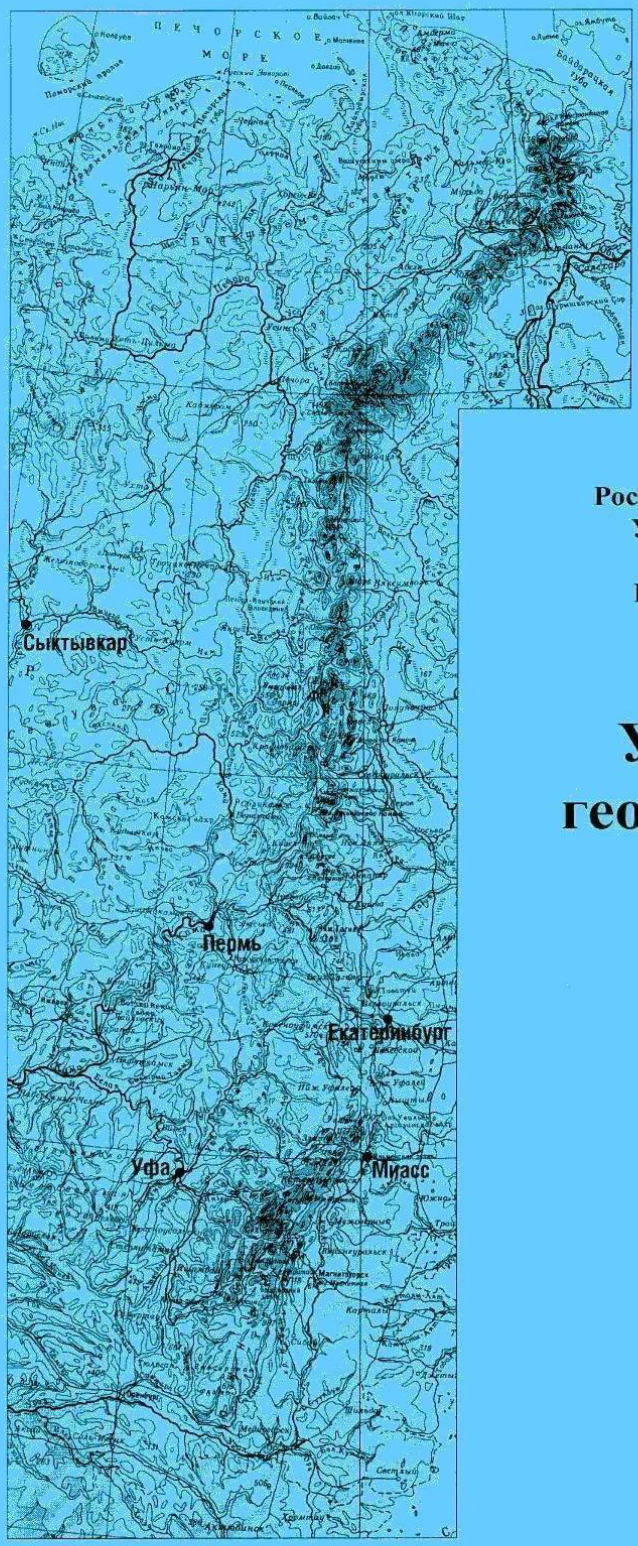
ISSN 1991-0223



Российская академия наук
Уральское отделение

Институт геофизики

Уральский геофизический вестник

№ 2
2018

Екатеринбург
2018

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

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

№ 2 (32) 2018

Основан в 2000 г.
Выходит 4 раза в год
ISSN 1991-0223

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор
Мартышко П.С. (mpsdir@mail.ru)
Заместитель главного редактора
Бахтерев В.В. (ugv@bk.ru)

Члены редколлегии:

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

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

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

© Институт геофизики УрО РАН
© Авторы статей

СОДЕРЖАНИЕ

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г.
Учет формы трещин при интерпретации результатов наблюдений акустической эмиссии ……..... 4

Вишнев В.С.
Модель источника электроразведочных сигналов, выделяемых из помех от электрической железной дороги ……... 14

Демежко Д.Ю., Горностаева А.А., Антипин А.Н.
Геотермические оценки теплового режима в основаниях позднеплейстоценовых ледниковых щитов. Ч. II. Скандинавский щит …….. 20

Дружинин В.С., Начапкин Н.И., Осипов В.Ю.
Характеристика земной коры северной сухопутной окраины Тимано-Печорской плиты по геотраверсу Агат-1 …... 34

Ладовский И.В.
О решении задач линейного сопряжения стационарных тепловых полей для моделей слоистых сред с криволинейными границами. Часть I. Обобщенно-непрерывный оператор задачи сопряжения ……...…..…. 40

Мартышко П.С., Бызов Д.Д., Черноскутов А.И.
О решении линейной обратной задачи гравитометрии методом сопряженных градиентов с выбором условий оптимизации …….. 52

Ратушняк А.Н., Байдиков С.В., Теплухин В.К.
Влияние горизонтальных напластований при индукционном каротаже из обсаженных скважин ……... 56

Федорова Н.В., Носкевич В.В., Молчанов И.В.
Результаты геофизических исследований поселения бронзового века Коноплянка-2 (Южный Урал) ……... 61

Юрков А.К., Козлова И.А., Бирюлин С.В.
Исследование возможности применения угольных фильтров для очистки радоносодержащей воды ……..…..……. 67

==========

Вниманию читателей!

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

CONTENTS

Belikov V.T., Ryvkin D.G.
Account formation of cracks when interpretation of results of observation of acoustic emission …….……. 4

Vishnev V.S.
The source model of the electrical research signals taken from the noise of the railway …….…….…….….. 14

Demezhko D.Yu., Gornostaeva A.A., Antipin A.N.
Geothermal estimates of thermal regime at the base of the late pleistocene ice sheets. Part II. Scandinavian ice sheet ……..… 20

Druzhinin V.S., Nachapkin N.I., Osipov V.Yu.
Characteristic of the earth crust of northern edge of Timan-Pechor plate along geotraverse Agat-1 …….……. 34

Ladovskiy I.V.
On the solving linear conjugacy problem for stationary heat fields in piecewise-homogeneous media. Part I. Generalized-continuous operator conjugation problem …….. 40

Martyshko P.S., Byzov D.D., Chernoskutov A.I.
On solution of inverse gravity problem using conjugate gradient method with specific optimization conditions ..……. 52

Ratushniak A.N., Baydikov S.V., Teplukhin V.K.
Influence of horizontal beddings at induction logging from the surrounded wells ……...……..... 56

Fedorova N.V., Noskevich V.V., Molchanov I.V.
Results of geophysical studies of the Konoplyanka-2 bronze century settlement (South Ural) ……...……..... 61

Yurkov A.K., Kozlova I.A., Biryulin S.V.
The use of carbon filters for the purification of radon-containing water ……... 67

==========

To attention of readers!

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

DOI: 10.25698/UGV.2018.2.1.04 УДК 539.2

УЧЕТ ФОРМЫ ТРЕЩИН ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

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

Аннотация. Предложена методика количественной интерпретации данных наблюдений акустической эмиссии, в соответствии с которой звуковое поле, излучаемое разрушающимся твердым телом, представлено в виде суперпозиции полей, генерируемых полостями в виде сжатых эллипсоидов вращения. Разработанная методика использована для количественной интерпретации результатов наблюдений акустической эмиссии при разрушении образца бетона.

Трещина, функция распределения, пористость, удельная внутренняя поверхность.

ACCOUNT FORMATION OF CRACKS WHEN INTERPRETATION OF RESULTS OF OBSERVATION OF ACOUSTIC EMISSION

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

Abstract. A technique for quantitative interpretation of acoustic emission observation data is proposed, in accordance with which the sound field radiated by a collapsing solid is represented as a superposition of fields generated by cavities in the form of compressed ellipsoids of revolution. The developed technique is used for quantitative interpretation of the results of observations of acoustic emission when a sample of concrete is destroyed.

Crack, distribution function, porosity, specific internal surface.

Введение

При исследовании процессов акустической эмиссии (АЭ), одной из важнейших является проблема количественной интерпретации данных ее наблюдений. Необходимые для этого соотношения, выражающие связь между параметрами сигналов АЭ и структурными характеристиками среды, рассмотрены в (Алейников и др., 1992; 1993). С их использованием, в работах (Беликов, 2008; 2010) изучена зависимость амплитудно-частотного (АЧ) спектра АЭ от структурных характеристик твердого тела, а также сформулированы основные физические принципы методики восстановления структурных характеристик материала по данным наблюдений АЭ. Обобщенная физико-математическая модель для описания АЭ была предложена в (Беликов, Рывкин, 2015). На ее основе был разработан алгоритм количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ, позволяющий восстанавливать по ее АЧ спектру функцию распределения (ФР) составляющих трещиновато-пористого пространства (ТПП) по их характерным размерам, а также соответствующие распределения пористости и удельной внутренней поверхности (УВП) твердого тела (Беликов, Рывкин, 2015). Разработанный алгоритм был использован для количественной интерпретации экспериментальных данных по наблюдениям АЭ, полученных при нагружении образца бетона, в результате чего были восстановлены структурные характеристики материала, а также исследовано их изменение в процессе разрушения (Беликов, Рывкин, 2015; 2016). Необходимо отметить, что предложенный в работе (Беликов, Рывкин, 2015) алгоритм не учитывал влияние формы поверхности излучающих трещин при количественной интерпретации экспериментального материала по наблюдениям сигналов АЭ. Между тем морфология поверхности трещины оказывает существенное влияние на распределение упругих напряжений в ее окрестности, что сказывается на характере генерируемого трещиной акустического излучения. При выборе модели трещины, необходимо учитывать основные отличительные особенности ее формы и, прежде всего, существенное различие между длиной трещины и величиной ее раскрытия. С учетом этого, в данной работе рассматривается модель трещины в виде полости,

представляющей собой сжатый эллипсоид вращения с различным соотношением между величинами его полуосей. Когда длина большой полуоси намного превышает длину малой, сжатый эллипсоид вращения будет моделировать трещины дискообразной формы. Физико-математическая модель, предложенная в (Алейников и др., 1992; 1993; Беликов, Рывкин, 2015), позволяет учитывать форму поверхности излучающих трещин при изучении процессов АЭ. Поэтому целью данной статьи является разработка алгоритма восстановления структурных характеристик ТПП в том случае, когда источником АЭ являются моделирующие трещину дискообразной формы полости в виде сжатых эллипсоидов вращения.

Основные уравнения

Осредненные уравнения, характеризующие процесс распространения продольных и поперечных упругих волн в гетерогенном твердом теле, были рассмотрены в работах (Алейников и др., 1992; 1993). Функция источника в этих соотношениях, описывающая генерацию сигналов АЭ, зависит от вектора смещения каждой межфазной поверхности и соответствующей ее колебаниям характерной частоты (Беликов, 2008; Беликов, Рывкин, 2015). В том случае, когда исследуются процессы генерации сигналов АЭ в разрушающемся твердом теле, его следует рассматривать как двухфазную гетерогенную среду, состоящую из твердой фазы – «1», которую мы считаем гомогенной, и трещинной фазы – «2», представляющей собой пространство пор и трещин (Беликов, Рывкин, 2015). Указанные фазы разделены единственной межфазной поверхностью S_{12}, которой соответствует УВП Ω_{12}. Тогда выражение для частоты АЭ, вызванной колебаниями межфазной поверхности S_{12}, примет следующий вид (Беликов, 2008; 2010; Беликов, Рывкин, 2015)

$$\nu = \nu_{12} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{12}\Omega_{12}}{\rho L_{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma\Omega}{\rho L}}\ , \qquad (1)$$

где $\Delta\sigma = \Delta\sigma_{12}$ – осредненная разность упругих напряжений на межфазной поверхности S_{12}; $L = L_{12}$ – осредненная амплитуда колебаний этой поверхности; $\Omega = \Omega_{12}$ – величина УВП; ρ – плотность среды.

Для детального изучения процессов генерации АЭ, позволяющего учесть вклад в ее АЧ спектр отдельных составляющих ТПП, в работе (Беликов, Рывкин, 2015) была введена характеризующая их ФР. При этом в качестве основной величины, описывающей структуру ТПП, был выбран характерный размер каждой из его составляющих, являющийся аргументом указанной ФР. Кроме того, предполагалось, что пространство пор и трещин представляет собой совокупность (ансамбль) излучающих сферических полостей, чьи радиусы изменяются в некотором промежутке, границы которого определяются структурой среды. Тогда радиус r каждой сферической полости можно трактовать как характерный (эффективный) размер соответствующей составляющей ТПП. Выбор параметров ансамбля сферических полостей должен быть осуществлен таким образом, чтобы их общая поверхность, а также общий объем, сколь угодно мало отличались от значений аналогичных характеристик единицы объема твердого тела (Беликов, Рывкин, 2015). Каждую из полостей можно рассматривать как монополь, имеющий хоть и малые (по сравнению с длиной излучаемой им волны), но конечные размеры (Исакович, 1973). Предполагалось также, что энергия, излучаемая данным ансамблем сферических полостей в единицу времени, практически совпадает с мощностью акустического излучения, генерируемого средой. Таким образом, звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12}, было заменено суперпозицией полей акустически эквивалентного ТПП ансамбля монополей, параметры которого должны удовлетворять изложенным выше условиям (Беликов, Рывкин, 2015).

Для описания ансамбля монополей была введена нормированная ФР $f(r)$, определяемая как относительное количество сферических полостей в единице объема, приходящееся на единичный интервал изменения их радиусов (Беликов, Рывкин, 2015).

Кроме $f(r)$, была использована ненормированная ФР $\widetilde{f}(r)$, связанная с $f(r)$ соотношением $\widetilde{f}(r) = Nf(r)$, где N – общее количество излучающих сферических полостей в единице объема с радиусами от $R_{\min}$ до $R_{\max}$ (минимальный и максимальный радиусы соответственно). Структурные характеристики материала, такие как пористость φ и УВП Ω, могут быть выражены через ФР $\widetilde{f}(r)$ (Беликов, Рывкин, 2015). Правомерность представления акустического поля, возбуждаемого поверхностью S_{12} в виде суперпозиции полей ансамбля монополей, можно обосновать следующими соображениями. Обычно сигналы АЭ регистрируются в волновой зоне, на расстояниях много больших характерных размеров пор и трещин (включений). Поэтому, если размеры включений малы по сравнению с длиной излучаемой ими волны, то на расстояниях, где принимаются сигналы АЭ, главная часть поля практически совпадает с расходящейся сферически симметричной волной, какую создает пульсирующая сфера малого радиуса (монополь) с объемной производительностью равной скорости изменения объема включения (Исакович, 1973). Таким образом, сигналы АЭ, зарегистрированные на расстояниях, много больших характерных размеров пор и трещин, непосредственно не несут информацию о форме их поверхности. Такая информация заключена в соотношении (1), определяющем частоту АЭ, в которое входят величины УВП Ω и осредненной разности упругих напряжений Δσ, зависящие от морфологии поверхности излучающих трещин. Следует отметить, что обычно развитие трещин в твердом теле рассматривается в рамках плоской задачи теории упругости (Седов, 1984). При этом трещина моделируется эллиптическим вырезом в упругой плоскости, подвергнутой растягивающим напряжениям. В развитие этих представлений о форме трещин, в пространственном случае, их можно рассматривать как полости в виде сжатого эллипсоида вращения с различным соотношением большой a и малой c полуосей. Сжатый ($a > c$) эллипсоид вращения при стремлении малой полуоси c к нулю будет моделировать трещины круговой дискообразной формы. Таким образом, в данной работе будет рассмотрен акустически эквивалентный ТПП ансамбль излучающих полостей, представляющих собой сжатые эллипсоиды вращения с различным соотношением между величинами их полуосей. На данную совокупность излучающих эллипсоидальных полостей следует наложить те же условия, которым удовлетворял ансамбль монополей (Беликов, Рывкин, 2015). А именно, необходимо потребовать, чтобы их общая поверхность, а также общий объем, сколь угодно мало отличались от значений аналогичных характеристик единицы объема твердого тела с трещинами. Кроме того, будем предполагать, что энергия, излучаемая в единицу времени ансамблем эллипсоидальных полостей, практически совпадает с мощностью акустического излучения, генерируемого средой. Иными словами, в данном случае звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12}, находящейся в единичном объеме твердого тела, будет заменено суперпозицией полей ансамбля излучающих полостей в виде сжатых эллипсоидов вращения, параметры которого должны удовлетворять сформулированным условиям. Для описания ансамбля эллипсоидальных полостей введем нормированную ФР $f(a, c)$, определяемую как относительное их количество в единице объема, приходящееся на единичный интервал изменения большой a и малой c полуосей. Полостям с величиной большой полуоси, находящейся в интервале от a до $a + \Delta a$ и малой – в интервале от c до $c + \Delta c$, рассматриваемых как отдельная фаза (в рамках всего ТПП), будет соответствовать характерная частота АЭ, определяемая согласно (1). Кроме нормированной ФР $f(a, c)$, будем использовать ненормированную ФР $\widetilde{f}(a,c)$, определяемую как абсолютное количество излучающих эллипсоидальных полостей в единице объема, приходящееся на единичный интервал изменения большой a и малой c полуосей и связанную с ФР $f(a, c)$ соотношением $\widetilde{f}(a,c) = Nf(a,c)$, где N – общее количество полостей в еди-

нице объема с величиной полуосей, изменяющихся в интервалах от $a_{\min}$ до $a_{\max}$ и от $c_{\min}$ до $c_{\max}$, $a_{\min}$, $c_{\min}$ и $a_{\max}$, $c_{\max}$ – минимальные и максимальные значения длины полуосей соответственно. Пористость и УВП выражаются через $\widetilde{f}(a,c)$ следующим образом

$$\varphi = \frac{4\pi}{3}\int_{a_{\min}}^{a_{\max}}\int_{c_{\min}}^{c_{\max}} a^2 c\widetilde{f}(a,c)dadc \ , \qquad (2)$$

$$\Omega = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}}\int_{c_{\min}}^{c_{\max}} \lambda(a,c)\widetilde{f}(a,c)dadc \ , \qquad (3)$$

где $\lambda(a,c)$ – площадь поверхности сжатого эллипсоида вращения, определяемая так

$$\lambda(a,c) = \\ = 2\pi a\left(a + \frac{c^2}{\sqrt{a^2-c^2}}\ln\left(\frac{a+\sqrt{a^2-c^2}}{c}\right)\right). \qquad (4)$$

Процедура восстановления структурных характеристик материала по данным наблюдений АЭ была рассмотрена в работах (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2015). Она включает в себя три основных этапа. На первом проводится идентификация источников АЭ и устанавливается их физическая природа. На втором этапе должен быть определен интервал изменения размеров, характеризующих форму полостей, которые в процессе излучения формируют наблюденный АЧ спектр АЭ. На третьем этапе необходимо задать распределение осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на границе излучающих эллипсоидальных полостей в зависимости от величины их полуосей. Когда в качестве излучателей рассматривались сферические полости радиуса r, величина $\Delta\sigma$ имела вид (Беликов, Рывкин, 2015)

$$\Delta\sigma(r) = 2\gamma/r = K_0/r, \qquad (5)$$

где $K_0 = 2\gamma$; γ – коэффициент поверхностного натяжения. В случае эллипсоидальной полости, величина осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на ее поверхности (при постоянном γ) будет

$$\Delta\sigma(a,c) = 2\gamma H(a,c) = K_0 H(a,c), \qquad (6)$$

где $H(a,c) = 1/S\int_S H'dS$ – осредненная по поверхности S эллипсоида вращения средняя кривизна, которая является функцией величины полуосей a и c. Средняя кривизна H' сжатого эллипсоида вращения в произвольной точке его поверхности может быть вычислена с использованием сферической системы координат, и будет иметь вид

$$H' = \frac{c(a^2 + a^2\cos^2\theta + c^2\sin^2\theta)}{2a(a^2\cos^2\theta + c^2\sin^2\theta)^{3/2}} \ , \qquad (7)$$

где θ – полярный угол, отсчитываемый от положительного направления оси z и изменяющийся в пределах от 0 до π. Начала декартовой прямоугольной и сферической системы координат находятся в центре симметрии эллипсоида вращения. Тогда полученная с использованием (7) осредненная по поверхности сжатого эллипсоида вращения средняя кривизна H, с учетом выражения для площади его поверхности (4), будет

$$H(a,c) = \frac{c + \dfrac{a^2}{\sqrt{a^2-c^2}}\,arctg\dfrac{\sqrt{a^2-c^2}}{c}}{a\left(a + \dfrac{c^2}{\sqrt{a^2-c^2}}\ln\left(\dfrac{a+\sqrt{a^2-c^2}}{c}\right)\right)} \ . \qquad (8)$$

Таким образом, величина осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на поверхности эллипсоидальной полости может быть вычислена с использованием выражения (6), а входящая в него величина $H(a,c)$ определяется равенством (8). Мы уже упоминали, что полость в виде сжатого эллипсоида вращения при $c \to 0$ переходит в трещину дискообразной формы. В этом случае, как следует из (7), в точках пересечения поверхности трещины с осью z (при углах $\theta = 0$ и $\theta = \pi$) средняя кривизна $H' \to 0$. Точно также, при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ к нулю стремится и гауссова кривизна

$$K' = c^2/(a^2\cos^2\theta + c^2\sin^2\theta)^2. \qquad (9)$$

Это означает, что в окрестности этих точек поверхность сжатого эллипсоида вращения при переходе его в трещину дискообразной формы уплощается (Норден, 1958). С

другой стороны, когда $c \to 0$, то при угле $\theta = \pi/2$ (точки, лежащие на линии пересечения полости с плоскостью $x0y$), как следует из (7) и (9), $H' \to \infty$ и $K' \to \infty$. В этом случае одна из главных кривизн бесконечна, а соответствующий ей радиус кривизны стремится к нулю, другая кривизна конечна и равна $1/a$. Что касается осредненного значения средней кривизны H сжатого эллипсоида вращения, то, как следует из (8), при $c \to 0$ $H = \pi/2a$.

Результаты и их обсуждение

С использованием модели трещин в виде сжатых эллипсоидов вращения, в данной работе была проведена количественная интерпретация результатов наблюдений АЭ при разрушении образца бетона, приведенных в работе (Schiavi et al., 2011). Процедура интерпретации проводилась в соответствии с этапами, о которых было сказано выше. Говоря о первом из перечисленных этапов, будем предполагать, что источником акустического излучения является колеблющаяся поверхность S_{12}, выведенная из равновесия процессами разрушения. По поводу второго этапа отметим, что непосредственная информация о границах интервала изменения размеров, которые характеризуют форму излучающих полостей в образце бетона, используемого в (Schiavi et al., 2011), отсутствует. Однако известно, что средний характерный размер пор в цемент содержащих материалах составляет по порядку величины десятки микрон (Alder, 1992). Исходя из этого, мы предполагали, что излучает весь набор эллипсоидальных полостей, большие полуоси a которых изменяются в пределах от 10 до 100 мкм. Относительно выбора значений величины малой полуоси c следует отметить, что в данной работе рассматриваются моделирующие дискообразную трещину уплощенные ($c << a$) эллипсоиды вращения. Поэтому интервал изменения c был взят от 0,1 до 1 мкм. Необходимое на третьем этапе распределение осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$ на границе излучающих эллипсоидальных полостей в зависимости от величины их полуосей описывается выражением (6), с учетом (8). Введем для удобства величину $k = c/a$ – отношение малой полуоси эллипсоида к большой. Малые значения k соответствуют высокой степени сжатия (уплощения) эллипсоида вращения, при увеличении k степень его сжатия уменьшается. Когда $k << 1$ ($c << a$) уплощенный эллипсоид вращения моделирует трещину круговой дискообразной формы. Изменяя значения a и c, получим двумерный массив (матрицу) элементов, характеризующий совокупность (ансамбль) эллипсоидов вращения с различным соотношением величины их полуосей. Каждой паре значений a и c будут соответствовать площадь поверхности $\lambda(a,c)$ и объем $V_0 = 4/3\pi a^2 c$ эллипсоида, а также осредненное по его поверхности значение средней кривизны $H(a,c)$. В силу того, что эллипсоидальные полости с полуосями, изменяющимися от a до $a + \Delta a$ и от c до $c + \Delta c$, мы рассматриваем как отдельную фазу в рамках всего ТПП, каждой паре интервалов изменения полуосей Δa и Δc будет соответствовать свое значение пористости φ, УВП Ω, осредненной разности упругих напряжений $\Delta\sigma$, а также частоты ν и амплитуды L. При этом φ и Ω определяются согласно (2) и (3), $\Delta\sigma$ вычисляется в соответствии с (6) и (8), а для частоты ν справедливо соотношение (1). Разобьем шкалы изменения величин полуосей a и c, а также шкалу частот в АЧ спектре АЭ на промежутки. Далее необходимо каждому значению частоты ν и амплитуды L поставить в соответствие значения полуосей эллипсоидальной полости. Для этого можно воспользоваться тем фактом, что шкалы частот и характерных размеров полостей – разнонаправлены (Беликов, Рывкин, 2015). Если определить характерный размер r_0 эллипсоидальной полости как функцию a и c, то через посредство r_0 можно поставить в соответствие каждому значению частоты ν величину полуосей. В случае эллипсоидальных полостей, в качестве характерного размера можно выбрать радиус r_0 равновеликой по объему эллипсоиду вращения сферы, определяемый следующим образом $r_0 = \sqrt[3]{a^2 c}$. Чтобы установить соответствие между значениями частот и полу-

осей эллипсоидальной полости a и c, упорядочим элементы матрицы (a_i,c_j) по возрастанию величины $r_0(a_i,c_j)$ таким образом, чтобы минимальному ее значению соответствовала максимальная частота в АЧ спектре АЭ, а максимальному – минимальная. Аппроксимируя интегралы суммами с использованием (1), (2–4), (6), (8), получим

$$K_0 = \frac{4\pi\rho}{3\varphi}\sum_{i,j}\frac{a_i^2 c_j \nu_{ij}^2 L_{ij}}{H(a_i,c_j)\lambda(a_i,c_j)}, \qquad (10)$$

$$\tilde{f}(a_i,c_j) = \frac{\rho\nu_{ij}^2 L_{ij}}{K_0 H(a_i,c_j)\lambda(a_i,c_j)\Delta a_i \Delta c_j};$$

$$\Omega(a_i,c_j) = \lambda(a_i,c_j)\tilde{f}(a_i,c_j)\Delta a_i \Delta c_j,$$
$$\varphi(a_i,c_j) = \frac{4\pi}{3}a_i^2 c_j \tilde{f}(a_i,c_j)\Delta a_i \Delta c_j; \qquad (11)$$

где a_i – значение большой полуоси, отвечающее i-му интервалу Δa_i шкалы ее изменения; c_j – значение малой полуоси из j-го интервала Δc_i шкалы ее изменения; ν_{ij}, L_{ij}, $\tilde{f}(a_i,c_j)$, $\Omega(a_i,c_j)$ и $\varphi(a_i,c_j)$ – значения частоты, амплитуды, ненормированной ФР, УВП и пористости соответственно, отвечающие элементу (a_i,c_j) матрицы полуосей эллипсоидальных полостей; φ – общая пористость образца бетона; $\lambda(a_i,c_j)$ и $H(a_i,c_j)$ – площадь поверхности и осредненное значение средней кривизны полости с размерами полуосей a_i и c_i. При расчетах использовалась матрица полуосей (a_i, c_j) размера 88×10 с постоянными шагами по a и по c. В первом приближении коэффициент K_0 считался постоянным во всем промежутке изменения размеров полуосей излучающих полостей и определялся в соответствии с (10). Затем по формулам (10–11) вычислялись значения ненормированной ФР $\tilde{f}(a_i,c_j)$, УВП $\Omega(a_i,c_j)$ и пористости $\varphi(a_i,c_j)$ для каждого элемента (a_i,c_j) матрицы полуосей. Далее рассчитывались соответствующие значения нормированной ФР $f(a_i,c_j)$. В процессе проведения расчетов во втором приближении предполагалось, что коэффициент K_0 может принимать различные значения в каждой прямоугольной ячейке, сторонами которой являются соответствующие интервалы разбиения шкал полуосей излучающих эллипсоидальных полостей. Для определения значения K_0, соответствующего каждому элементу (a_i,c_j) матрицы полуосей, была использована процедура, сводящаяся к поиску минимума УВП Ω при постоянной пористости φ (Беликов, Рывкин, 2015). Таким образом, во втором приближении для каждой пары значений (a_i,c_j) величины полуосей излучающей эллипсоидальной полости происходило варьирование коэффициента пропорциональности K_0, принятого в первом приближении. Затем, согласно (10–11), рассчитывались значения УВП и пористости, соответствующие каждому элементу (a_i,c_j) матрицы полуосей, и осуществлялся пересчет значений ФР $\tilde{f}(a_i,c_j)$,

Далее, по формулам $\Omega = \sum_{i,j}\Omega(a_i,c_j)$, $\varphi = \sum_{i,j}\varphi(a_i,c_j)$, вычислялись общая УВП Ω и общая пористость φ. В качестве окончательного выбирался вариант, при котором УВП была минимальной, а пористость отличалась от принятого нами ее значения $\varphi = 0{,}1$ не более чем на десять процентов.

Получаемые в результате интерпретации значения ФР $\tilde{f}(a,c)$ и $f(a,c)$, а также УВП $\Omega(a,c)$ и пористости $\varphi(a,c)$ изменяются вдоль соответствующих поверхностей в прямоугольной декартовой системе координат, часть плоскости $x0y$ которой (при $x \geq 0$ и $y \geq 0$) является областью изменения переменных a и c. Сами значения величин $\tilde{f}(a,c)$, $f(a,c)$, $\Omega(a,c)$ и $\varphi(a,c)$ изменяются вдоль оси z. Для анализа особенностей изменения ФР, Ω и φ в зависимости от a и c мы использовали сечения поверхностей, характеризующих эти величины плоскостями c = const, зафиксировав значение малой полуоси. Совокупность таких сечений, с той или иной степенью подробности (в зависимости от размера шага по величине c), будет давать представление о морфологии самой поверхности, характеризующей ФР, Ω и φ. На рис. 1 представлены графики нормированной ФР эллипсоидальных полостей $f(a,c)$ второго приближения при трех значениях величины малой полуоси c = 0,4 мкм, c = 0,7 мкм и c = 1 мкм. Одной

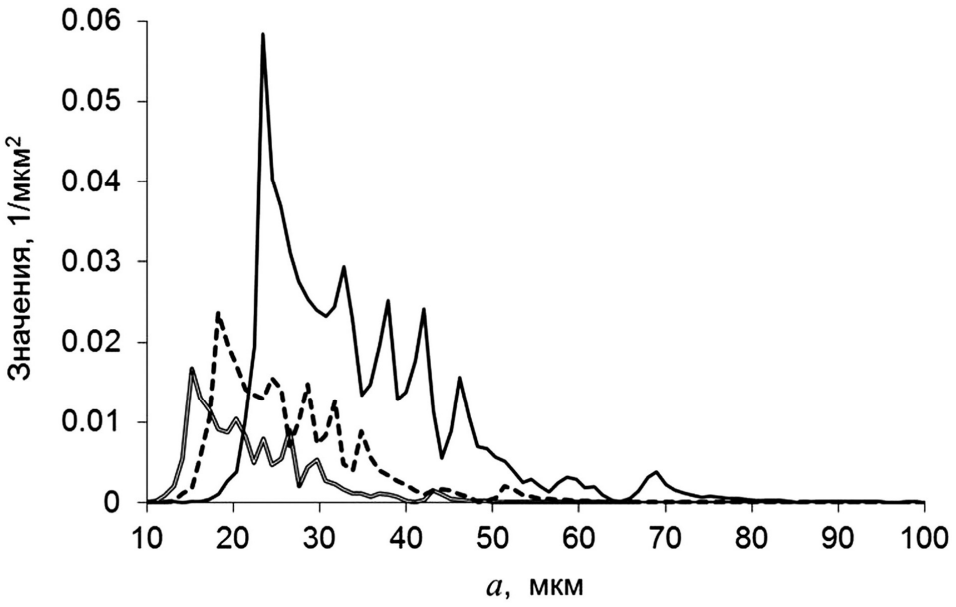


Рис. 1. Нормированная функция распределения $f(a,c)$ второго приближения: сплошная линия – c = 0,4 мкм; пунктир – c = 0,7 мкм; двойная линия – c = 1 мкм

из особенностей этих трех сечений нормированной ФР является то, что значения ее главных максимумов с ростом c быстро уменьшаются. Кроме того, происходит уменьшение значений длины большой полуоси a, соответствующих главным максимумам ФР в данном сечении. В самом деле, когда c = 0,4 мкм, главный максимум ФР наблюдается при величине большой полуоси a = 23,4 мкм, когда c = 0,7 мкм – при a = 18,3 мкм, когда c = 1 мкм – при a = 15,2 мкм. В то же время величина $k = c/a$, рассчитанная для этих трех значений длины большой полуоси a, соответственно будет 0,017; 0,038; 0,066. Отсюда следует, что с уменьшением a и ростом c степень сжатия эллипсоидов вращения в окрестности главных максимумов ФР становится меньше, и они все более отличаются по форме от дискообразных трещин. Еще одна особенность поведения нормированной ФР $f(a,c)$ в рассматриваемых сечениях состоит в том, что при увеличении c не только главные, но и локальные максимумы $f(a,c)$ смещаются в сторону меньших значений величины большой полуоси a. И наконец, из морфологии представленных на рис. 1 графиков следует, что наряду с уменьшением величины максимумов ФР $f(a,c)$, при росте длины большой a и малой c полуосей, уменьшаются и сами ее значения. Таким образом, на основе анализа поведения нормированной ФР $f(a,c)$ в рассматриваемых сечениях можно сделать вывод, что на данном этапе развития процессов разрушения в образце (через 25 мин после начала его нагружения (Schiavi et al., 2011)) относительно невелика доля трещин с большими и малыми длинами полуосей a и c, а также с большими значениями c и малыми значениями a. Вместе с тем, к этому моменту времени в материале образца возрастает относительное количество трещин с большими значениями длины полуоси a и малой величиной раскрытия c. Расчеты показывают, что доля дискообразных трещин в интервале изменения длины большой полуоси a от 10 до 100 мкм и малой полуоси c от 0,1 до 0,4 мкм составляет 83,5 процента, а доля трещин в интервале изменения c от 0,7 до 1 мкм составляет 8,3 процента. Появление дискообразных трещин с большими значениями a и малой величиной их раскрытия c обусловлено, по-видимому, процессами слияния и укрупнения более мелких трещин.

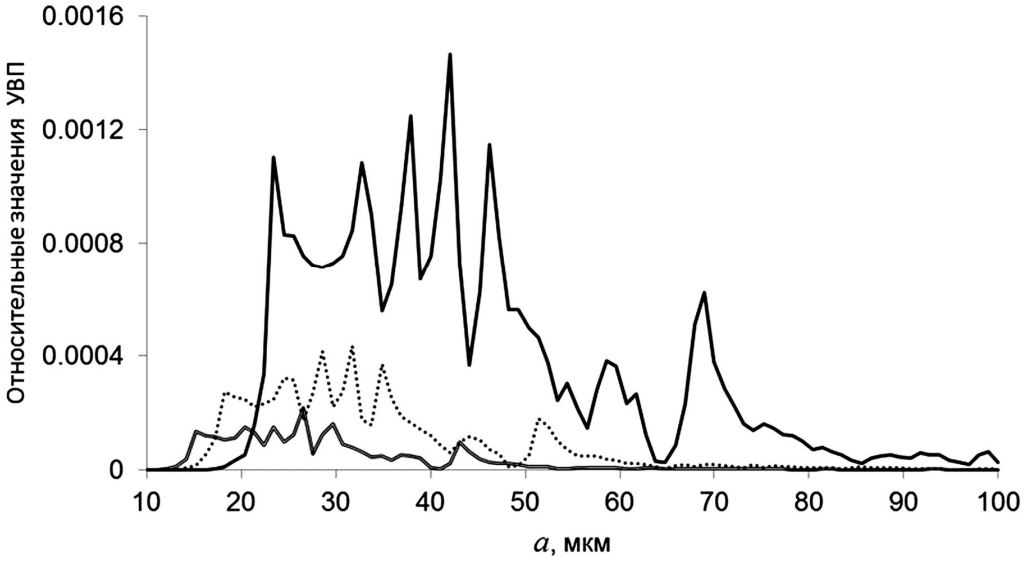


Рис. 2. Распределения относительных значений УВП:
сплошная линия – c = 0,4 мкм; пунктир – c = 0,7 мкм; двойная линия – c = 1 мкм

На рис. 2 представлены распределения относительных (по отношению к Ω) значений УВП при тех же длинах малой полуоси c, что и на рис. 1. Так же как и у нормированных ФР, в распределениях УВП с увеличением величины малой полуоси c наблюдается падение значений главных и локальных максимумов с одновременным их смещением в сторону меньших значений величины большой полуоси a. Максимумы в распределениях УВП фиксируются примерно при тех же значениях длины большой полуоси a (при соответствующих c), что и у ФР, представленных на рис. 1. Однако главным максимумам в распределении УВП соответствуют более высокие значения a, чем у ФР. Например, в сечении c = 0,4 мкм главный максимум ФР наблюдается (см. рис. 1) при a = 23,4 мкм, а в распределении УВП – при a = 42,1 мкм. Аналогичная закономерность наблюдается и в сечениях c = 0,7 мкм и c = 1 мкм. Обусловлено это следующими причинами. Используя формулу (4), можно показать, что при используемых нами интервалах изменения длины полуосей, площадь поверхности эллипсоида вращения $\lambda(a,c)$ практически равна $2\pi a^2$. Отсюда, с учетом (3) и (11), следует, что УВП Ω с увеличением величины большой полуоси a растет пропорционально ее квадрату. Это и приводит к тому, что в данном сечении главные максимумы в распределении УВП фиксируются при более высоких значениях длины большой полуоси a, чем у ФР. Еще одна особенность распределений УВП состоит в том, что происходит уменьшение величины их максимумов, а также самих значений УВП вместе с ростом малой c и большой a полуосей, подобно тому, как это наблюдается у ФР (см. рис. 1). При этом наибольший вклад в УВП образца вносят трещины с большими значениями длины полуоси a и малой величиной c. Действительно, используя соотношения (3–4), можно показать, что относительное значение УВП, приходящейся на трещины из интервала размеров малой полуоси c от 0,1 до 0,4 мкм (при 10 мкм $\leq a \leq$100 мкм), составляет 95,2 процента. В то время как доля УВП, соответствующей трещинам с размерами малой полуоси c от 0,7 до 1 мкм, составляет 1,9 процента. Это подтверждает вывод о том, что на данном этапе развития процессов разрушения в образце основная часть генерируемого акустического излучения обусловлена трещинами большой длины a и малой величиной раскрытия c. На рис. 3 приведены распределения относительных (по отношению к φ) значений пористости при таких же длинах малой полуоси c, что и на рис. 1 и 2. Анализ пред-

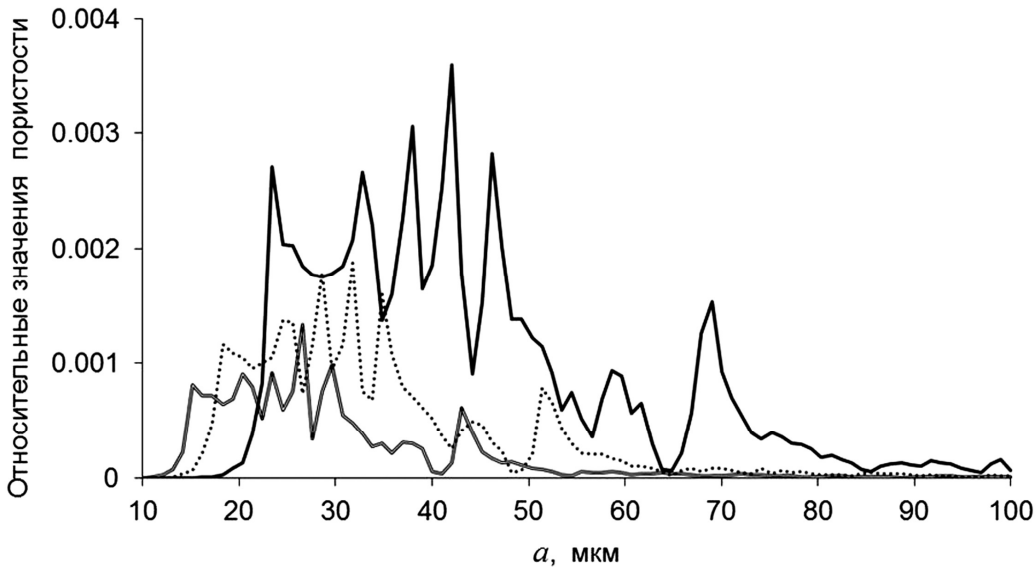


Рис. 3. Распределения относительных значений пористости:
сплошная линия – *c* = 0,4 мкм; пунктир – *c* = 0,7 мкм; двойная линия – *c* = 1 мкм

ставленных графиков показывает, что также как у ФР и распределений УВП, с ростом длины малой полуоси *c* от 0,4 мкм до 1 мкм в распределениях пористости наблюдается уменьшение значений главных и локальных максимумов. Одновременно происходит их смещение в сторону меньших значений величины большой полуоси *a*. Локальные и главный максимумы в распределениях пористости (при соответствующих *c*) наблюдаются приблизительно при тех же значениях длины большой полуоси *a*, что и у распределений УВП, представленных на рис. 2. Вместе с тем, также как и у распределений УВП, главным максимумам в распределении пористости (при данном *c*) соответствуют более высокие значения длины большой полуоси *a*, чем у ФР. Связано это с тем, что при фиксированном значении величины малой полуоси *c* пористость, в соответствии с (2) и (11), растет пропорционально квадрату длины большой полуоси *a* сплюснутого эллипсоида вращения. Выше мы произвели оценку относительного вклада в УВП трещин с размерами малой полуоси *c* от 0,1 до 0,4 мкм и от 0,7 до 1 мкм. Аналогичные расчеты для величины пористости показывают, что ее доля, приходящаяся на трещины из интервала изменения *c* от 0,1 до 0,4 мкм, составляет 81 процент, а из интервала от 0,7 до 1 мкм – 9,6 процента. Это говорит о том, что на данном этапе развития процессов разрушения пористость и УВП перераспределяется в пользу трещин с большими значениями длины большой полуоси *a* и малой величиной раскрытия *c*. Необходимо отметить, что особенности внутреннего строения такого материала как бетон во многом схожи со структурными особенностями горных пород. Поэтому предложенный в данной работе алгоритм количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ с использованием модели дискообразных трещин может быть применен и для горных пород. С целью развития проведенных исследований, представляется необходимым использование предложенного алгоритма для количественной интерпретации экспериментальных данных по АЧ спектрам АЭ, зарегистрированным на разных этапах развития процесса разрушения. Это позволит исследовать динамику перераспределения пористости и УВП между дискообразными трещинами различных размеров в процессе разрушения твердого тела и, в частности, горных пород.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаменталь-

ных исследований УрО РАН, проект № 18-5-5-52.

Литература

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

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

Беликов В.Т. Моделирование процессов акустической эмиссии в твердом теле // Дефектоскопия. 2008. № 6. С. 76–84.

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

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

Беликов В.Т. Рывкин Д.Г. Изучение изменений структурных характеристик твердого тела с использованием амплитудно-частотных спектров акустической эмиссии // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19. № 3. С. 103–109.

Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.

Норден А.П. Краткий курс дифференциальной геометрии. М.: Физматгиз, 1958. 244 с.

Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1984. 560 с.

Alder P. M. Porous media: geometry and transports. Stoneham: Butterworth-Heinemann, 1992. 544 p.

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

DOI: 10.25698/UGV.2018.2.2.14 УДК 550.837

МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОРАЗВЕДОЧНЫХ СИГНАЛОВ, ВЫДЕЛЯЕМЫХ ИЗ ПОМЕХ ОТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖЕЛЕЗНОЙ ДОРОГИ

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

Аннотация. Получены математические выражения для расчета нормального поля электроразведочных сигналов, выделяемых из импульсных помех от электрической железной дороги, для случая, когда возбуждение изучаемого массива горных пород установившееся, а рельсовый путь непрямолинейный, неравномерно заземленный и ветвящийся. Приведенные формулы могут быть использованы при осуществлении текущего контроля состояния геологической среды под близко расположенными к дороге промышленными объектами, включая и проблемные участки самого рельсового пути, электроразведочными методами.

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

THE SOURCE MODEL OF THE ELECTRICAL RESEARCH SIGNALS TAKEN FROM THE NOISE OF THE RAILWAY

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

Abstract. Mathematical expressions for calculation of the normal field, extracted from impulse noise from the electric railway, useful signals, are obtained for the case when the excitation of the rock mass studied is steady, and the track is not rectilinear, unevenly grounded and branching are derived. These formulas can be used in the current monitoring of the state of the geological environment under closely located industrial objects, including the problem areas of the track itself by electrical exploration methods.

Railway, interference, impulses, useful signal, model, field, apparent resistance.

Введение

Известно, что на территориях, прилегающих к электрической железной дороге (ЭЖД), не редки потребности в производстве полевых геофизических работ, включая и электроразведочные. Но использование там электроразведки сдерживается из-за наличия интенсивных импульсных помех. Однако самые мощные из них, инициируемые изменяющими свой режим энергопотребления электровозами, уверенно регистрируются серийной геофизической аппаратурой до удалений от ЭЖД на два и более десятка километров и являются весьма перспективными для применения при решении различного рода геологических задач. Они могут быть полезными, но пока преимущественно в ситуациях, где рельсовый путь допустимо считать прямолинейным, равномерно заземленным и неветвящимся (Вишнев, 2012). При некоторых же геофизических исследованиях, особенно вблизи самой дороги, модель их источника должна быть, вероятно, более адекватной. Ниже приводятся формулы, позволяющие применять упомянутые импульсы для изучения геологического разреза и тогда, когда железнодорожное полотно нельзя, считать прямолинейным, равномерно заземленным и неветвящимся.

Исходные сведения

1. В качестве модели источника электрической разведки недр с использованием техногенного импульсного поля ЭЖД, согласно (Вишнев, 2012), хорошо подходит обособленная транспортная электромагистраль с одним неподвижным, но многократно изменяющим свой режим энергопотребления, локомотивом. Она состоит из одной секции контактного провода длиной L, подводящих и отсасывающих фидеров высотой h, электровоза в пункте l_0 и электрически неразрывного рельсового пути с параметром $k = (r_р/r_п)^{1/2}$, где $r_р$ и $r_п$ – погонные сопротивления рельсов и перехода рельс – земля (движение поезда, что вытекает из соответствующих оценок, больших погрешностей не вносит и им можно пре-

небречь). Модель довольно проста и, если известно как находить токи и утечки рельсов, легко алгоритмизируется.

2. При выполнении математических расчетов с использованием ранее разработанного варианта рассматриваемой модели было выявлено (Вишнев, 2007), что вертикальная магнитная составляющая выделяемых из помех от ЭЖД полезных сигналов в установившемся режиме на ближних к рельсам пунктах местности практически не зависит от свойств геоэлектрического разреза и пригодна для определения этих токов. Вывод соответствующих формул рассмотрен в работе (Вишнев, 2000), где рельсовый путь был представлен совокупностью точечных источников электромагнитного поля и малыми отрезками токовых линий, лежащими на горизонтальной поверхности. Для связного изложения последующих математических выкладок приведем его еще раз с некоторыми незначительными изменениями.

Алгоритм определения токов и утечек рельсов

В реальных условиях конкретный математический закон распределения токов вдоль железнодорожного полотна заранее всегда не известен. Но его, вероятно, в зависимости от разных обстоятельств, можно аппроксимировать или экспоненциальной, или ступенчатой функцией. Наиболее универсальным, то есть пригодным для большего количества железнодорожных веток, будет, по-видимому, представление токов рельсов ступенчатой функцией. Возьмем его за основу. Тогда, если считать земную поверхность горизонтальной, а рельсовый путь и контактную подвеску ей параллельными, задача по отысканию этих токов (в частности, при наиболее распространенной двухсторонней схеме энергоснабжения тяговых потребителей) формулируется так.

Даны: координаты электровоза Э, тяговой подстанции А, тяговой подстанции В, пунктов наблюдения n и всех характерных точек железной дороги, а также нормированные к значениям базисного пункта величины амплитуд H_z-составляющей поля ЭЖД в тех же n – пунктах местности.

Найти: доли токов и доли утечек соответствующих отрезков рельсов и секции контактного провода.

Решение. Разобьем (мысленно) практически значимый для образования полезного сигнала участок рельсового пути на (n – 1) малых отрезков с длинами D_j так, чтобы ток в любом из них можно было считать независимым от координаты l криволинейной оси, направленной вдоль этого пути, а отрезки – линиями прямыми. То же сделаем и с соответствующей секцией контактного провода. В связи с тем, что токи $I_{п1}$, $I_{п2}$, ..., $I_{п(n\text{-}1)}$; $I_{с1}$, $I_{с2}$, ..., I_{ck} (п – рельсовый путь, с – секция контактного провода, k – количество ее разбиений) на каждом отрезке приняты равными константам, то для математического описания $H_{zп}$ и $H_{zс}$ целесообразно воспользоваться соотношением (Егоров и др., 1983):

$$H_{\psi}^{j} = \frac{I}{4\pi r}\left\{\frac{(z_ц + 0{,}5D)}{\left[r^2 + (z_ц + 0{,}5D)^2\right]^{1/2}} - \frac{(z_ц - 0{,}5D)}{\left[r^2 + (z_ц - 0{,}5D)^2\right]^{1/2}}\right\} = \frac{I}{r}C, \qquad (1)$$

где H_{ψ}^{j} – азимутальная составляющая магнитной напряженности прямого j-того отрезка токовой линии, длиной D; r, ψ, $z_ц$ – цилиндрические координаты точки наблюдения с началом в середине D и осью $z_ц$, направленной по току I.

Согласно (1) математические выражения для расчета вкладов в вертикальную составляющую (H_z) импульса поля ЭЖД от токов (n – 1) отрезков рельсового пути ($H_{zmп}$) и от токов k отрезков секции контактного провода ($H_{zmс}$), в случае рядового пункта наблюдения с номером m, а также – базисного пункта наблюдения с индексом d, запишутся так:

$$H_{zmп} = I_{п1}\frac{C_{пm1}}{r_{пm1}}\cos(\psi_{пm1}) + I_{п2}\frac{C_{пm2}}{r_{пm2}}\cos(\psi_{пm2}) + \ldots$$

$$\ldots + I_{пj}\frac{C_{пmj}}{r_{пmj}}\cos(\psi_{пmj}) + \ldots$$

$$\ldots + I_{п(n-1)}\frac{C_{пm(n-1)}}{r_{пm(n-1)}}\cos(\psi_{пm(n-1)}) = \sum_{j=1}^{n-1} I_{пj}B_{mj},$$

$$H_{zmc} = I_{c1}\frac{C_{cm1}}{r_{cm1}}\cos(\psi_{cm1}) + I_{c2}\frac{C_{cm2}}{r_{cm2}}\cos(\psi_{cm2}) + \ldots$$
$$\ldots + I_{ci}\frac{C_{cmi}}{r_{cmi}}\cos(\psi_{cmi}) + \ldots$$
$$\ldots + I_{ck}\frac{C_{cmk}}{r_{cmk}}\cos(\psi_{cmk}) = \sum_{i=1}^{k} I_{ci}A_{mi},$$

$$H_{zdn} = I_{n1}\frac{C_{nd1}}{r_{nd1}}\cos(\psi_{nd1}) + I_{n2}\frac{C_{nd2}}{r_{nd2}}\cos(\psi_{nd2}) + \ldots$$
$$\ldots + I_{nj}\frac{C_{ndj}}{r_{ndj}}\cos(\psi_{ndj}) + \ldots$$
$$\ldots + I_{n(n-1)}\frac{C_{nd(n-1)}}{r_{nd(n-1)}}\cos(\psi_{nd(n-1)}) = \sum_{j=1}^{n-1} I_{nj}B_{dj},$$

$$H_{zdc} = I_{c1}\frac{C_{cd1}}{r_{cd1}}\cos(\psi_{cd1}) + I_{c2}\frac{C_{cd2}}{r_{cd2}}\cos(\psi_{cd2}) + \ldots$$
$$\ldots + I_{ci}\frac{C_{cdi}}{r_{cdi}}\cos(\psi_{cdi}) + \ldots$$
$$\ldots + I_{ck}\frac{C_{cdk}}{r_{cdk}}\cos(\psi_{cdk}) = \sum_{i=1}^{k} I_{ci}A_{di}.$$

Приведенные значения H_{zm} рядовых пунктов (m) к соответствующим значениям H_{zd} базисного пункта (d) будут иметь вид:

$$\frac{H_{zm}}{H_{zd}} = \frac{\sum_{j=1}^{n-1} I_{nj}B_{mj} + \sum_{i=1}^{k} I_{ci}A_{mi}}{\sum_{j=1}^{n-1} I_{nj}B_{dj} + \sum_{i=1}^{k} I_{ci}A_{di}} \qquad (2)$$

где r_{nmj}, ψ_{nmj}, z_{nmj} – цилиндрические координаты m-ной точки наблюдения с началом в центрах D_j-тых отрезков рельсового пути; r_{cmi}, ψ_{cmi}, z_{cmi} – то же с началом в центрах D_i-тых отрезков секции контактного провода; r_{ndj}, ψ_{ndj}, z_{ndj} и r_{cdi}, ψ_{cdi}, z_{cdi} – такие же координаты базисного пункта; I_{nj}, I_{ci} – импульсы тока в j-тых отрезках пути и в i-тых отрезках контактного провода; n – количество рядовых пунктов наблюдения, углы ψ отсчитываются от горизонтали, влиянием провеса контактного провода (ввиду его малости по сравнению с удаленностью пунктов измерения от ЭЖД) пренебрегается.

Если разбиение произвести по схеме, в которой точки подсоединения подстанций к рельсам и к контактному проводу, а также выбранный пункт смены нагрузки электровозов, являются границами между соответствующими смежными отрезками D_j и D_{j+1}, D_i и D_{i+1}, то в случае двухсторонней схемы питания электровозов из (2) получим:

$$\frac{H_{zm}}{H_{zd}} = \frac{\sum_{j=1}^{n-1}\frac{I_{nj}}{I_T}B_{mj} + \sum_{i=1}^{k}\frac{I_{ci}}{I_T}A_{mi}}{\sum_{j=1}^{n-1}\frac{I_{nj}}{I_T}B_{dj} + \sum_{i=1}^{k}\frac{I_{ci}}{I_T}A_{di}} =$$
$$= \frac{\sum_{j=1}^{n-1}X_jB_{mj} + \sum_{i=1}^{s}YA_{mi} + \sum_{i=s+1}^{k}(1-Y)A_{mi}}{\sum_{j=1}^{n-1}X_jB_{dj} + \sum_{i=1}^{s}YA_{di} + \sum_{i=s+1}^{k}(1-Y)A_{di}} = V_m, \qquad (3)$$

где $X_j = I_{nj} / I_T$, $Y = I_s / I_T$, $(1 - Y) = I_{s+1} / I_T$, $|I_s| + |I_{s+1}| = |I_T|$, $V_m = H_{zm} / H_{zd}$;
s – номер i-того отрезка секции контактного провода по одну сторону от выбранного пункта смены нагрузки электровозов; $s + 1$ – то же по другую, причем $I_s = I_i = I_A$ во всех D_i, начиная от подстанции А и кончая $i = s$; $I_{s+1} = I_i = I_B$ во всех D_i, начиная от $i = s + 1$ и кончая подстанцией В; I_T, I_A, I_B – импульсы токов, соответственно, электровоза Э, подстанции А и подстанции В

Освободившись в (3) от знаменателя и приведя подобные члены, имеем:

$$\sum_{j=1}^{n-1}X_j(B_{mj} - V_mB_{dj}) + Y\sum_{i=1}^{s}(A_{mi} - V_mA_{di}) -$$
$$- Y\sum_{i=s+1}^{k}(A_{mi} - V_mA_{di}) = -\sum_{i=s+1}^{k}(A_{mi} - V_mA_{di}). \qquad (4)$$

Положив в (4)

$$\sum_{i=1}^{s}(A_{mi} - V_mA_{di}) - \sum_{i=s+1}^{k}(A_{mi} - V_mA_{di}) = M_m,$$

$$-\sum_{s+1}^{k}(A_{mi} - V_mA_{di}) = P_m \;,\; B_{mj} - V_mB_{di} = N_{mj},$$

можно записать:

$$\sum_{j=1}^{n-1}N_{mj}X_j + M_mY = P_m,$$

или

$$
\begin{aligned}
&N_{1,1}X_1 + N_{1,2}X_2 + \ldots + N_{1,j}X_j + \ldots \\
&\ldots + N_{1,(n-1)}X_{(n-1)} + M_1 Y = P_1, \\
&N_{2,1}X_1 + N_{2,2}X_2 + \ldots + N_{2,j}X_j + \ldots \\
&\ldots + N_{2,(n-1)}X_{(n-1)} + M_2 Y = P_2, \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\
&N_{m,1}X_1 + N_{m,2}X_2 + \ldots + N_{m,j}X_j + \ldots \\
&\ldots + N_{m,(n-1)}X_{(n-1)} + M_m Y = P_m, \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\
&N_{n,1}X_1 + N_{n,2}X_2 + \ldots + N_{n,j}X_j + \ldots \\
&\ldots + N_{n,(n-1)}X_{(n-1)} + M_n Y = P_n.
\end{aligned}
\qquad (5)
$$

Математическое выражение (5) есть, очевидно, не что иное, как система n линейных алгебраических уравнений с n неизвестными. Ее решение относительно X_j и Y должно дать, вероятно, нормированные значения приращений (долей) токов j-тых отрезков рельсового пути ($I_j / I_\text{Т}$) и i-тых отрезков секции контактного провода ($I_i / I_\text{Т}$), а зная X_j, легко определить нормированные приращения (доли) утечек на стыках (j – 1) и j отрезков рельсов:

$$I_{ym\,j,\,(j-1)} / I_\text{Т} = I_j / I_\text{Т} - I_{(j-1)} / I_T = \xi_N, \qquad (6)$$

где N – номер стыка, изменяющийся от 1 до (n – 2).

Математические выражения для расчета нормального поля токов и утечек рельсов

Если доли токов и утечек различных отрезков рельсового пути известны (найдены), то, воспользовавшись формулами электрического и магнитного поля точечного источника тока (Заборовский, 1963; Бурсиан, 1972), а также – отрезка токовой линии (Егоров и др., 1983) и принципом суперпозиции, можем записать:

1). *Формулы нормального поля токов утечки железнодорожного полотна:*

$$U_1 = \frac{\rho_1 I_\text{т}}{2\pi} \sum_{N=1}^{n-2} \xi_N f_N,$$

$$E_x = -\frac{\partial(U_1)}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I_\text{т}}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \sum_{N=1}^{n-2} \xi_N f_N = \rho_1 I_\text{т} P_x, \qquad (7)$$

$$E_y = -\frac{\partial(U_1)}{\partial y} = -\frac{\rho_1 I_\text{т}}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \sum_{N=1}^{n-2} \xi_N f_N = \rho_1 I_\text{т} P_y,$$

$$
\begin{aligned}
H_x &= \sum_{N=1}^{n-2} \left|\vec{H}_N\right| \sin\varphi_N = \\
&= \frac{I_\text{Т}}{4\pi} \sum_{N=1}^{n-2} \frac{\xi_N (y_m - y_N)}{(x_m - x_N)^2 + (y_m - y_N)^2} = I_\text{т} G_x, \\
H_y &= \sum_{N=1}^{n-2} \left|\vec{H}_N\right| \cos\varphi_N = \\
&= \frac{I_\text{Т}}{4\pi} \sum_{N=1}^{n-2} \frac{\xi_N (x_m - x_N)}{(x_m - x_N)^2 + (y_m - y_N)^2} = I_\text{т} G_y,
\end{aligned}
\qquad (8)
$$

где $H_z = 0$, $\sin\varphi_N = (y_m - y_N) / r_N$, $\cos\varphi_N = (x_m - x_N) / r_N$, $r_N = [(x_m - x_N)^2 + (y_m - y_N)^2]^{1/2}$;

$$\left|\vec{H}_N\right| = \left|\vec{H}_i\right| = H_{\varphi i} = \frac{I_\text{Т}\xi_N}{4\pi r_N} = \frac{I_\text{Т}\xi_N}{4\pi[(x_m - x_N)^2 + (y_m - y_N)^2]^{1/2}},$$

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

ξ_N – как и прежде, доли токов, стекающих с рельсов в местах стыков (j – 1) и j отрезков железнодорожного полотна с координатами x_N, y_N; $H_{\varphi i}$ – азимутальная составляющая магнитной напряженности поля i-того точечного источника; r_N, φ_N, z_N – цилиндрические координаты пункта наблюдения (m) с началом в точке стыка и осью z_N, перпендикулярной геоэлектрическому разрезу; x_m, y_m и x_N, y_N – прямоугольные координаты пункта m и точечного источника тока N с началом в месте подсоединения к рельсам одной из подстанций, в частности, с индексом А (ось y – вдоль, x – поперек преимущественному направлению дороги, z – вниз); углы φ_N отсчитываются от оси x измерительной системы координат xАy ($0 < \varphi_N < \pi/2$); d – число, выражающее общую меру глубин нижних границ пластов проводящего полупространства; ρ_1 – удельное электрическое сопротивление его первого слоя; q_n – коэффициенты (эмиссии), отражающие свойства геоэлектрического разреза; $I_\text{Т}$ – тяговый ток электровоза Э; n – номер коэффициента q; нормальное поле – поле на поверхности горизонтально-однородного, слоистого геоэлектрического разреза; U_1 – потенциал в первом слое этого разреза при $z_N = 0$.

2). *Формулы поля токов, текущих по рельсам:*

$$H_{z\text{р}} = \sum_{j=1}^{n-1} H_{\text{п}zm} = I_{\text{Т}} \sum_{j=1}^{n-1} X_j \frac{C_{\text{п}mj}}{r_{\text{п}mj}}, \qquad (9)$$

$H_{x\text{р}} = 0$, $H_{y\text{р}} = 0$,

где $H_{\text{п}zm}$ – вертикальная составляющая поля j-того отрезка рельсового пути в пункте m; X_j – доли токов, текущих в j-тых отрезках рельсов.

Математические выражения для расчета поля токов секции контактного провода

$$H_{x\text{с}} = \sum_{i=1}^{k} H_{\text{с}xm} = I_T \left[\sum_{i=1}^{s} Y_{\text{с}i} \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \sin(\psi_{\text{с}mi}) \cos(\alpha_i) + \right.$$

$$\left. + \sum_{i=s+1}^{k} (1 - Y_{\text{с}i}) \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \sin(\psi_{\text{с}mi}) \cos(\alpha_i) \right],$$

$$H_{y\text{с}} = \sum_{i=1}^{k} H_{\text{с}ym} = I_T \left[\sum_{i=1}^{s} Y_{\text{с}i} \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \sin(\psi_{\text{с}mi}) \sin(\alpha_i) + \right.$$

$$\left. + \sum_{i=s+1}^{k} (1 - Y_{\text{с}i}) \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \sin(\psi_{\text{с}mi}) \sin(\alpha_i) \right], \qquad (10)$$

$$H_{z\text{с}} = \sum_{i=1}^{k} H_{\text{с}zm} = I_T \left[\sum_{i=1}^{s} Y_{\text{с}i} \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \cos(\psi_{\text{с}mi}) + \right.$$

$$\left. + \sum_{i=s+1}^{k} (1 - Y_{\text{с}i}) \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \cos(\psi_{\text{с}mi}) \right],$$

где $\sin(\psi_{\text{с}mi}) = h_{\text{с}i} / r_{\text{с}mi}$; $\cos(\psi_{\text{с}mi}) = r_{\text{с}mi}^{x,y} / r_{\text{с}mi}$; m – рядовой или базисный пункт; $r_{\text{с}mi}^{x,y}$ – величина проекции координаты $r_{\text{с}mi}$ пункта m на земную поверхность (плоскость xАy); $Y_{\text{с}i}$ и $(1 - Y_{\text{с}i})$ – доли токов подстанции А и подстанции В; α_i – угол между $r_{\text{с}mi}^{x,y}$ и осью x измерительной системы координат; $h_{\text{с}i}$ – высота подвеса контактного провода.

Электрические составляющие поля токов, текущих по рельсам, также как и поля токов контактного провода, при установившемся режиме возбуждения геологической среды равны нулю.

Формулы пересчета полезных сигналов в значения кажущегося удельного электрического сопротивления земли ($\rho_{\text{к,тс}}$)

Вывод формул пересчета полезных сигналов, выделяемых из помех от ЭЖД, в значения $\rho_{\text{к,тс}}$ (тс – тяговая сеть) подробно изложен в (Вишнев, 2010). Соответствующие математические выражения имеют вид:

для расчета практических значений $\rho_{\text{к,тс}}$:

$$\rho_{\text{к,тс}}^{ij} = \frac{G_j}{P_i} \cdot \frac{\Delta E_i}{\Delta H_j}; \; i = x, y; \; j = x, y, z, \qquad (11)$$

для расчета теоретических значений $\rho_{\text{к,тс}}$:

$$\rho_{\text{к,тс}}^{i} = \frac{\rho_1 \cdot P_{\text{слi}}}{P_i}; \; i = x, y, \qquad (12)$$

где ΔE_i – амплитуды электрических составляющих импульсного поля ЭЖД, измеренного в рядовых пунктах наблюдения; ΔH_j – амплитуды магнитных составляющих импульсного поля ЭЖД, измеренного или в тех же рядовых, или в базисном пункте; G_j, P_i – величины, играющие роль коэффициентов электроразведочной установки.

Эти формулы можно использовать и в обсуждаемом варианте электроразведки, если положить:

$$P_x = \frac{1}{2\pi} \sum_{N=1}^{n-2} \frac{\xi_N (x_m - x_N)}{[(x_m - x_N)^2 + (y_m - y_N)^2]^{3/2}},$$

$$P_y = \frac{1}{2\pi} \sum_{N=1}^{n-2} \frac{\xi_N (y_m - y_N)}{[(x_m - x_N)^2 + (y_m - y_N)^2]^{3/2}},$$

$$G_x = \frac{1}{4\pi} \sum_{N=1}^{n-2} \frac{\xi_N (y_m - y_N)}{(x_m - x_N)^2 + (y_m - y_N)^2} + S_{x\text{с}},$$

$$G_y = \frac{1}{4\pi} \sum_{N=1}^{n-2} \frac{\xi_N (x_m - x_N)}{(x_m - x_N)^2 + (y_m - y_N)^2} + S_{y\text{с}},$$

$$S_{x\text{с}} = \sum_{i=1}^{s} Y_{\text{с}i} \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \sin(\psi_{\text{с}mi}) \cos(\alpha_i) +$$

$$+ \sum_{i=s+1}^{k} (1 - Y_{\text{с}i}) \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \sin(\psi_{\text{с}mi}) \cos(\alpha_i),$$

$$S_{y\text{с}} = \sum_{i=1}^{s} Y_{\text{с}i} \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \sin(\psi_{\text{с}mi}) \sin(\alpha_i) +$$

$$+ \sum_{i=s+1}^{k} (1 - Y_{\text{с}i}) \frac{C_{\text{с}mi}}{r_{\text{с}mi}} \sin(\psi_{\text{с}mi}) \sin(\alpha_i),$$

$$P_{\text{слx}} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \sum_{N=1}^{n-2} \xi_N f_N, \quad P_{\text{слy}} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \sum_{N=1}^{n-2} \xi_N f_N,$$

где $(G_j - S_{jc})$ и P_i – магнитные и электрические числа поля утечек рельсового пути на

поверхности однородного проводящего полупространства; $P_{слi}$ – электрические числа поля утечек рельсового пути на поверхности горизонтально-однородного слоистого геологического разреза (сл); S_{jc} – магнитные числа поля секции контактного провода на земной поверхности.

Заключение

Полученные математические формулы, как можно заметить, хотя и громоздкие, но с вычислительной точки зрения довольно простые. Однако сборы исходных данных, входящих в систему уравнений (5), а также ее решение, сопряжены с определенными трудностями. Чтобы только составить обсуждаемые уравнения, нужно произвести обширные полевые экспедиционные работы по измерению H_z-составляющей в n пунктах местности, расположенных на расстояниях, не превышающих примерно 500 метров от рельсов; определить значения цилиндрических координат этих пунктов в системах, связанных с центрами каждого отрезка мысленного разбиения соответствующей секции контактного провода и практически значимого для создания полезного сигнала, выделяемого из помех от ЭЖД, участка рельсового пути. Причем, чем дробнее разбиение, тем точнее результат аппроксимации реальной железнодорожной ветки ее моделью. А это требует увеличенного объема полевых работ. Кроме того, решение системы уравнений (5) является обратной математической задачей, что создает дополнительные проблемы, связанные с привлечением априорных данных и адекватным расположением пунктов наблюдения поля ЭЖД на земной поверхности.

Следовательно, обсуждаемую модель электрической железной дороги целесообразно применять лишь в исключительных случаях, например, при геофизическом мониторинге изменений физических свойств земных слоев под промышленными сооружениями, расположенными в непосредственной близости к железной дороге, включая и особо нестабильные участки самого рельсового пути.

Работа выполнена (*частично*) *при поддержке Программы фундаментальных исследований ОНЗ РАН, проект № 15-5-5-38.*

Литература

Бурсиан В.Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л.: Недра, 1972. 386 с.

Вишнев В.С. Приемы полевых и камеральных работ в методе электроразведки блуждающими токами тяговой сети железной дороги // Уральский геофизический вестник. 2012. № 2 (20). С. 14–30.

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

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. О методике оценки тока утечки рельсов по данным измерения техногенного поля тяговой сети железной дороги // Теория и практика геоэлектрических исследований. Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 2000. Вып. 2. С. 129–134.

Егоров М.Н., Гуревич Ю.М., Фирсов А.А., Гавеля Э.А., Семенов В.Д., Векслер В.И., Поддерегин Ю.П., Веревкин А.П., Мартьянов В.В., Лебедев В.Ф., Князев В.А. Метод заряда с измерением магнитного поля при поисках и разведке рудных месторождений. Методическое пособие. Л.: Недра, 1983. 200 с.

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

DOI: 10.25698/UGV.2018.2.3.20 УДК 550.361:551.583

ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА В ОСНОВАНИЯХ ПОЗДНЕПЛЕЙСТОЦЕНОВЫХ ЛЕДНИКОВЫХ ЩИТОВ. Ч. II. СКАНДИНАВСКИЙ ЩИТ

Демежко Д.Ю., Горностаева А.А., Антипин А.Н. *– Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург*

Аннотация. Проанализированы геотермические оценки температур земной поверхности на территории Северной Европы в последнем цикле ледниковой истории. В позднем плейстоцене (65–12 тыс. л. н.) значительная часть этой территории была занята Скандинавским ледниковым щитом. Геотермические данные свидетельствуют в пользу гипотезы «минимального» распространения ледника в период максимума последнего оледенения (LGM). Температуры земной поверхности за пределами ледникового щита были экстремально низкими (от -9 до -18 °С). В пределах ледникового щита существовали как талые, так и мерзлые зоны. Выявленная температурная зональность в целом согласуются с современной зональностью температур земной поверхности в Гренландии, что позволяет считать эти ледниковые щиты близкими аналогами. Изменения аномального климатически обусловленного теплового потока через земную поверхность за пределами ледникового щита происходили согласованно с вариациями инсоляции Земли, а в границах оледенения – независимо.

Геотермия, реконструкция палеоклимата, Скандинавский ледниковый щит, температура в основании ледника, тепловой поток.

GEOTHERMAL ESTIMATES OF THERMAL REGIME AT THE BASE OF THE LATE PLEISTOCENE ICE SHEETS. PART II. SCANDINAVIAN ICE SHEET

Demezhko D.Yu., Gornostaeva A.A., Antipin A.N. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Geothermal estimates of the ground surface temperatures for the last glacial cycle in Northern Europe has been analyzed. During the Late Pleistocene (65–12 kyr BP) a substantial part of this area was covered by the Scandinavian Ice Sheet. Geothermal evidences support the hypothesis of its minimal extension during the Last Glacial Maximum (LGM). Ground surface temperatures outside the ice sheet were extremely low (from -9 to -18 °C). Within the ice sheet, there were both thawed and frozen zones. The revealed temperature zonation is generally consistent with the modern zonality of the ground surface temperatures in Greenland, which makes it possible to consider these ice sheets as analogues. The anomalous climatically induced surface heat flux changed in accordance with the orbital insolation of the Earth outside the ice sheet, and independently within the limits of the glacier.

Geothermics, paleoclimate reconstruction, the Scandinavian Ice Sheet, basal temperatures, heat flux.

Введение

В последнюю ледниковую эпоху Скандинавский ледниковый щит покрывал север Европы. Несмотря на более чем столетнюю историю его изучения, мнения о границах распространения ледника, его высоте, хронологии оледенения и дегляциации, температурном режиме в основании щита существенно расходятся. Особенно значительны расхождения в оценках максимального распространения ледниковых покровов в период LGM (Last Glacial Maximum – максимум последнего оледенения, 30–15 тыс. л. н.). Часть исследователей придерживается т.н. «минимальной» модели (Siegert et al., 2001, рис. 1). Другие – приверженцы «максимальной» модели – настаивают на значительно более широком распространении единого ледникового покрова (Svendsen et al., 2004), объединявшего Скандинавский и Баренцево-Карский ледниковые щиты на востоке, доходящего до Британских островов на западе, до северной части Белоруссии и Польши – на юге. Помимо этих, вполне «умеренных» моделей, существуют и более «экстремаль-

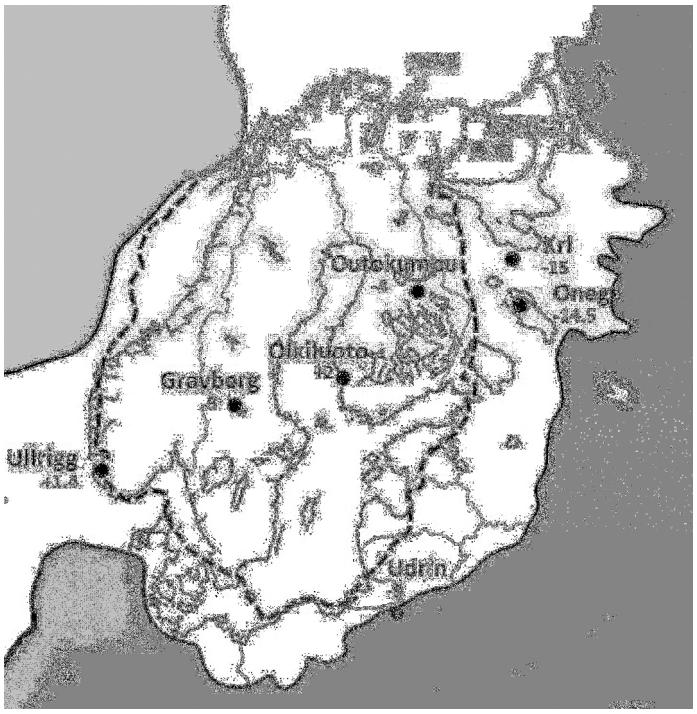


Рис. 1. Распространение ледниковых покровов Северной Европы в максимуме последнего оледенения (LGM) ~20 тыс. л. н. Сплошная линия – максимальная модель (Svend-sen et al., 2004); пунктир – минимальная модель (Siegert et al., 2001). Черными кружками обозначены изученные скважины, цифрами возле них – реконструированные значения LGM температуры земной поверхности (табл. 1)

ные». Так, по представлениям М.Г. Гросвальда (Гросвальд, 2009) в период LGM оледенение Евразии было единым и, помимо Скандинавского, включало Баренцево-Карский, Восточно-Сибирский, Берингийский и Охотский ледниковые щиты и доходило до Северного полюса. Эта «экстремально максимальная» модель основывается, главным образом, на геоморфологических исследованиях. Противоположная ей «экстремально минимальная» модель (Большиянов, 2015) предполагает отсутствие крупных ледниковых щитов в Северной Евразии. Даже территория Скандинавского полуострова, по мнению автора, не была перекрыта единым ледниковым щитом. Вместо него развивались ограниченные по площади и мощности ледниковые купола, имевшие холодное, примерзшее к ложу основание. Это доказывается многочисленными находками ископаемой фауны (от пресноводных моллюсков до мамонтов), датируемыми периодом LGM, там, где в то время должен был находиться ледник высотой в несколько километров. И, наконец, нельзя не упомянуть «суперэкстремальную» модель (Чувардинский, 2012), согласно которой никакого Скандинавского ледникового щита вовсе не существовало, а ледниковые формы рельефа на Балтийском щите имеют разломно-тектоническое происхождение.

Не менее актуальна и проблема оценки температурного режима в основании Скандинавского ледникового щита. Наряду с толщиной покрова, возвышением его верхней границы и рельефом основания температурный режим является главным параметром, контролирующим объем и динамику ледника (Marshall and Clark, 2002; Hughes, 2009). Решение этой проблемы осложняется недостатком надежных свидетельств температурного режима ледникового основания. Качественная оценка – выделение преимущественно мерзлой подледниковой зоны – базируется на анализе современного распределения так называемых «ребристых» морен (Kleman and Hättestrand, 1999; Kleman and Glasser, 2007). Предполагается, что ребристые морены были образованы вследствие хрупкого разрушения мерзлых подледниковых отложений, вызванного напряжением на границе между мерзлыми и оттаивающими породами. Однако это мнение пока не является общепризнанным (Марков, 2011).

Прямые реконструкции теплового режима ледникового основания в прошлом могут быть получены на основе анализа современного распределения температур

Таблица 1. Реконструированные LGM температуры земной поверхности, оценки высоты ледникового покрова согласно «минимальной» (Siegert et al., 2001) и «максимальной» (Svendsen et al., 2004) моделей, оценки температуры плавления льда, рассчитанные по (1). Серым выделены скважины, находящиеся за пределами границы распространения ледника в соответствии с «минимальной» моделью

№	Скважина	Координаты	LGM температуры земной поверхности T_{LGM}	Высота ледника h, м согласно «минимальной» и «максимальной» моделей		Температура плавления T_m: числитель – для чистого льда, знаменатель – для льда, содержащего воздух		Ссылки на источник реконструкции T_{LGM}
				мин	макс	мин	макс	
1	SG-3	69°23' с.ш. 30°36' в.д.	-3	750	2150	-0,5 / -0,6	-1,4 / -1,9	Rath and Mottaghy, 2007
2	Kol (C-1)	67°45' с.ш. 35°25' в.д.	-18		2350		-1,5 / -2,0	Глазнев и др., 2004
3	Krl	63°15' с.ш. 36°10' в.д.	-15		700		-0,4 / -0,6	Kukkonen et al., 1998
4	Onega	62°09' с.ш. 34°24' в.д.	-14,5					Демежко и др., 2013; Demezhko et al., 2013
5	Outokumpu	62°43' с.ш. 29°04' в.д.	-4	1000	2600	-0,6 / -0,9	-1,7 / -2,2	Kukkonen et al., 2011
6	Olkiluoto	61°14' с.ш. 21°30' в.д.	+2	2000	2500	-1,3 / -1,7	-1,6 / -2,2	Kukkonen et al., 2015
7	Gravberg-1 (Siljan)	61°09' с.ш. 15°00' в.д.	-3	2300	2600	-1,5 / -2,0	-1,7 / -2,2	Forsström, 2005
8	Ullrigg	58°56' с.ш. 5°42' в.д.	1,4	100	2250	-0,1 / -0,1	-1,5 / -1,9	Температурные оценки получены в настоящей работе
9	Udrin	54°14' с.ш. 22°56' в.д.	-9		100		-0,1 / -0,1	Rath and Mottaghy, 2007

горных пород, измеренных в скважинах (Kukkonen and Šafanda, 1996; Kukkonen et al., 1998; 2011; 2015; Mareschal et al., 1999; Demezhko and Shchapov, 2001; Rolandone et al., 2003; Глазнев и др., 2004; Rath and Mottaghy, 2007; Majorowicz and Šafanda, 2008; 2015; Chouinard and Mareschal, 2009; Majorowicz, 2012; Demezhko et al., 2013; 2018; Pickler et al., 2016).

В первой части нашего исследования (Демежко, 2016) мы провели анализ ранее полученных геотермических реконструкций температуры в основании Лаврентийского ледникового щита. Изученные скважины были расположены в основном в южной части Канады – на периферии ледникового щита. Для этого региона в период LGM характерно широкое распространение талых зон в основании ледника (средняя температура составила -0,4 °C, что, с учетом давления ледника, выше точки плавления льда). Было показано, что отрицательная корреляция между температурой основания и геотермическим тепловым потоком скорее всего обусловлена недостатками методик реконструкции. Не подтвердилось ранее высказанное предположение о зависимости температур в основании ледника от его высоты (Majorowicz, 2012). Настоящая статья продолжает начатое исследование на примере Скандинавского ледникового щита.

Исходные данные

Геотермические данные были получены в девяти глубоких скважинах, пробуренных на территории предполагаемого распространения Скандинавского ледникового щита (в границах «максимальной модели» – см. рис. 1, табл. 1).

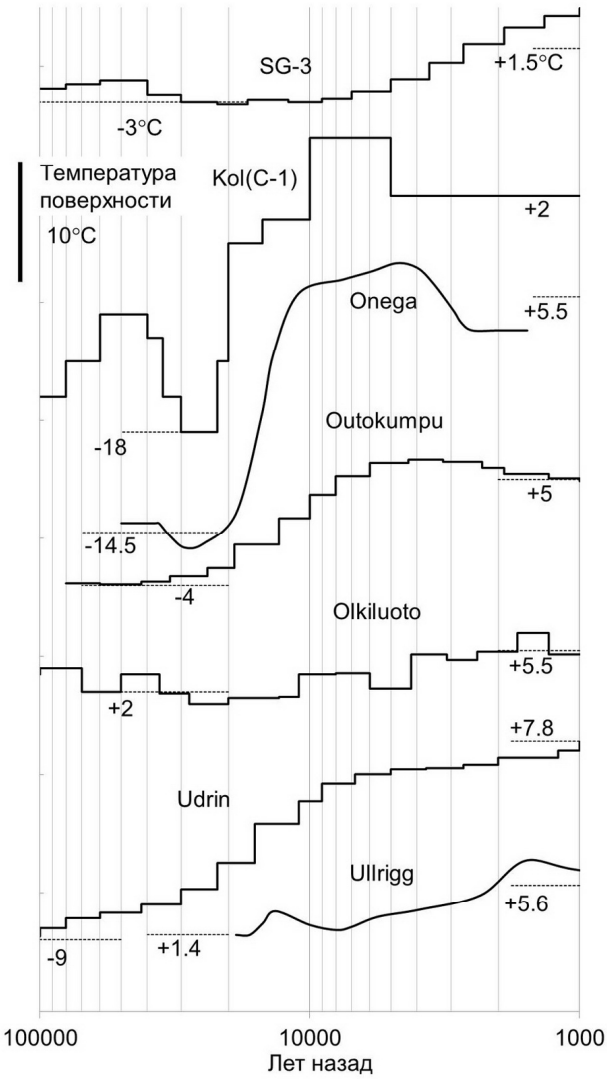


Рис. 2. Реконструкции температурных историй земной поверхности. Пунктиром отмечены температуры в максимуме оледенения (LGM) и современные температуры земной поверхности (см. табл. 1, 2)

Результаты геотермических исследований Кольской сверхглубокой скважины **SG-3** (12261 м) впервые были опубликованы в работе (Popov et al., 1999). Первая детальная реконструкция температурной истории поверхности получена в (Rath and Mottaghy, 2007) с помощью 1-D инверсионной программы на основе тихоновской регуляризации. Был исследован ограниченный интервал термограммы (500–3500 м), свободный от проявлений гидрогеологической активности и влияния структурных факторов. Для оценки оптимального параметра регуляризации применялся так называемый GCV метод (Farquharson and Oldenburg, 2004). Температурная история для SG-3 приведена на рис. 2.

Структурная скважина **Kol (C-1)** глубиной 2,2 км была пробурена в центральной части Кольского полуострова к северу от Панской интрузии. Температурная реконструкция (см. рис. 2) выявила здесь экстремально холодные температуры земной поверхности в период LGM, что по заключению авторов свидетельствует об отсутствии мощного ледникового покрова в течение всего валдайского этапа (Глазнев и др., 2004).

Krl. Прямых длительных реконструкций температурной истории для этой группы скважин нет. Для оценки теплового потока исследовались семь скважин глубиной 250–700 м (Kukkonen et al., 1998). Измеренный тепловой поток составил всего лишь 2,4–11,6 мВт/м^2. Предполагалось, что столь значительное занижение потока обусловлено влиянием последней ледниковой эпохи. Для повышения оценки потока до «разумного» значения 40 мВт/м^2 необходимо допустить, что средняя температура земной поверхности 60–11 тыс. л. н. опускалась до -15 °C.

Onega. Согласно реконструкции температурной истории по 2,5 км Онежской параметрической скважине, температура земной поверхности 25 тыс. лет назад была -14,5 °C – на 18–20 К ниже современной (Демежко и др., 2013; Demezhko et al., 2013). Увеличение температуры поверхности началось довольно рано – примерно 20 тыс. лет назад – и, как предполагалось, было связано с утепляющим влиянием Скандинавского ледникового щита. И лишь после его распада около 12 тыс. лет назад изменения температуры поверхности стали воспроизводить глобальное потепление климата (Демежко и др., 2013).

Попытки реконструировать температурную историю по данным термометрии 2,5 км скважины **Outokumpu** предпринимались дважды. Сначала – посредством решения прямой задачи для стандартной модели температурных изменений в Финляндии путем подбора амплитуды палео-

температурных колебаний (Kukkonen and Šafanda, 1996). Средняя за период 100–10 тыс. л. н. температура земной поверхности была оценена в -2 °C. Повторно, уже более детально, температурная история была реконструирована (Kukkonen et al., 2011) с помощью инверсионной программы на основе тихоновской регуляризации (Rath and Mottaghy, 2007). Температура земной поверхности 30–40 тыс. л. н. в этом случае оказалась несколько ниже (-4 °C).

Скважина **Olkiluoto** (официальное название OL-KR56) глубиной 1200 м была пробурена в 2012 г. на одноименном острове в Ботническом заливе (Toropainen, 2012). Для реконструкции температурной истории применялось несколько инверсионных алгоритмов (Kukkonen et al., 2015): SVD (singular value decomposition), численный метод с тихоновской регуляризацией (Rath and Mottaghy, 2007) и метод, основанный на байесовском подходе. Медианная температурная история по ансамблю реконструкций приведена на рис. 2. Весьма незначительный рост температуры по завершению ледниковой эпохи, вероятно, объясняется тем, что после отступления ледника вплоть до исторического времени (1 тыс. л. н.) исследуемый район был скрыт под водой (Smellie et al., 2014).

Сверхглубокая (6337 м) скважина **Gravberg-1** расположена на севере кольцевой импактной структуры Siljan в центральной Швеции. Прямых реконструкций температурных историй здесь также получено не было. Геотермические исследования не выявили значительных колебаний градиента вплоть до глубины 5 км (Balling et al., 1990), что свидетельствует об отсутствии значительных колебаний температуры поверхности на протяжении последнего ледникового цикла. Результаты моделирования динамики ледникового покрова по программе PMIP (Palaeoclimate Modelling Intercomparison Project's) показали, что температура земной поверхности в период LGM не поднималась выше -2 – -4 °C (Forsström, 2005).

Температурная история по скважине **Ullrigg**, расположенной в западной Норвегии недалеко от побережья Северного моря, реконструирована нами по температурным данным, опубликованным в (Maystrenko et al., 2015). Применен алгоритм подбора ступенчатых температурных историй в неравномерных временных интервалах (Демежко, 2001). Серия температурных историй с различным числом ступенек, в равной мере удовлетворяющих измеренной термограмме, усреднялась и сглаживалась. Итоговая реконструкция была скорректирована с учетом недостаточного времени восстановления стационарного температурного режима. В результате корректировки температура LGM снизилась с +4,5 до +1,4 °C, оставшись тем не менее положительной. В настоящей работе эта реконструкция публикуется впервые. Как и в случае с *Olkiluoto*, небольшая амплитуда палеотемпературных колебаний может означать, что большую часть времени после отступления ледника этот район был затоплен.

Скважина **Udrin** находится в северо-восточной Польше в пределах анортозитовой интрузии, перекрытой 800-м слоем осадочных пород. Отрицательный температурный градиент до глубины 400 м объяснялся долгим протаиванием мощной толщи многолетнемерзлых пород, сформировавшихся в условиях экстремально низких температур последнего оледенения (Šafanda et al., 2004). Решением прямой задачи, учитывающей фазовый переход, было установлено, что средняя температура ледниковой эпохи составляла -10 °C. Детальная температурная история (Rath and Mottaghy, 2007) показала, что температура в последнем ледниковом цикле не опускалась ниже -9 °C.

Распределение температур LGM

Если большая часть оценок температур основания Лаврентийского ледникового щита была близка к температуре плавления льда (Демежко, 2016), то Скандинавский ледниковый щит (см. рис. 1) демонстрирует куда более высокую изменчивость. Оценки, полученные за пределами границы распространения ледникового щита согласно «минимальной» модели (Kol, Krl,

Onega, Udrin), обнаруживают экстремально низкие LGM температуры земной поверхности: от -9 до -18 °С. Здесь, вероятно, формировалась мощная толща многолетнемерзлых пород. Такой температурный режим земной поверхности указывает на отсутствие ледника. По крайней мере, если он и существовал здесь, то очень недолго, и мощность его была не столь значительна, чтобы оставить тепловой след, сохранившийся в современном температурном поле. LGM температуры в пределах границы распространения («минимальная модель»), напротив, существенно выше (от -4 до +2 °С) и близки к точке плавления льда. Точка плавления чистого льда у подошвы ледника T_m определяется зависимостью (Aschwanden, 2014):

$$T_m = T_t - \gamma(\rho g h - p_t), \qquad (1)$$

где T_t = 273,16 К и p_t = 611,73 Па – температура и давление, соответствующие тройной точке воды; ρ = 900 кг/м^3 – плотность льда; g = 9,825 м/с^2 – ускорение свободного падения; h – мощность ледника; γ = = 7,42·10^{-8} К/Па. Для льда, включающего пузырьки воздуха, величина γ может достигать 9,8·10^{-8} К/Па (Harrison, 1975), что делает зависимость температуры плавления от давления более крутой. Присутствие солей NaCl и KCl смещает точку плавления в сторону отрицательных температур на величину 0, 064C, где C – содержание солей в г/л (Galushkin, 1997).

Последнее соотношение в большей степени может относиться не к леднику, достаточно чистому в отношении солей, а ко льду, содержащемуся в породах основания.

Уверенно температура плавления была превышена лишь в двух точках – Ullrigg и Olkiluoto (см. табл. 1). Основание Скандинавского щита в районах, расположенных вблизи ледоразделов (SG-3, Outokumpu и Gravberg-1), оставалось мерзлым.

Наиболее наглядно различия температурного режима в отдельных зонах проявляются при сопоставлении реконструкций LGM температур земной поверхности с данными эмпирической модели пространственного распределения амплитуд плейстоцен/голоценового потепления, обобщающей целый ряд ранее полученных в Северной Евразии длительных геотермических реконструкций (Demezhko et al., 2007; Демежко и др., 2007). В основном эти оценки были получены за пределами изучаемого района (рис. 3). Согласно модели, амплитуды потепления DT уменьшаются обратно пропорционально расстоянию r от гипотетического центра, расположенного в Северной Атлантике (φ_0 = 71,12° с.ш., λ_0 = = 0,31° з.д.), до точки наблюдения с координатами φ, λ:

$$\Delta T(r) = 1{,}75 + 2{,}714 \cdot 10^{-4} r^{-1},$$
$$r = r(\varphi_0, \lambda_0, \varphi, \lambda). \qquad (2)$$

Вычитая модельные амплитуды плейстоцен/голоценового потепления из современных среднегодовых температур земной поверхности T_c в точках расположения скважин, получим приблизительные оценки «нормальной» LGM температуры земной поверхности T^m_{LGM}, характеризующие

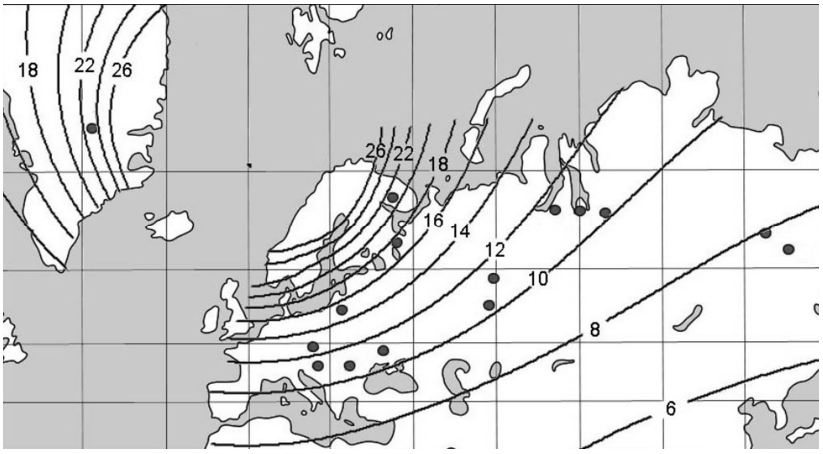


Рис. 3. Распределение амплитуд плей-стоцен/голоценового потепления DT в Северной Евразии согласно модели (2). Точками обозначены скважины, по которым получены длительные температурные истории (Demezhko et al., 2007; Демежко и др., 2007)

Таблица 2. Температурный режим земной поверхности в период LGM и в настоящее время

№	Скважина	LGM температуры земной поверхности T_{LGM}, °C	Современная температура земной поверхности T_c, °C	Геотермический тепловой поток q, мВт/м^2	Модельные оценки (Demezhko et al., 2007; Демежко и др., 2007)		Ссылки
					ΔT, °C	$T^m_{LGM} = T_c - \Delta T$, °C	
1	SG-3	-3	1,5*	48	24	-22,5	Rath and Mottaghy, 2007 *Xing, 2008
2	Kol (C-1)	-18	2,0	32	21	-19	Глазнев и др., 2004
3	Krl	-15	4,3*	45**	17,5	-13,2	Kukkonen et al., 1998 *Xing, 2008 **Majorowicz and Wybraniec, 2011
4	Onega	-14,5	5,5	50*	17,5	-12	Демежко и др., 2013; Demezhko et al., 2013 *Majorowicz and Wybraniec, 2011
5	Outokumpu	-4	5	42	22	-17	Kukkonen et al., 2011
6	Olkiluoto	+2	5,5*	40	21,5	-16	Kukkonen et al., 2015 *Luterbacher et al., 2004
7	Gravberg-1 (Siljan)	-3	6*	55**	23	-17	Forsström, 2005 *Xing, 2008 **Majorowicz and Wybraniec, 2011
8	Ullrigg	1,4	5,6*	51**	22	-16,4	Температурные оценки получены в настоящей работе *Xing, 2008 **Maystrenko et al., 2015
9	Udrin	-9	7,8	38	15	-8	Rath and Mottaghy, 2007

температурный режим при отсутствии ледникового щита (табл. 2). На рис. 4 эти «нормальные» модельные температуры сопоставляются с реконструированными.

Оценки, полученные в районах, находящихся вне ледникового щита (Kol, Krl, Onega, Udrin), хорошо согласуются с моделью (2). Оценки по скважинам SG-3, Outokumpu, Gravberg, Olkiluoto, Ullrigg, напротив, образуют компактную группу $T_{LGM} >> T^m_{LGM}$, отражающую утепляющее действие ледника. В отличие от Лаврентийского щита здесь не наблюдается сколь-нибудь значимых корреляций LGM температур земной поверхности с высотой ледника, а также – с величиной геотермического теплового потока (табл. 3).

Распределение аномальных тепловых потоков

Помимо температуры земной поверхности и ее колебаний в ледниковом цикле, важной характеристикой теплового режи-

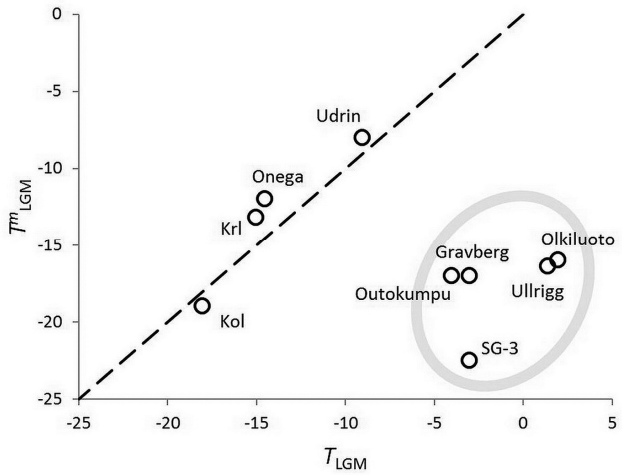


Рис. 4. Сопоставление реконструированных LGM температур земной поверхности T_{LGM} с модельными «нормальными» температурами T^m_{LGM}, характеризующими температурный режим при отсутствии ледникового щита. Пунктирная линия соответствует соотношению $T_{LGM} = T^m_{LGM}$

Таблица 3. Коэффициенты линейной корреляции LGM температур земной поверхности T_{LGM} с геотермическим тепловым потоком q и высотой ледника h

Район		q	h	
			«минимальная» модель	«максимальная» модель
T_{LGM}	За пределами ледникового щита	0,14	-	Недостаточно данных
	В пределах ледникового щита	0,20	0,09	0,23

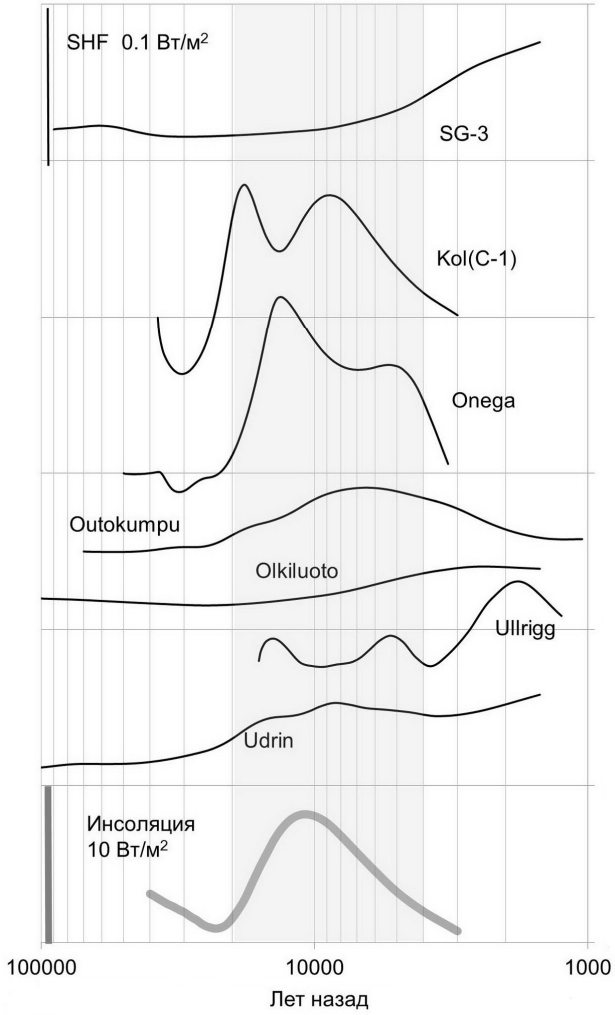


Рис. 5. Истории изменения аномального теплового потока через земную поверхность SHF (тонкие сплошные линии) и изменения инсоляции на широте 60° с.ш. (толстая серая линия – Berge and Loutre, 1991).
При реконструкции теплового потока значение тепловой активности пород везде принималась равным $E = 2{,}5 \cdot 10^3$ Дж·м$^{-2}$·К$^{-1}$·с$^{-1/2}$). Инсоляционная кривая была предварительно сглажена по методике (Demezhko and Gornostaeva, 2015b; Горностаева, Антипин, 2017) для согласования с временным разрешением геотермических реконструкций

ма является изменение аномального климатически обусловленного теплового потока через земную поверхность (SHF – surface heat flux – Demezhko et al., 2013; Демежко, Горностаева, 2014а, б; Демежко и др., 2015; Demezhko, Gornostaeva, 2015a)[1]. Будучи энергетическим выражением изменений климата, этот тепловой поток (в отличие от температуры) может быть непосредственно сопоставлен с другими энергетическими характеристиками, например с инсоляцией, для выявления причин климатических изменений. Для оценки изменений аномального теплового потока был разработан алгоритм трансформации температурной истории в тепловую (Горностаева, 2014; Demezhko, Gornostaeva, 2015a). На рис. 5 приведены истории изменения аномального теплового потока, трансформированные из приведенных выше температурных историй. Тепловые истории внеледниковой зоны (Kol, Onega, Udrin) демонстрируют положительную аномалию потока 20–5 тыс. л. н., коррелирующую с аномалией среднегодовой инсоляции на широте 60° с.ш., связанной с изменениями параметров земной орбиты (Berge and Loutre, 1991). Для скважин Kol и Onega аномалии потока выражены более

[1] Не следует путать аномальный тепловой поток через земную поверхность (surface heat flux) с глубинным (геотермическим) тепловым потоком (heat flow). Последний рассматривается как стационарный, связан с внутренними источниками тепла, его положительное направление – вверх. Аномальный поток – это нестационарная компонента полного потока на поверхности, связанная с вариациями приходящих и уходящих потоков тепла, положительное направление этого потока – вниз.

ярко, чем для скважины Udrin, хотя и осложнены локальными минимумами. Согласованность между изменениями инсоляции и аномального теплового потока характерна для регионов, далеких от плейстоценовых оледенений, например для Среднего Урала (Demezhko, Gornostaeva, 2015a, b), но наблюдалась нами и на территории Лаврентийского ледникового щита (Demezhko et al., 2018). Соотношение аномального теплового потока через земную поверхность и изменений инсоляции в (Demezhko, Gornostaeva, 2015a, b) было предложено рассматривать как показатель климатической чувствительности Земли. Он определяет, какая часть дополнительной энергии, поступившей на верхнюю границу атмосферы вследствие изменений орбиты Земли, в конечном итоге была израсходована на изменение температуры земной поверхности.

Для скважины Kol климатическая чувствительность составила 1,2%, для Onega – 1,5%. Значительно ниже значение климатической чувствительности для Udrin – 0,6%. Вероятно, здесь бóльшая часть тепла от увеличения инсоляции была потрачена на таяние льда, содержащегося в высокопористых мерзлых породах осадочной толщи. Скрытые потоки тепла, расходуемые на фазовые переходы, естественно, не реконструируются преобразованием температурной истории в тепловую.

В пределах ледникового щита лишь одна реконструкция потока (по скважине Outokumpu) отразила вариации, сходные с инсоляционными. Климатическая чувствительность для этого района составила 0,6%. Для сравнения, на Среднем Урале климатическая чувствительность была оценена в 1,3–1,5% (Demezhko, Gornostaeva, 2015a,b), в канадской провинции Альберта (под ледниковым щитом) – около 1% (Demezhko et al., 2018).

Таким образом, в районах, не занятых ледниковыми щитами, изменения аномального теплового потока через земную поверхность, а следовательно, и изменения температуры поверхности, определяются вариациями инсоляции. Присутствие ледникового щита либо уменьшает солнечное влияние, либо полностью его устраняет.

Обсуждение

Пространственное распределение LGM температур в основании Скандинавского ледникового щита в целом согласуется с современной зональностью температур земной поверхности в Гренландии. Немногие пробуренные здесь скважины (рис. 6) выявили мерзлое основание в центральной части ледника, вблизи ледораздела (Camp Century, DYE-3, GISP2, GRIP, NEEM). Исключение составляет скважина NorthGRIP, которая хотя и не дошла 200 м до основания ледника на глубине 3080 м (Dahl-Jensen et al., 2003), но позволила оценить его температуру (-2,4 °C) путем экстраполяции. Эта температура примерно соответствует температуре плавления для ледника такой мощности. Детальное распределение мерзлых и талых зон в основании ледника было недавно реконструировано группой авторов (MacGregor et al., 2016) на основе данных дистанционного зондирования спектрорадиометром MODIS, данных о современных движениях и с помощью математического моделирования (см. рис. 6). Сравнительно узкая полоса мерзлых пород в основании ледника протянулась с севера на юг. Обширные талые зоны располагаются в периферийных частях – к востоку и западу от мерзлой полосы. За пределами ледникового щита, особенно в северной части Гренландии, среднегодовые температуры земной поверхности (согласно метеоданным – Schomacker et al., 2017; Xing, 2008) значительно ниже нуля: -6 °C в Pituffik; -8,4 °C в Danmarkshavn; -12,1 °C в Bliss Bugt.

Наличие талых зон в основании ледника нередко рассматривается как признак его интенсивного таяния и скорого распада (Leeson et al., 2015; Rogozhina et al., 2016). Существуют различные представления о причинах возникновения талых зон. Традиционно температуру в основании связывают с величиной геотермического теплового потока, идущего из недр Земли (Pickler et al., 2016; MacGregor et al., 2016; Rogozhina et al., 2016). Безусловно, глубин-

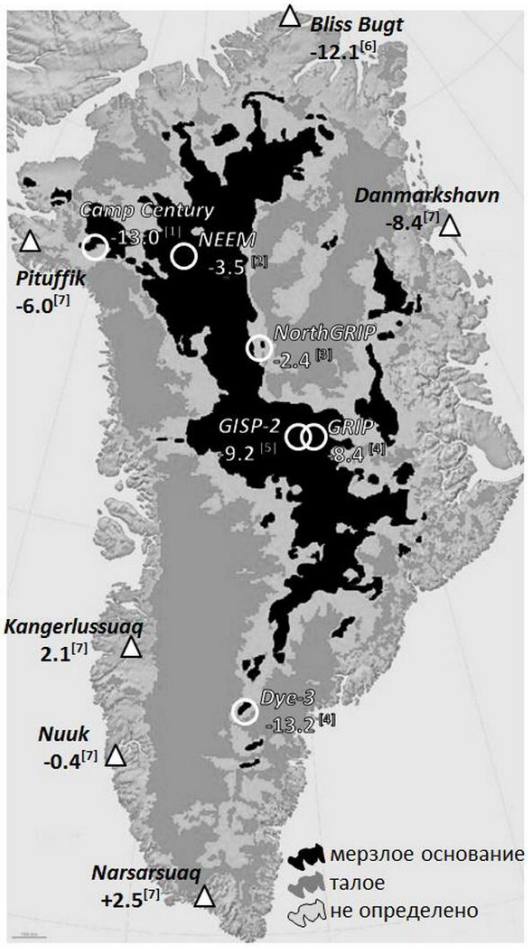


Рис. 6. Распределение среднегодовых температур земной поверхности в Гренландии. Оттенками серого отмечены участки с талым, мерзлым и неопределенным состоянием по данным моделирования (MacGregor et al., 2016). Кружками обозначены скважины, пробуренные в ледниковом щите, числом около скважины – температура ледникового основания и ссылка на источник данных (в квадратных скобках: 1 – Weertman, 1968; 2 – MacGregor et al., 2016; 3 – Dahl-Jensen et al., 2003; 4 – Dahl-Jensen et al., 1998; 5 – Cuffey et al., 1995). Треугольники – метеостанции, расположенные за пределами ледникового щита, числа под ними – среднегодовая температура земной поверхности и ссылка на источник данных (в квадратных скобках: 6 – Schomacker et al., 2017; 7 – Xing, 2008)

ный тепловой поток играет роль в формировании теплового режима ледника, однако не решающую. Результаты моделирования (Demezhko et al., 2007; Демежко и др., 2007) показали, что температура на подошве ледника зависит от баланса воздействий теплового потока, вертикальной адвекции и высоты ледника. При значительных высоте и скорости адвекции низкие температуры с верхней границы ледника транслируются к его основанию. Конвективный теплоперенос как более эффективный механизм превалирует над кондуктивным потоком тепла из недр и, в результате, ложе ледника охлаждается. О справедливости такой точки зрения свидетельствует концентрация мерзлых зон вблизи ледораздела Гренландского щита, там, где его высота и вертикальная компонента скорости движения льда максимальны. А, кроме того, – отсутствие положительной корреляции между реконструированными температурами и глубинным тепловым потоком в основаниях Лаврентийского (Демежко, 2016) и Скандинавского (см. выше) ледниковых щитов.

А. Лисон с соавторами (Leeson et al., 2015) связывает образование талых зон с так называемыми наледными озерами. Формирующиеся в теплое полугодие на поверхности ледника, эти озера эффективно поглощают солнечную энергию, а затем проникают к основанию ледника, увеличивая интенсивность его таяния и горизонтальных движений. Однако этими процессами даже сейчас, в период глобального потепления, охвачена лишь узкая 100-км полоса вдоль края ледника, представляющая лишь малую часть его талой зоны.

Сходство пространственной организации талых и мерзлых зон в основании Гренландского ледникового щита и ледниковых щитов позднего плейстоцена (Лаврентийского и Скандинавского) позволяет считать их близкими аналогами. А поскольку теплое основание позднеплейсто-

ценовых ледниковых щитов согласно реконструкциям сохранялось несколько десятков тысяч лет, то нет причин предполагать, что Гренландский щит сейчас находится в неустойчивом состоянии.

Заключение

1. Геотермические оценки температур земной поверхности в период максимума последнего оледенения (LGM) в Северной Европе демонстрируют высокую изменчивость: от -18 до +2 °С. Экстремально низкие температуры земной поверхности (от -9 до -18 °С) на восточной и южной периферия Скандинавского ледника (восточная часть Кольского полуострова, южная Карелия, Северная Польша) указывают на отсутствие здесь оледенения в период LGM. Таким образом, геотермические данные поддерживают гипотезу «минимального» распространения Скандинавского щита в поздней висле (Siegert et al., 2001). В границах минимальной модели температуры в основании щита значительно выше (от -4 до +2 °С) и близки к точке плавления льда (с учетом давления ледника 2–3 км мощности). При этом заведомо талые зоны приурочены к южной периферии ледникового щита. Ледниковое основание в центральных частях, расположенных вблизи ледоразделов, находилось преимущественно в мерзлом состоянии.

2. В пределах распространения Скандинавского щита не было обнаружено сколь-нибудь значимых корреляций LGM температур земной поверхности с высотой ледника, а также – с величиной геотермического теплового потока.

3. Пространственное распределение LGM температур в основании Скандинавского и Лаврентийского (см. Демежко, 2016) ледниковых щитов, в целом, согласуются с современной зональностью температур земной поверхности в Гренландии, что позволяет считать эти ледники близкими аналогами. Поскольку талые зоны в основании позднеплейстоценовых ледниковых щитов сохранялись в течение десятков тысяч лет, то нет причин утверждать, что подобные зоны в основании современного Гренландского щита являются признаком его неустойчивого состояния или даже деградации.

4. Изменения аномального климатически обусловленного теплового потока через земную поверхность за пределами ледникового щита происходят согласованно с вариациями инсоляции Земли. Напротив, в пределах оледенения изменения потока и инсоляции, в основном, независимы. Исключение составляют данные по центральной Финляндии (скважина Outokumpu), где солнечное влияние, возможно, реализуется через изменения термомеханических свойств ледника. Подобная согласованность изменений потока и инсоляции отмечалась нами и на территории Лаврентийского ледникового щита (скважина Hunt well – Demezhko et al., 2018). Однако ее механизм требует дальнейшего изучения.

Исследование проведено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ – грант № 16-05-00086).

Литература

Большиянов Д.Ю. Скандинавский ледниковый щит – новые данные и предложения // Известия Русского географического общества. 2015. Т. 147. № 6. С. 1–13.

Глазнев В.Н., Кукконен И.Т., Раевский А.Б., Ёкинен Я. Новые данные о тепловом потоке центральной части Кольского полуострова // Доклады Академии наук. 2004. Т. 396. № 1. С. 102–104.

Горностаева А.А. Алгоритм расчета теплового потока через земную поверхность по данным об изменениях температуры поверхности // Уральский геофизический вестник. 2014. № 1. С. 37–45.

Горностаева А.А., Антипин А.Н. Орбитальная корректировка геотермических реконструкций палеоклимата // Известия Российской академии наук. Серия географическая. 2017. № 3. С. 58–64.

Гросвальд М.Г. Оледенение Русского Севера и Северо-Востока в эпоху последнего великого похолодания. М.: Наука, 2009. 152 с.

Демежко Д.Ю. Геотермический метод реконструкции палеоклимата (на примере

Урала). Екатеринбург: УрО РАН, 2001. 144 с.

Демежко Д.Ю., Рывкин Д.Г., Уткин В.И., Дучков А.Д., Балобаев В.Т. Пространственные закономерности плейстоцен/голоценового потепления в Северной Евразии // Уральский геофизический вестник. 2007. № 1(10). С. 6–26.

Демежко Д.Ю., Горностаева А.А., Тарханов Г.В., Есипко О.А. Реконструкция температурной истории земной поверхности за последние 30 000 лет по данным термометрии Онежской параметрической скважины // Геофизические исследования. 2013. Т. 14. № 2. С. 38–48.

Демежко Д.Ю., Горностаева А.А. Реконструкция изменений теплового потока через земную поверхность на Урале по геотермическим и метеоданным // Геофизические процессы и биосфера. 2014а. Т. 13. № 4. С. 21–40.

Демежко Д.Ю., Горностаева А.А. Реконструкции долговременных изменений теплового потока через земную поверхность по данным геотермии глубоких скважин // Геология и геофизика. 2014б. Т. 55. № 12. С. 1841–1846.

Демежко Д.Ю., Горностаева А.А., Майорович Я., Шафанда Я. Новый подход к палеоклиматической интерпретации данных термометрии 2.3-км скважины Hunt Well (провинция Альберта, Канада) // Уральский геофизический вестник. 2015. № 2(26). С. 29–40.

Демежко Д.Ю. Геотермические оценки теплового режима в основаниях позднеплейстоценовых ледниковых щитов. Ч.I. Лаврентийский щит // Уральский геофизический вестник. 2016. № 2. С. 22–32.

Марков Д.С. Геоинформационный анализ ареала распространения ребристых морен в Ивановской области // Вестник Удмуртского университета. Серия «Биология. Науки о Земле». 2011. № 2. С. 116–121.

Чувардинский В.Г. Четвертичный период. Новая геологическая концепция. Апатиты: изд-во КНЦ РАН, 2012. 302 с.

Aschwanden A. Thermodynamics of Glaciers. University of Alaska Fairbanks, USA, 2014. (https://glaciers.gi.alaska.edu/sites/default/files/Notes_thermodynamics_Aschwanden2014.pdf).

Balling N., Lind G., Landström O., Eriksson K.G., and Malmqvist D. Thermal measurements from the deep Gravberg-1 well / R. D&D Rep., U/G. 1990/57. 13 pp.

Berger A., and Loutre M.F. Insolation values for the climate of the last 10 million of years // Quaternary Sciences Review. 1991. V. 10. No. 4. P. 297–317. Data from from http://gcmd.nasa.gov/records/GCMD_EARTH_LAND_NGDC_PALEOCLIM_INSOL.html.

Chouinard C., and Mareschal J.C. Ground surface temperature history in southern Canada: temperatures at the base of the Laurentide ice sheet and during the Holocene // Earth and Planetary Science Letters. 2009. V. 277(1). P. 280–289.

Cuffey K.M., Clow G.D., Alley R.B., Stuiver M., Waddington E.D., and Saltus R.W. Large arctic temperature change at the Wisconsin-Holocene glacial transition // Science. 1995. V. 270(5235). P. 455–458.

Dahl-Jensen D., Mosegaard K., Gundestrup N., Clow G.D., Johnsen S.J., Hansen A.W., and Balling N. Past temperatures directly from the Greenland ice sheet // Science. 1998. V. 282 (5387). P. 268–271.

Dahl-Jensen D., Gundestrup N., Gogineni S.P., and Miller H. Basal melt at NorthGRIP modeled from borehole, ice-core and radio-echo sounder observations // Annals of Glaciology. 2003. V. 37. P. 207–212.

Demezhko D.Yu., and Shchapov V.A. 80,000 years ground surface temperature history inferred from the temperature-depth log measured in the superdeep hole SG-4 (the Urals, Russia) // Global and Planetary Change. 2001. V. 29. No. 3–4. P. 219–230.

Demezhko D.Yu., Ryvkin D.G., Outkin V.I., Duchkov A.D., and Balobaev V.T. Spatial distribution of Pleistocene/Holocene warming amplitudes in Northern Eurasia inferred from geothermal data // Climate of the Past. 2007. V. 3. P. 559–568.

Demezhko D.Y., Gornostaeva A.A., Tarkhanov G.V., and Esipko O.A. 30,000 years of ground surface temperature and heat flux changes in Karelia reconstructed from bore-

hole temperature data // Bulletin of Geography. Physical Geography Series. 2013. V. 6. No. 1. P. 7–25.

Demezhko D.Y., and Gornostaeva A.A. Late Pleistocene-Holocene ground surface heat flux changes reconstructed from borehole temperature data (the Urals, Russia) // Climate of the Past. 2015a. V. 11 (4). P. 647–652.

Demezhko D.Yu., and Gornostaeva A.A. Reconstructing Ground Surface Heat Flux Variationsfor the Urals on the Basis of Geothermal and Meteorological Data // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2015b. V. 51. No. 7. P. 723–736.

Demezhko D., Gornostaeva A., Majorowicz J., and Šafanda J. Temperature and heat flux changes at the base of Laurentide ice sheet inferred from geothermal data (evidence from province of Alberta, Canada) // Int. J. Earth Sci. (Geol. Rundsch). 2018. V. 107. P. 113–121.

Farquharson C.G., and Oldenburg D.W. A comparison of automatic techniques for estimating the regularization parameter in nonlinear inverse problems // Geophys. J. Int. 2004. V. 156. P. 411–425.

Forsström P.L. Through a glacial cycle: simulation of the Eurasian ice sheet dynamics during the last glaciation // Annales Academiae Scientiarum Fennicae, Geologica-Geographica 168. 2005. 94 pp.

Galushkin Y. Numerical simulation of permafrost evolution as a part of sedimentary basin modeling: permafrost in the Pliocene–Holocene climate history of the Urengoy field in the West Siberian basin // Canadian Journal of Earth Sciences. 1997. V. 34. No. 7. P. 935–948.

Harrison W.D. Temperature measurements in a temperate glacier // J. Glaciol. 1975. V. 14. P. 23–30.

Hughes T. Modeling ice sheets from the bottom up // Quaternary Science Reviews. 2009. V. 28 (19). P. 1831–1849.

Kleman J., and Hättestrand C. Frozen-bed Fennoscandian and Laurentide ice sheets during the Last Glacial Maximum // Nature. 1999. V. 402. No. 6757. P. 63–66.

Kleman J., and Glasser N.F. The subglacial thermal organization (STO) of ice sheets // Quaternary Science Reviews. 2007. V. 26. No. 5–6. P. 585–597.

Kukkonen I.T., and Šafanda J. Palaeoclimate and structure: the most important factors controlling subsurface temperatures in crystalline rocks. A case history from Outokumpu, eastern Finland // Geophysical Journal International. 1996. V. 126. No. 1. P. 101–112.

Kukkonen I.T., Gosnold W.D., and Šafanda J. Anomalously low heat flow density in eastern Karelia, Baltic Shield: a possible paleoclimate signature // Tectonophysics. 1998. V. 291. P. 235–249.

Kukkonen I.T., Rath V., Kivekäs L., Šafanda J., and Čermak V. Geothermal studies of the Outokumpu Deep Drill Hole, Finland: Vertical variation in heat flow and palaeoclimatic implications // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2011. V. 188(1–2). P. 9–25.

Kukkonen I.T., Rath V., and Korpisalo A. Paleoclimatic Inversion of Ground Surface Temperature History from Geothermal Data on the Olkiluoto Drill Hole OL-KR56 / Working Report no. 2015-49, Helsinki, 2015. 64 pp.

Leeson A.A., Shepherd A., Briggs K., Howat I., Fettweis X., Morlighem M., and Rignot E. Supraglacial lakes on the Greenland ice sheet advance inland under warming climate // Nature Climate Change. 2015. V. 5(1). P. 51–55.

Luterbacher J., Dietrich D., Xoplaki E., Grosjean M., and Wanner H. European seasonal and annual temperature variability, trends and extremes since 1500 // Science. 2004. V. 303. P. 1499–1503.

MacGregor J.A., Fahnestock M.A., Catania G.A., Aschwanden A., Clow G.D., Colgan W.T., and Price S.F. A synthesis of the basal thermal state of the Greenland Ice Sheet // Journal of Geophysical Research: Earth Surface. 2016. V. 121(7). P. 1328–1350.

Majorowicz J., and Šafanda J. Heat flow variation with depth in Poland: evidence from equilibrium temperature logs in 2.9-km-deep well Torun-1 // International Journal of Earth Sciences. 2008. V. 97. No. 2. P. 307–315.

Majorowicz J., and Wybraniec S. New terrestrial heat flow map of Europe after regional paleoclimatic correction application // International Journal of Earth Sciences. 2011. V. 100.

No. 4. P. 881–887.
Majorowicz J. Permafrost at the ice base of recent Pleistocene glaciations–inferences from borehole temperature profiles // Bulletin of Geography. Physical Geography Series. 2012. V. 5(1). P. 7–28.
Majorowicz J., and Šafanda J. Effect of post-glacial warming seen in high precision temperature log deep into the granites in NE Alberta // International Journal of Earth Sciences. 2015. V. 104 (6). P. 1563–1571.
Mareschal J.C., Rolandone F., and Bienfait G. Heat flow variations in a deep borehole near Sept-Iles, Québec, Canada: Paleoclimatic interpretation and implications for regional heat flow estimates // Geophysical Research Letters. 1999. V. 26(14). P. 2049–2052.
Marshall S.J., and Clark P.U. Basal temperature evolution of North American ice sheets and implications for the 100-kyr cycle // Geophysical Research Letters. 2002. V. 29 (24). P. 1–4.
Maystrenko Y.P., Slagstad T., Elvebakk H.K., Olesen O., Ganerød G.V., and Rønning J.S. New heat flow data from three boreholes near Bergen, Stavanger and Moss, southern Norway // Geothermics. 2015. V. 56. P. 79–92.
Pickler C., Beltrami H., and Mareschal J.C. Laurentide Ice Sheet basal temperatures during the last glacial cycle as inferred from borehole data // Climate of the Past. 2016. V. 2(1). P. 115–127.
Popov Y.A., Pevzner S.L., Pimenov V.P., and Romushkevich R.A. New geothermal data from theKola superdeepwell SG-3 // Tectonophysics. 1999. V. 306. P. 345–366.
Rath V., and Mottaghy D. Smooth inversion for ground surface temperature histories: estimating the optimum regularization parameter by generalized cross-validation // Geophysical Journal International. 2007. V. 171. No. 3. P. 1440–1448.
Rogozhina I., Petrunin A.G., Vaughan A.P., Steinberger B., Johnson J.V., Kaban M.K., and Koulakov I. Melting at the base of the Greenland ice sheet explained by Iceland hotspot history // Nature Geoscience. 2016. V. 9(5). P. 366–369.
Rolandone F., Mareschal J.C., and Jaupart C. Temperatures at the base of the Laurentide Ice Sheet inferred from borehole temperature data // Geophysical Research Letters. 2003. V. 30. No. 18. P. 1–4.
Šafanda J., Szewczyk J., and Majorowicz J. Geothermal evidence of very low glacial temperatures on a rim of the Fennoscandian ice sheet // Geophysical Research Letters. 2004. V. 31. No. 7. L07211. doi: 10.1029/2004GL019547.
Siegert M.J., Dowdeswell J.A., Hald M., and Svendsen J.I. Modelling the Eurasian Ice Sheet through a full (Weichselian) glacial cycle // Global and Planetary Change. 2001. V. 31(1–4). P. 367–385.
Smellie J., Pitkänen P., Koskinen L., Aaltonen I., Eichinger F., Waber N., and Poteri A. Evolution of the Olkiluoto Site: Palaeohydrogeochemical Considerations. Working Report, 2014. 27 pp.
Schomacker A., Larsen N.K., Bjørk A.A., and Kjær K.H. Temperature observations from northernmost Greenland, 2006-2010 // Low Temperature Science. 2017. V. 75. P. 85–90. doi: 10.14943/lowtemsci.75.85.
Svendsen J.I., Alexanderson H., Astakhov V.I., Demidov I., Dowdeswell J.A., Funder S., Gataullin V., Henriksen M., Hjort C., Houmark-Nielsen M., Hubberten H.W., Ingolfsson O., Jakobsson M., Kjer R.H., Larsen E., Lokrantz H., Lunkka J.P., Lysa A., Mangerud J., Matiouchkov A., Murray A., Moller P., Niessen F., Nikolskaya O., Polyak L., Saarnisto M., Siegertk, Martin J., Siegert C., Spielhagen R.F., and Stein R. Late Quaternary ice sheet history of northern Eurasia // Quaternary Science Reviews. 2004. V. 23(11–13). P. 1229–1271.
Toropainen V. Core Drilling of Deep Drillhole OL-KR56 at Olkiluoto in Eurajoki 2011-2012 // Working Report 2012-52. Posiva Oy, 2012. P. 12–33.
Weertman J. Comparison between measured and theoretical temperature profiles of the Camp Century, Greenland, borehole // Journal of Geophysical Research. 1968. V. 73(8). P. 2691–2700.
Xing L.U. Estimations of undisturbed ground temperatures using numerical and analytical modeling. Oklahoma State University, 2008. 393 pp.

DOI: 10.25698/UGV.2018.2.4.34 УДК 550.8.053

ХАРАКТЕРИСТИКА ЗЕМНОЙ КОРЫ СЕВЕРНОЙ СУХОПУТНОЙ ОКРАИНЫ ТИМАНО-ПЕЧОРСКОЙ ПЛИТЫ ПО ГЕОТРАВЕРСУ АГАТ-1

Дружинин В.С., Начапкин Н.И., Осипов В.Ю. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В статье рассмотрены результаты анализа сейсмических материалов плотностного 2D моделирования и тектонического районирования по геотраверсу Агат-1, который расположен в южной окраине переходной зоны, соответствующей Арктическому поясу. При этом учитывался плотностной разрез по геотраверсу Агат-2 по сухопутной части Тимано-Печорской плиты.

2D моделирование, тектоническое районирование, глубинное строение земной коры.

CHARACTERISTIC OF THE EARTH CRUST OF NORTHERN EDGE OF TIMAN-PECHOR PLATE ALONG GEOTRAVERSE AGAT-1

Druzhinin V.S., Nachapkin N.I., Osipov V.Yu. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. In article the results of seismic materials analysis of density 2D modeling and tectonic zoning along geotraverse Agat-1, which is located in southern edge of transition zone corresponding to the Arctic belt, are considered. At same time, a section density on geotraverse Agat-2 along of Timan-Pechora plate land part was taken into account.

2D modeling, tectonic zoning, deep structure of the earth's crust.

Введение

Особенности строения осадочного чехла, представленного на рис. 1 выкопировкой из схемы тектонического районирования (Прищепа и др., 2011; 2010), подчеркивает его аномальность, проявленную, прежде всего, в значительном смещении основных структур морского сегмента Тима-

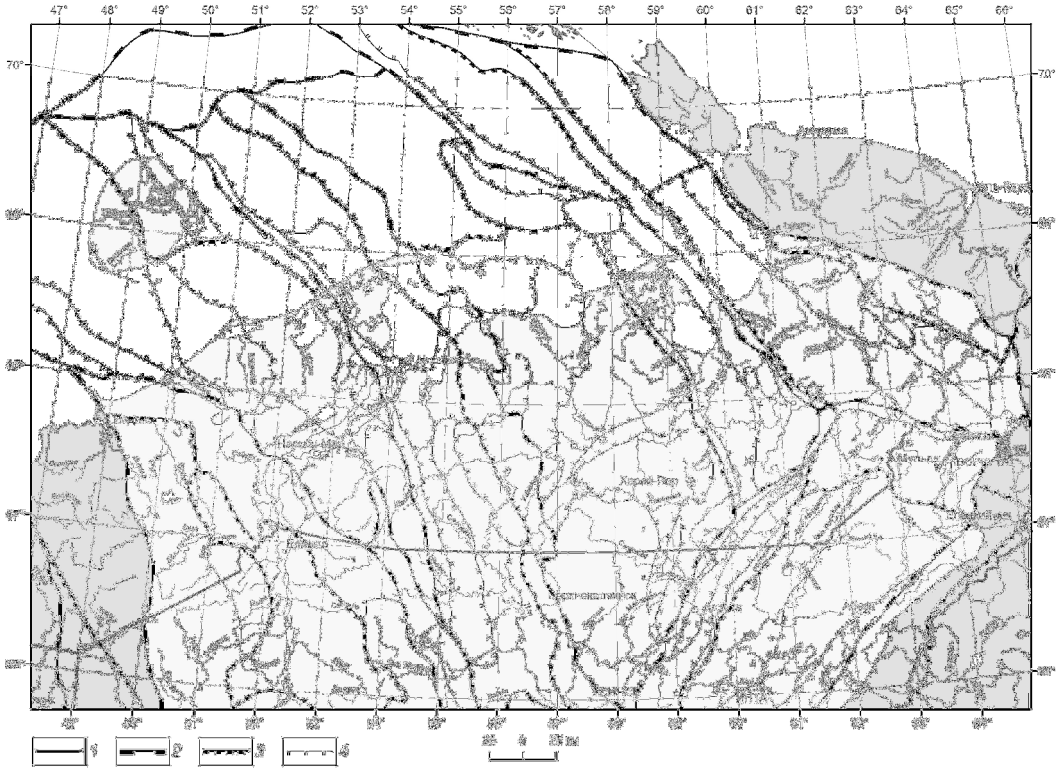


Рис. 1. Схема тектонического районирования Тимано-Печорского осадочного бассейна (Прищепа и др., 2011; 2010):
1 – административные границы; *2–4* – границы тектонического районирования: *2* – надпорядковые, *3* – 1-го порядка, *4* – 2-го порядка

но-Печорской плиты (ТПП) в западном направлении. В интервале широт 68º–69º30′ наблюдаются перемещения общей величиной до 200–240 км структур прибрежной полосы Южно-Печорского моря. Возникают два основных вопроса, необходимых для выяснения картины геодинамических преобразований ТПП и всего Уральского региона в полярных и заполярных широтах и на этой основе уточнения схемы регионального геокартирования и общей оценки нефтегазоперспективности (относительно крупных месторождений Арктического пояса Уральского региона). Первый вопрос – роль дизъюнктивной тектоники, второй – глубинность преобразований. Для их решения необходимо выяснить особенности строения консолидированной коры в указанной переходной полосе до широты 70º с.ш. В качестве первого шага рассмотрены особенности глубинного строения по геотраверсу Агат-1, расположенному в береговой полосе Печорского моря.

Содержание работы

1. Анализ имеющейся геолого-геофизической информации о строении консолидированного фундамента и земной коры по сейсмическим данным. Сведения о глубинной модели ограничены двумя геотраверсами Агат-1 (АГ-1) и Агат-2 (АГ-2), расположенными в сухопутной части ТПП. Разрез по АГ-2 был рассмотрен ранее (Дружинин и др., 2014). В статье приведён анализ авторского варианта сейсмического разрезано АГ-1, составленного А.В. Егоркиным в Центре «ГЕОН» (Егоркин, 1991).

Он представлен в виде упрощенной безразломной субгоризонтальной модели земной коры, неадекватной, как показали наши исследования, реальной среде и имеющимися данными, полученным методами ОГТ и ГСЗ по Южной части Печорского моря, выполненными ФГУНПП «Совморгео» (Морозова и др., 1995; Сакулина и др., 2003) (рис. 2). Отличие заключается в использовании для ранее выполненных сейсмических построений безразломной модели, что противоречит сложному характеру исходных сейсмических материалов и структурно-тектонической схеме консолидированного фундамента. Была проведена некоторая корректировка разреза с учетом выявленной типизации геологических структур первого порядка по особенностям глубинного строения (Дружинин и др., 2014). Принималась во внимание схема, приведенная на рис. 1 и сейсмогеологический разрез по геотраверсу АГ-2 (рис. 3, цветная вкладка).

2. Плотностное 2D моделирование по геотраверсу АГ-1 с первоначально заданными значениями плотности, исходя из скоростей и анализа поля Δg для намеченных блоков земной коры. Технология гравитационного моделирования изложена в (Дружинин и др., 2014); среднеквадратическое отклонение подбора поля Δg составило ±2 мГал.

3. Составление сейсмогеоплотностного разреза в соответствии с основными элементами глубинного сейсмогеокартирования (Дружинин и др., 2014) в М 1:1000 000 (рис. 4, цветная вкладка).

По результатам совместного анализа сейсмических данных и потенциальных полей составлен предварительный макет 3D модели кристаллической коры зоны сочленения Тимано-Печорской плиты с Северным Ледовитым океаном, представленным в рассматриваемых широтах Баренцевой платформой. В дальнейшем она послужит основой для создания объемной геолого-геофизической модели и схемы тектонического районирования верхней части литосферы, включая сухопутную и морскую части ТПП.

Основные результаты исследований

Общая характеристика тектонического районирования кристаллической коры ТПП

Поверхность консолидированной коры, представленной AR_1–V комплексами, находится на глубине 0–15 км, отличаясь повышенными глубинами залегания в центральной мегазоне до 10–15 км и небольшими мощностями 3–5 км осадочного комплексана западе Ижма-Печорской мегазоны, с выходом на дневную поверхность на востоке (открытый Урал).

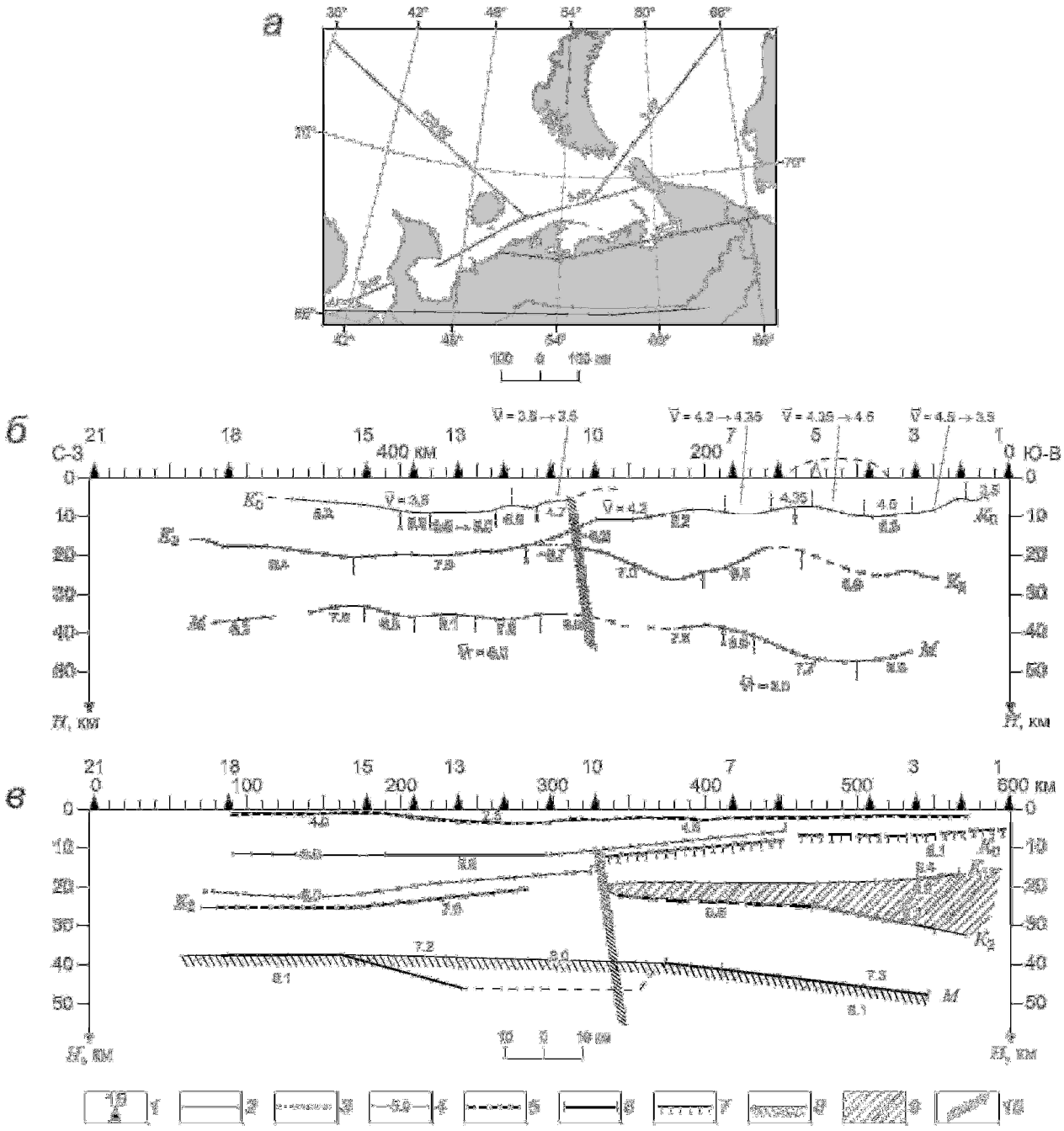


Рис. 2. Схема расположения профилей ГСЗ в полярных и заполярных широтах Тимано-Печорской плиты (***а***) и варианты сейсмических разрезов по (***б***, ***в***).

*Обозначения разрезов на схеме **а**:* профиль ГСЗ Института физики Земли РАН (ГСЗ-82); геотраверсы Агат-1 (АГ-1), Агат-2 (АГ-2) Центра «ГЕОН»; профиль ГСЗ, МОВ ФГУНПП «Севморгео» (3-АР);

варианты сейсмического разреза по профилю ГСЗ-82:

б – по Ю.В. Тулиной (Морозова и др., 1995):

1 – донные станции; *2* – преломляющие границы с граничными скоростями (они же пластовые) и средними скоростями в верхнем слое ($\overline{V}$, км/с). Уверенные участки, построенные по встречным годографам, даны сплошной линией, неуверенные – пунктиром; *3* – участки интерполяции;

в – по Н.И. Павленковой (Морозова и др., 1995):

4 – изолинии скорости (км/с); *5–8* – сейсмические границы: *5* – построенные по преломленным волнам, *6* – по отраженным и преломленным волнам, *7* – поверхность фундамента, К1, К2 – границы внутри коры, *8* – граница М, подошва коры; *9* – слой с пониженной скоростью.

Цифрами даны скорости в кровле и подошве каждого слоя.

10 – авторское дополнение о возможном присутствии глубинного разлома

Поверхность *M* (подошва земной коры) расположена в интервале глубин *H* = 37–52 км с максимальными глубинами на востоке центральной структуры Урала. Поверхность нижней коры (сейсмо-геологический раздел K_2) – на глубинах 18–25 км. Предполагается присутствие древнего нижнеархейского кристаллического фундамента, выделенного и изученного сверхглубоким бурением в Печенгской структуре Балтийского щита и Южно-Татарском своде; глубина его залегания от 7 до 18 км (профиль АГ-1).

Преобладают в данном районе разнонаклоненные относительно крутопадающие глубинные разломы преимущественно соответствующие в верхней части грабенообразным структурам, разделяющие основные подразделения ТПП. В целом в отличие от разреза по АГ-2, разрез по АГ-1, проходящий по восточной окраине сухопутной части ТПП, характерен более отчетливыми чертами глубинного строения.

По особенностям глубинного строения ТПП, как подразделения северо-восточной окраины ВЕП, в районе этого профиля в основном соответствует отрицательной структуре земной коры, в составе авлакогенов и грабенов, образующих общую крупную впадину по осадочным комплексам.

Характеристика основных подразделений ТПП

По особенностям глубинного строения рассматриваемая часть строения ТПП сохраняет тройное расчленение, как и в более южных широтах: на западе Тимано-Печорская Малоземельская, в центре Печорская и на востоке Западно-Уральская мегазона. Тимано-Печорская Малоземельская мегазона представлена на геотраверсе АГ-1 только ее восточной структурой и характеризуется небольшими глубинами залегания поверхности консолидированной коры 3–4,5 км, типичными для восточной окраины ВЕП положением поверхности *M* 40–43 км, нижней протокоры 20–25 км с возможным присутствием на глубинах 10–12 км нижнеархейского кристаллического фундамента, выше которого может находиться нижнепротерозойско-протогеосинклинальный комплекс, дополненный гранитизированными отложениями R_1, которые более широко были представлены на АГ-2.

Печорская мегазона занимает центральное положение в глубинной тектонике ТПП и подразделяется на три зоны. Западная зона, соответствующая Печоро-Колвинскому авлакогену, характеризуется уменьшением мощности земной коры до 38 км, увеличением мощности осадочного палеозойского и допалеозойского комплекса до 8–10 км, сокращенной мощностью до 15 км нижней коры, присутствием переходного мегакомплекса *K–M* с повышенными скоростными параметрами.

В целом структура земной коры западной зоны подобна модели для Калтасинского авлакогена, установленной на Свердловском пересечении ГСЗ (Средний Урал), который, вероятно, является пограничной зоной между нижнеархейскими гнейсовыми (AR_1) и нижнепротерозойскими протогеосинклинальными и гранитизированными рифейскими комплексами (PR_1,R); аналогичная поверхность раздела (AR_1–PR_1); как это было установлена в разрезе Кольской СГ-3 (Кольская … , 1984).

Центральная структура по геологическому районированию соответствует Хорейверско-Печороморской структуре. Для нее характерны некоторое увеличение глубины *M* по сравнению с западной зоной до 40–42 км, увеличение глубины K_2 до 25–26 км. Различие между западной и восточной частями наблюдается в положении древнего кристаллического фундамента: 15–16 км в первой и приподнятое до 10–11 км во второй части, с возможным здесь присутствием своеобразного переходного комплекса между подразделениями K_{01} и нижней коры. Увеличение мощности первого сейсмогеологического этажа (СГЭ) до 18 км происходит за счет верхней части консолидированной коры, которая, возможно, представлена протерозойско-рифейскими, квазислоистыми в сейсмическом плане, отложениями. Это может создавать неправильное представление об осадочном слое (Дружинин и др., 2014; Дружинин, Осипов, 2016). В восточной части Центрально-

Печорской зоны выделен аномальный разрез земной коры: присутствие в северной части протокоры слоя с пониженными расчётными плотностными параметрами 2,82 г/см^3. На профиле ГСЗ-82 (см. рис. 2) в его южной части в этом же варианте глубин выделен по результатам лучевого моделирования слой пониженной скорости. Возможно, они находятся в сходной тектонической обстановке.

Восточно-Печорская зона соответствует Варандей-Адзьвинской структурно-тектонической зоне. Она существенно отличается по глубинному строению относительно приподнятым положением поверхности раздела *M*, K_2 и *K–M*, увеличенными скоростными параметрами *K–M* (7,35–7,74 км/с) и расчетной плотности.

Восточнее Хорейверской впадины находится западная мегазона Уральской складчатой системы, которая по геологическому районированию соответствует Коротаихинской впадине и складчато-надвиговой зоне ТПП, соответствующей по глубинному районированию Предуральской и Западно-Уральской зонам.

Поверхность консолидированного фундамента, представленного отложениями PR, R, находится на глубине 6–10 км. Вся верхняя часть (до K_{01} включительно) имеет сложное тектоническое строение, особенно на участке сочленения двух зон (район 62º в.д.). Постепенное увеличение глубины по поверхности раздела *M* на востоке сопровождается некоторым подъемом глубинной границы земной коры (K_2).

Отнесение Предуральского прогиба, как составной части Припайхойско-Южно-Приновоземельского мегапрогиба к платформенной окраине осадочного бассейна, не стыкуется со спецификой глубинного строения и сложным характером тектоники, особенно четко проявленного по гряде Чернышева (профиль АГ-2), сейсмической информации ОГТ и результатам глубокого параметрического бурения, вскрывших складчатые комплексы O–S (Прищепа и др., 2008). По-видимому, Западно-Уральская зона складчатости (ЗУЗС), включая Предуральский прогиб, соответствует переходной (промежуточной) структуре континентальной коры, на строение которой оказали влияние геодинамические процессы, происходящие в центральной части Уральской складчатой системы (УСС), особенно при формировании консолидированной коры ТПП и перестройки тектоники приповерхностных структур (первый СГЭ) в более поздние (P–J) этапы развития приполярного и заполярного секторов Уральского региона. Необычность его строения подчеркивается присутствием в горной части Урала аномальных габбро-базит-ультрабазитовых массивов, возможно, принадлежащих одному Инта-Воркутинскому мегаблоку (Дружинин и др., 2017), составной частью которого может быть и Чернышевское поднятие. Профиль АГ-1 расположен севернее этого крупного необычного тела.

Центрально-Уральская мегазона включает Пайхойскую и западную часть Тагильской зоны, соответствующей по геологическому картированию осадочного бассейна Пайхойско-Новоземельской складчатой системе. Она имеет аномальные черты глубинного строения: увеличенную мощность земной коры от 50 км на Пайхое до 53 км на востоке профиля, поверхность нижней коры (K_2) в этом направлении поднимается с 20 до 16 км, поверхность K_{01} погружается с 6–8 км на Пайхое до 12–13 км в Тагильском прогибе. Характерна повышенная расслоенность переходного мегакомплекса: ниже кровли *K–M* на глубине 38–41 км намечается инверсионный слой с меньшими значениями физических параметров, суммарная мощность комплекса *K–M* достигает 15 км.

Геотраверс АГ-1 проходит по трём достаточно крупным нефтегазовым районам Тимано-Печорской плиты. Поэтому полученная информация более надёжно подчёркивает два основных глубинных критерия расположения месторождений УВ: приуроченность к глубинным разломам, представленным здесь в виде относительно локальных отрицательных структур и определённым типам глубинного строения. Неперспективны окраинные структуры: Ижма-Печорская и Западно-Уральская

мегазоны, включая незначительную перспективность Предуральского прогиба, что не согласуется с данными, приведёнными в работах (Прищепа и др., 2010; 2008). Сведения о специфике глубинного строения на последующих этапах исследований помогут на основе построения 3D модели оценить перспективы поисков месторождений УВ в морской части Тимано-Печорской плиты.

Заключение

Необходимо отметить следующие моменты.

1. Информация в виде сейсмогеоплотностного разреза по геотраверсу АГ-1, дополненная ранее составленным аналогичным разрезом по АГ-2, позволяет составить надежную глубинную основу земной коры для северной сухопутной части ТПП.

2. Глубинные разломы являются, по-видимому, одним из основных элементов тектоники, разграничивающие подразделения консолидированной коры. К ним приурочены тектонические нарушения осадочного бассейна. Важную роль в тектонике ТПП играют глубинные субширотные дислокации северо-северо-восточного направления. Такая же ситуация, возможно, в морской части ТПП. Ожидаемые крупные перемещения вероятнее всего имеют дизъюнктивный, а не пликативный характер, как представлено на схеме геокартирования осадочного слоя.

3. Согласно имеющейся сейсмической информации и характеру потенциальных полей в морской части ТПП, отображенных на схеме тектонического районирования, для объяснения значительных перемещений контуров основных подразделений потребуется обязательное составление объемной геолого-геофизической модели верхней части литосферы, как это было сделано для более южных районов. Подобные исследования будут способствовать повышению эффективности регионального прогнозирования, особенно глубоких объектов и новых районов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта фундаментальных научных исследований УрО РАН 18-5-5-23 (№ 0394-2018-0010).

Литература

Дружинин В.С., Мартышко П.С., Начапкин Н.И., Осипов В.Ю. Строение верхней части литосферы и нефтегазоносность недр Уральского региона. Екатеринбург: УрО РАН, 2014. 226 с.

Дружинин В.С., Мартышко П.С., Осипов В.Ю. Новая региональная карта тектоники консолидированного фундамента осадочных бассейнов и приповерхностных складчатых структур Уральского региона // ДАН 2017. Т. 475. № 1. С. 60–63.

Дружинин В.С., Осипов В.Ю. Схема тектоники земной коры восточно-юго-восточной окраины ВЕП // Уральский геофизический вестник. 2016. № 2. С. 86–98.

Егоркин А.В. Строение земной коры по сейсмическим геотраверсам // Глубинное строение территории СССР. М.: Наука, 1991. С. 118–135.

Кольская сверхглубокая / Гл. ред. Е.А. Козловский. М.: Недра, 1984. 490 с.

Морозова Е.А., Павленкова Н.И., Хербст Р. Сейсмическая модель земной коры юго-восточной части Баренцева моря и проблемы неоднозначности её построения // Физика Земли. 1995. № 2. С. 73–83.

Прищепа О.М., Баженова Т.К., Богацкий В.И. Нефтегазоносная система Тимано-Печорского осадочного бассейна (включая акваториальную печороморскую часть) // Геология и геофизика. 2011. Т. 52. № 8. С. 1129–1150.

Прищепа О.М., Богацкий В.И., Чумакова О.В., Аверьянова О.Ю. Перспективные направления геологоразведочных работ в Малоземельско-Колгуевской нефтегазоносной области // Разведка и охрана недр. 2010. № 4. С. 45–53.

Прищепа О.М., Орлова Л.М., Чумакова О.В. Каратаихинская впадина – перспективное направление геологоразведочных работ на нефть и газ в Тимано-Печорской нефтегазовой провинции // Геология, геофизика и разработка нефтяных и газовых месторождений. 2008. № 12. С. 9–19.

Сакулина Т.С., Рослов Ю.В., Иванова Н.М. Глубинные сейсмические исследования в Баренцевом и Карском морях // Физика Земли. 2003. № 6. С. 5–20.

DOI: 10.25698/UGV.2018.2.5.40 УДК 550.837.6

О РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ЛИНЕЙНОГО СОПРЯЖЕНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ СЛОИСТЫХ СРЕД С КРИВОЛИНЕЙНЫМИ ГРАНИЦАМИ. ЧАСТЬ I. ОБОБЩЕННО-НЕПРЕРЫВНЫЙ ОПЕРАТОР ЗАДАЧИ СОПРЯЖЕНИЯ

Ладовский И.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В работе рассматривается новый подход к решению задач линейного сопряжения для стационарных геофизических полей в кусочно-однородных средах. Разработан аналитический метод «сквозного интегрального преобразования» типа свертки с гармоническим почти всюду ядром для решения граничной задачи стационарной теплопроводности для уравнения с переменными (разрывными) коэффициентами. Сформулирована постановка однородных граничных условий Дирихле и Неймана, как предельных по теплопроводности, условий теплового сопряжения. Получено решение геотермической задачи для модели слоистого пласта с условием постоянства температуры в плоскости «нейтрального слоя» на его верхней границе и заданными значениями восходящего теплового потока на нижней границе. Применение обобщенной формулы Грина для потенциала и его разрывных производных требует лишь незначительной корректировки математического формализма, чтобы построить универсальную схему решения задачи теплового сопряжения в рамках классического анализа.

Теория потенциала, задача Дирихле-Неймана, условия теплового сопряжения, слоистая кусочно-однородная среда.

ON THE SOLVING LINEAR CONJUGACY PROBLEM FOR STATIONARY HEAT FIELDS IN PIECEWISE-HOMOGENEOUS MEDIA. PART I. GENERALIZED-CONTINUOUS OPERATOR CONJUGATION PROBLEM

Ladovskiy I.V. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Paper presents a new approach for linear conjugacy problem for stationary geophysical fields in piecewise-homogeneous media. Novel analytical method of integral convolution for boundary value problem of stationary thermal conductivity was created for the equation with variable coefficients. Its kernel is harmonical almost everywhere. Homogeneous boundary conditions of Dirichlet and Neumann were formulated as conditions of thermal conjugacy. Geothermal problem solution for the model of layered stratum under condition of constant temperature in the plane of neutral layer at the top and with given values of rising heat flux on the bottom layer boundary. Usage of generalized Green's formula for the potential and its discontinuous derivative requires only the minor change in mathematical formalism to build universal scheme for heat conjugacy problem in the frames of classical analysis.

Potential theory, Dirichlet-Neumann problem, conditions of thermal conjugacy, layered piecewise-homogeneous medium.

Введение

Разработка новых методов и компьютерных технологий построения количественных моделей глубинного строения земной коры и верхней мантии по комплексу геофизических полей является одним из самых перспективных направлений современных исследований в науках о Земле. Особый интерес представляет круг согласованных прикладных задач, когда различные по своей природе и информативности геофизические поля могут интерпретироваться по единому математическому сценарию. Для этого вполне достаточно, чтобы искомые поля удовлетворяли однотипным уравнениям и схожим граничным условиям поставленной задачи, конечно, если имеются реальные предпосылки для связи входящих в эти уравнения физических параметров среды (Моисеенко и др., 1970; Кутас, Гордиенко, 1971; Шлафштейн и др., 1993; Голованова, 2005; Rybach, Buntebarth, 1982). Установление таких внутренних связей позволяет выделить наибо-

лее устойчивые неоднородности коры и мантии и дать количественную оценку их проявления в аномальных геофизических полях различной эндогенной природы (Геофизическая … , 1987).

Необходимость изучения строения низов коры и верхней мантии настоятельно требует создания целенаправленных методов комплексных глубинных исследований, среди которых информативная составляющая геотермии играет не последнюю роль (Хачай, Дружинин, 1996; 1998). Интерпретация геотермических данных в их взаимосвязи с полями иной природы снижает степень неоднозначности математических моделей и повышает достоверность наших представлений о глубинном строении и вещественном составе структурно геологических комплексов неоднородной геологической среды на разных иерархических уровнях ее организации.

В теории геофизических исследований стационарные поля тепловой, магнитной или электрической природы, наряду с гравитационными полями, относят к классу потенциальных. Количественная интерпретации потенциальных полей опирается на решение граничных задач для уравнения Пуассона. Задачи стационарной теплопроводности для моделей кусочно-однородных сред математически эквивалентны задачам линейного сопряжения в теории потенциала (задачи МИП с учетом размагничивающего эффекта, задачи электроразведки на постоянном токе, метод заряда и др.) (Мартышко, 1996). И в этом смысле методы их решения являются универсальными. Вся разница состоит лишь в виде функции распределения источников первичного поля и условий на границе раздела «земля–воздух» (Гуревич, 1979; Воскобойников, 1973).

Геотермические модели стационарных тепловых полей исходят из распределения двух теплофизических параметров: мощности сторонних источников радиогенной теплогенерации Q и коэффициента теплопроводности λ. Их связывает условие неразрывности для стационарного теплового потока (формула Гаусса): суммарный поток через замкнутую поверхность S, ограничивающую область D, равен суммарной мощности источников внутри этой области:

$$\iint_S \mathbf{q}(P_S)\, d\vec{S}_P = \iiint_D Q(x_V)\, dV_P \qquad (1)$$

или в дифференциальной форме:

$$\mathrm{div}\,(\mathbf{q}) = Q. \qquad (2)$$

В неравномерно нагретом твердом теле, когда перепад температуры между составляющими его частями не слишком велик, тепловой поток пропорционален первой степени градиента температуры (Карслоу, Егер, 1964; Лыков, 1967). Для изотропных тел вектор теплового потока $\mathbf{q}$ антинаправлен вектору градиента температуры

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T. \qquad (3)$$

Соотношение (3) – это феноменологический закон теплопроводности Фурье; им характеризуется кондуктивный (или молекулярный) механизм передачи тепла в неподвижной сплошной среде из мест с более высокой в места с более низкой температурой. В таком случае, стационарная температура T будет потенциалом «растекания» векторного поля температурных градиентов (или поля тепловых потоков), а в области свободной от тепловых источников Q функция T будет гармонической. Как математическое постулат, линейная зависимость (3) требует лишь ограниченности градиента температуры, но не накладывает каких-либо условий на величину коэффициента теплопроводности. Поэтому в рамках линейного закона Фурье возможно описание процессов теплопереноса в среде с бесконечно большой или бесконечно малой теплопроводностью. Если теплопроводность среды достаточно высока, то градиент температуры в ней стремится к нулю, а распределение температур будет изотермическим. В противном случае, если теплопроводность среды равна нулю, то в нуль обращается и кондуктивная составляющая теплового потока: тепло не может распространяться в среде, теплопроводность которой характеризуется бесконечно низкой теплопроводностью. Предельные соотношения между полем температур и

тепловых потоков в идеально теплопроводящей ($\lambda \to \infty$) и идеально теплоизолированной среде ($\lambda \to 0$) непосредственно вытекают из феноменологического закона теплопроводности Фурье, т. е. выполняются независимо от уравнения неразрывности (2). Относительно последнего их можно рассматривать в качестве естественных граничных условий. В геотермических моделях кусочно-однородных сред идеально проводящий или теплоизолированный контакт соответствует постановке однородных граничных условий по температуре (задача Дирихле) или по тепловому потоку (задача Неймана) для сопредельных областей. Именно с этих позиций будем рассматривать предельные случаи «бесконечной» или «нулевой» теплопроводности в геотермических моделях кусочно-однородных сред.

В настоящей работе обсуждается постановка и метод решения граничной задачи теплового сопряжения в замкнутой интегральной форме. Краевая задача с условиями IV рода, сохраняя корректность классической постановки, сводится к решению редуцированного уравнения теплопроводности с разрывными коэффициентами (Ладовский, Шестаков, 2009). Интегральные преобразования в пространстве обобщенных функций преобразуют дифференциальный оператор краевой задачи в интегральное уравнение Фредгольма простого слоя (Земанян, 1974; Владимиров, Жаринов, 2000).

Уравнение граничной задачи теплового сопряжения

В среде с переменной теплопроводностью стационарная температура T удовлетворяет линейному уравнению потенциала. На основании (2–3), имеем:

$$\operatorname{div}(\lambda\nabla T) = \lambda\nabla^2 T + (\nabla\lambda\nabla T) + Q = 0. \quad (4)$$

Это линейное дифференциальное уравнение в частных производных 2-го порядка с переменными коэффициентами. Для того, чтобы искомая температура T была бы по крайней мере дважды дифференцируемой, коэффициент теплопроводности λ в уравнении (4) должен аппроксимироваться кусочно-гладкой функцией, с разрывами производных $\nabla\lambda$ не выше I-го рода. Это требование теоремы существования (Кошляков и др., 1970; Тихонов, Самарский, 1972). Но, если среда с переменной теплопроводностью состоит из конечного числа контактирующих однородных подобластей, в каждой из которых теплопроводность постоянна, а на границах раздела испытывает конечный скачок, то вместе с ней испытывает скачок и нормальная составляющая градиента температуры. На граничной поверхности контакта разнотеплопроводных сред не определен градиент разрывной функции $\nabla\lambda$ и градиент температуры; не существуют и вторые производные от температуры $\nabla^2 T$ в их классическом понимании. На поверхности разрыва дифференциальные операции утрачивают свой смысл; их заменяют более сглаженные интегральные условия непрерывности температуры и нормальной составляющей теплового потока. Преобразование линейного дифференциального уравнения (4) к требованиям форм теоремы существования приводит к классической постановке задачи теплового сопряжения (Кошляков и др., 1970; Лыков, 1967).

Поясним сказанное примером. Рассмотрим фрагмент модельного разреза кусочно-однородной по теплопроводности среды (рис. 1). Две соприкасающиеся области D_i и D_{i+1} части слоистого пространства R^3 разделяет поверхность S_i. Поверхность S_i достаточно гладкая, т. е. имеет непрерывно вращающуюся касательную плоскость и соответствующее ей непрерывное поле нормалей $\mathbf{N}(S_i)$. За положительное направление нормали условимся выбирать направление в сторону возрастания индекса области, т. е. $D_i \to D_{i+1}$.

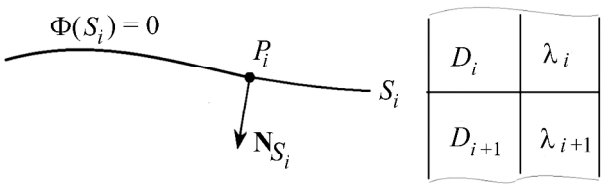


Рис. 1. Фрагмент слоистой среды и геометрия задачи в пространстве R^3

Область D_i заполнена средой с теплопроводностью λ_i и плотностью сторонних источников теплогенерации Q_i. Для каждой части такой среды, где теплопроводность постоянна, уравнение (4) превращается в уравнение Пуассона

$$\nabla^2 T_i + \frac{Q_i}{\lambda_i} = 0. \qquad (5)$$

В непосредственной окрестности двусторонней поверхности S_i Гауссов интеграл (1) преобразуется к интегральной формуле «поверхностной» дивергенции (Светов, Губатенко 1988):

$$\operatorname{div}(\mathbf{q}) = \left(\mathbf{N}_{S_i} \cdot \left(\mathbf{q}_{i+1} - \mathbf{q}_i\right)\right) = Q_S.$$

И, если плотность поверхностных источников $Q_S = 0$, то мы имеем хорошо известное условие теплового сопряжения. По принятой классификации – это краевое условие IV рода. Оно означает непрерывность нормальной составляющей теплового потока при переходе через границу раздела сред с различной теплопроводностью (Карслоу, Егер, 1964; Лыков, 1967):

$$\lambda_{i+1} \left.\frac{\partial T_{i+1}}{\partial N_S}\right|_{S_{i+0}} - \lambda_i \left.\frac{\partial T_i}{\partial N_S}\right|_{S_{i-0}} = 0. \qquad (6)$$

Еще одно условие на граничной поверхности S_i – условие непрерывности температуры непосредственно следует из линейного соотношения (3): если градиент температуры испытывает разрыв не выше 1-го рода, то сама температура сохраняя непрерывность, испытывает лишь излом.

$$\left.T_{i+1}\right|_{S_{i+0}} = \left.T_i\right|_{S_{i-0}} = 0. \qquad (7)$$

Граничные условия задачи сопряжения (6–7) можно записать в эквивалентной, но более удобной форме через источники простого (или двойного) слоя, выразив их плотность через скачок искомых функций (Мартышко, 1996). Сориентируем поверхность S_i относительно выбранного направления положительной нормали $\mathbf{N}(S_i)$. Правосторонний предел $S_i + 0$ принимается за внешнюю сторону, а левосторонний $S_i - 0$ – за внутреннюю сторону ориентированной граничной поверхности (см. рис. 1). Согласно граничным условиям (6–7), при переходе с внешней на внутреннюю сторону поверхности S_i температура остается непрерывной, а градиент температуры испытывает скачок:

$$[T]_{S_i} = 0;$$

$$\left[\frac{\partial T}{\partial N}\right]_{S_i} = \left(\frac{\partial T_{i+1}}{\partial N_{S_i}} - \frac{\partial T_i}{\partial N_{S_i}}\right) =$$

$$= \left(\frac{\lambda_i - \lambda_{i+1}}{\lambda_i + \lambda_{i+1}}\right)\left(\frac{\partial T_{i+1}}{\partial N_{S_i}} + \frac{\partial T_i}{\partial N_{S_i}}\right).$$

Скачок приграничных градиентов, спроектированных на направление внешней нормали, создает поверхностный простой слой на S_i, плотность которого $\nu(S_i)$ пропорциональна контрасту теплопроводности сопредельных сред (Ладовский, 1990; 2002):

$$\nu(S_i) = \left[\frac{\partial T}{\partial N}\right]_{S_i} =$$

$$= \left(\frac{\partial T_{i+1}}{\partial N_{S_i}} - \frac{\partial T_i}{\partial N_{S_i}}\right) = \varepsilon_i \left(\frac{\partial T_{i+1}}{\partial N_{S_i}} + \frac{\partial T_i}{\partial N_{S_i}}\right), \qquad (8)$$

где $\varepsilon_i = (\lambda_i - \lambda_{i+1})/(\lambda_i + \lambda_{i+1})$ – параметр теплопроводной контрастности.

Разрывный характер изменения теплофизических свойств среды и вытекающая из него необходимость постановки условий сопряжения на границах кусочно-однородных сред – вот сдерживающий фактор развития методов классического анализа. Дело в том, что в эти условия не входят явные значения граничных функций; указана лишь степень гладкости сопрягаемых на границах тепловых полей. Ветви кусочно-гладкого решения тепловой задачи удовлетворяют системе частных уравнений, каждое из которых задано в своем пространственном базисе, но не замкнуто граничными условиями. В результате утрачивается существенная часть классического формализма решения краевых задач. Как в методе разделения переменных, так и в идейно близком ему методе интегральных преобразований возникает принципиальный вопрос о «сшивании» частных решений, построенных по различным системам собственных функций. Как правило,

интегральные преобразования в конечных (или в бесконечных) пределах не применяют по тем пространственным переменным, в направлении которых свойства среды меняются скачкообразно.

Разрыв коэффициентов в дифференциальном уравнении не обязательно сводить к граничным условиям; можно, не меняя уравнение, доопределить особенности коэффициентов на границах раздела при помощи разрывных дифференцируемых функций, типа функции Хевисайда (Ладовский, Шестаков, 2009). В основе такого подхода лежат эвристические построения, заимствованные из теории обобщенных функций. «Если рассматривать уравнение краевой задачи на пространстве обобщенных функций, то в этом случае нет необходимости вводить на каких либо особых поверхностях специальные граничные условия, достаточно понимать ... дифференциальные операторы в обобщенном смысле» (Светов, Губатенко, 1988, с. 21).

Обобщенно-непрерывный оператор задачи сопряжения тепловых полей

Граничные условия (8) задачи сопряжения можно рассматривать, как обобщенные функции (интегралы) сингулярного оператора (4), особенности которого сосредоточены на поверхности носителя S_i. Граничная поверхность обязательно должна быть двухсторонней, поскольку она разграничивает области существования кусочно-гладких решений в сопредельных областях D_i и D_{i+1}. Скачок нормальной составляющей градиента температуры на граничной поверхности S_i компенсируется скачком обратных коэффициентов теплопроводности. В таком случае, если доопределить соответствующим образом значения градиентов температуры и коэффициентов *обратной* теплопроводности на поверхности разрыва, то можно избежать процедуры построения частных решений для системы уравнений (5). Континуальная постановка задачи сопряжения предполагает получение единого обобщенно непрерывного дифференциального оператора прямой задачи сопряжения для кусочно-однородного пространства R^3 как в точках непрерывности, так и в точках разрыва материальных параметров среды.

В окрестности граничной поверхности $S_i \pm 0$ зададим правильные (по Ляпунову) лево- и правосторонние предельные значения нормальной составляющей градиента температуры:

$$\left.\frac{\partial T_i}{\partial N_{S_i}}\right|_{S-0} = \frac{1}{\lambda_i}\left(\mathbf{N}_{S_i}\cdot\mathbf{q}_i\right);$$

$$\left.\frac{\partial T_{i+1}}{\partial N_{S_i}}\right|_{S+0} = \frac{1}{\lambda_{i+1}}\left(\mathbf{N}_{S_i}\cdot\mathbf{q}_{i+1}\right).$$

На самой поверхности S_i прямые значения температуры и нормальной составляющей теплового потока (устранимый разрыв) доопределим по непрерывности:

$$T(S_i) = \frac{1}{2}\left(T_{i+1}(S+0) + T_i(S_i - 0)\right);$$

$$\left(\mathbf{N}_{S_i}\cdot\mathbf{q}(S_i)\right) = \\ = \frac{1}{2}\mathbf{N}_{S_i}\left(\mathbf{q}_{i+1}(S_i+0) + \mathbf{q}_i(S_i-0)\right).$$

По аналогии, прямое значение нормальной составляющей градиента температуры на поверхности S_i (разрыв 1-го рода) вычислим через полусумму Дирихле его право- и левосторонних пределов (Кошляков и др., 1970):

$$\frac{\partial T(S_i)}{\partial N_{S_i}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial T_{i+1}(S_i+0)}{\partial N_{S_i}} + \frac{\partial T_i(S_i-0)}{\partial N_{S_i}}\right). \quad (9)$$

Аксиоматический постулат Дирихле однозначно определяет прямое значение разрывной теплопроводности на поверхности S_i. Заменяя в (9) компоненты градиента на компоненты теплового потока, получаем:

$$\frac{\left(\mathbf{N}_{S_i}\cdot\mathbf{q}(S_i)\right)}{\lambda(S_i)} = \frac{1}{2}\mathbf{N}_{S_i}\cdot\left(\frac{\mathbf{q}_{i+1}(S_i+0)}{\lambda(S_i+0)} + \frac{\mathbf{q}_i(S_i-0)}{\lambda(S_i-0)}\right)$$

или, в силу непрерывности нормальной составляющей теплового потока:

$$\frac{1}{\lambda(S_i)} = \frac{1}{\lambda(S_i+0)} + \\ + \frac{1}{\lambda(S_i-0)} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\lambda_{i+1}} + \frac{1}{\lambda_i}\right). \quad (10)$$

Прямое значение коэффициента теплопроводности на границе контакта сопредельных сред равно гармоническому среднему его право- и левосторонних значений.

Обозначим $x = (x^{(1)}, x^{(2)}, x^{(3)})$ – координаты произвольной точки R^3 относительно некоторого начала (точки звездности) областей D_i. Уравнение гладкой поверхности S_i в декартовых координатах зададим неявной функцией переменных x:

$$\Phi(S_i) = \Phi_i(x) = \Phi_i(x^{(1)}, x^{(2)}, x^{(3)}) = 0;$$

$$\Phi(x) \subset C^1.$$

При помощи символической ступенчатой функции Хевисайда, заданной на множестве точек Евклидова пространства $D_i \bigcup D_{i+1}$, определим функцию области, параметризованную уравнением ее граничной поверхности $\Phi(x)$ (Владимиров, Жаринов, 2000). На самой граничной поверхности функцию области доопределим через полусумму Дирихле ее право- и левосторонних значений:

$$\mathrm{H}(\Phi) = \begin{cases} 1,\ x = x_1 \in D_{i+1},\ \Phi_i(x) > 0 \\ \dfrac{1}{2}, x = x_S \in S_i,\ \Phi_i(x) = 0 \\ 0, x = x_2 \in D_i \quad \Phi_i(x) < 0. \end{cases}$$

Градиент функции области коллинеарен вектору нормали к ограничивающей ее поверхности (Гельфанд, Шилов, 1959), а обобщенная производная ступенчатой функции равна сингулярной дельта-функции, сосредоточенной на поверхности разрыва:

$$\nabla \mathrm{H}(\Phi_i) = \delta_S(\Phi_i) \otimes \nabla \Phi_i = \mathbf{N}_{S_i} \otimes \delta_S(\Phi_i). \quad (11)$$

Пусть $\lambda(x)$ переменный коэффициент теплопроводности среды в области $D_i \bigcup D_{i+1}$. Для слоистой модели $\lambda(x)$ – это кусочно-непрерывная функция с разрывом 1-го рода на границе раздела сред $S_i(x)$; $x \in S_i$. Функциональную зависимость разрывной теплопроводности от координат можно выразить через ступенчатую символическую функцию области $\mathrm{H}(\Phi)$. Задаваясь величиной скачка коэффициента теплопроводности и его прямым значением (10) на поверхности S_i, построим линейный по $\mathrm{H}(\Phi)$ эвристический закон изменения обратной теплопроводности (Ладовский, Шестаков, 2009):

$$\frac{1}{\lambda(x)} = \frac{1}{\lambda_i} + \left(\frac{1}{\lambda_{i+1}} - \frac{1}{\lambda_i}\right) \cdot \mathrm{H}(\Phi_i) =$$

$$= \begin{cases} \dfrac{1}{\lambda_i}; & x \in D_i,\ \Phi_i(x) < 0 \\ \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{1}{\lambda_{i+1}} + \dfrac{1}{\lambda_i}\right); & x \in S_i,\ \Phi_i(x) = 0 \\ \dfrac{1}{\lambda_{i+1}}; & x \in D_{i+1},\ \Phi_i(x) > 0. \end{cases} \quad (12)$$

Выразим коэффициенты уравнения (4) через ступенчатую (импульсную) функцию обратной теплопроводности и, вычислив все требуемые производные, построим обобщенно непрерывный оператор прямой задачи. Перепишем уравнение (4) в эквивалентной форме:

$$\nabla^2 T + \frac{\nabla \lambda(x)}{\lambda(x)} \nabla T + \frac{Q(x)}{\lambda(x)} = 0, \quad x \in R^3. \quad (13)$$

Второй (градиентный) член уравнения (13) содержит произведение трех разрывных функций. Такого произведения не существует (Владимиров, Жаринов, 2000). Однако:

$$\frac{\nabla \lambda(x)}{\lambda(x)} \nabla T = -\nabla\left(\frac{1}{\lambda(x)}\right) \cdot \lambda(x) \nabla T = \nabla\left(\frac{1}{\lambda(x)}\right) \mathbf{q}(x).$$

Здесь произведение одной разрывной функции (обратной теплопроводности) на непрерывную функцию (нормальную составляющую теплового потока) безусловно существует. Вычислим градиент символической функции обратной теплопроводности (12) как обобщенный градиент разрывной функции. Учитывая (11), получим

$$\nabla\left(\frac{1}{\lambda(x)}\right) = \left(\frac{1}{\lambda_{i+1}} - \frac{1}{\lambda_i}\right) \nabla \mathrm{H}(\Phi_i) =$$

$$= \left(\frac{1}{\lambda_{i+1}} - \frac{1}{\lambda_i}\right) \delta_S(\Phi_i) \otimes \nabla \Phi_i =$$

$$= \left(\frac{\lambda_i - \lambda_{i+1}}{\lambda_{i+1}\lambda_i}\right) \left(\mathbf{N}_{S_i} \otimes \delta_S(\Phi_i)\right).$$

Граничные поверхности раздела S_i разнотеплопроводных сред служат носителями δ функций, а их сомножителями являются непрерывные функции нормальной состав-

ляющей теплового потока. Следовательно, при $x \in S_i$ имеем:

$$\left(\mathbf{N}_{S_i} \cdot \mathbf{q}\right)\Big|_{S_i} = \lambda(x_S)\left(\mathbf{N}_{S_i} \cdot \nabla T\right) =$$

$$= 2\left(\frac{\lambda_{i+1}\lambda_i}{\lambda_i + \lambda_{i+1}}\right)\left(\mathbf{N}_{S_i} \cdot \nabla T\right)_{S_i}.$$

Градиентный член в уравнении (13) преобразуется к виду, характерному для потенциала простого слоя с объемной сингулярной плотностью (Кошляков и др., 1970; Владимиров, Жаринов, 2000):

$$\nabla^2 T - \nu(S_i) \otimes \delta_S(\Phi_i) + \frac{Q(x)}{\lambda(x)} = 0, \quad (14)$$

где $\nu(S_i)$ – заданная на S_i поверхностная плотность источников простого слоя:

$$\nu(S_i) = \left(\frac{\lambda_i - \lambda_{i+1}}{\lambda_{i+1}\lambda_i}\right)\lambda(x_S)\left(\mathbf{N}_{S_i} \cdot \nabla T\right)\cdot\Big|_{S_i} =$$

$$= 2\varepsilon_i \frac{\partial T(x_S)}{\partial N_{S_i}}. \quad (15)$$

Здесь коэффициент $\varepsilon_i = (\lambda_i - \lambda_{i+1})/(\lambda_i + \lambda_{i+1})$ обозначает тот же самый параметр теплопроводной контрастности, ранее определенный в (8) из граничных условий сопряжения. И, если учесть, что прямое значение нормальной производной температуры равно полусумме (9) своих предельных значений в окрестности точек разрыва, то представления (8) и (15) для плотности простого слоя оказываются тождественными. Это лишний раз подтверждает правильность эвристического выбора ступенчатой аппроксимации (12) для символической разрывной функции обратной теплопроводности.

Обобщенно непрерывный оператор (14) является, безусловно, корректным оператором не только в точках непрерывности, но и в точках разрыва *обратного* коэффициента теплопроводности и соответствует континуальной постановке задачи сопряжения «без граничных условий». Поэтому само уравнение (14), в котором простой слой на S_i с объемной сингулярной плотностью заменяет граничные интегральные условия теплового сопряжения, будем называть уравнением в редукции контраста разнотеплопроводных сред (Ладовский, 2002; Ладовский, Шестаков, 2009).

Интегральная формула Грина

Граничная задача теплового сопряжения (5–7) сводится к решению редуцированного уравнения (14) с разрывными коэффициентами. Интегральные преобразования в пространстве обобщенных функций составляют алгоритмическую основу операционных методов его решения (Земанян, 1974). В классе поверхностей, параметризованных Евклидовым расстоянием $r(x) = |x|$, подходящим интегральным преобразованием в R^3 будет преобразование типа свертки с гармоническим почти всюду ядром. Подобное преобразование эквивалентно применению методов теории потенциала (Кошляков и др., 1970; Тихонов, Самарский, 1972).

Понятие обобщенных функций $f(x)$ и ее обобщенных производных $f^{(\alpha)}(x)$ связывают с существованием определенных интегралов (линейных непрерывных функционалов), заданных на множестве бесконечно дифференцируемых (в классическом смысле) основных финитных функций $\varphi(x)$ Евклидова пространства R^3 (Гельфанд, Шилов, 1959)

$$(f, \varphi) = \int_{R^3} f(x) \cdot \varphi(x) dx,$$

$$\left(f^{(\alpha)}, \varphi\right) = \int_{R^3} f^{(\alpha)}(x) \cdot \varphi(x) dx =$$

$$= (-1)^{(\alpha)} \int_{R^3} f(x) \cdot \varphi^{(\alpha)}(x) dx.$$

Если область интегрирования не ограничена, то основные функции подчиняются условиям регулярности на бесконечности:

$$\lim_{|x| \to \infty} \varphi^{(\alpha)}(x) = 0.$$

Пусть $f(x)$ – кусочно-непрерывная функция с разрывом не выше 1-го рода. На множестве основных функций $\varphi(x)$ производная обобщенной функции $f(x)$ «n» порядка определяется сингулярностью «$n - 1$» порядка (Гельфанд, Шилов, 1959):

$$f^{(n)}(x) \sim \delta^{(n-1)}(x); \;\; f'(x) = \delta^{(0)}(x) = \delta(x).$$

Для обобщённой функции нескольких переменных частные производные вычисляются аналогично, с учётом разрыва функции по всем направлениям $(x) = (x^{(1)}, x^{(2)}, x^{(3)})$. В пространстве R^3 обобщенный лапласиан кусочно-непрерывной функции $f(x)$, помимо регулярной составляющей, выражается через конечные скачки самой функции и ее производных в направлении нормали к поверхности разрыва (Владимиров, Жаринов, 2000).

$$\nabla^2 f = \left\{\nabla^2 f\right\} + \left[\frac{\partial f}{\partial N}\right]_S \delta_S + \frac{\partial}{\partial N}\left([f]\delta_S\right), \quad (16)$$

где $\{\nabla^2 f\}$ – лапласиан регулярной части функции; f и $\left[\frac{\partial f}{\partial N}\right]_S$ – скачок самой функции и ее первых производных по направлению нормали к поверхности S.

Кусочно-гладкая функция температуры $T(x)$ в пространстве R^3 удовлетворяет подобному (16) дифференциальному уравнению (14) с сингулярными коэффициентами.

Сравнивая (14) и (16), приходим к следующему заключению. Гладкое решение задачи сопряжения обеспечивает ньютоновский потенциал «нормального» температурного поля. Для этого достаточно, чтобы плотность источников объемного потенциала была ограничена в R^3 (Тихонов, Самарский, 1972)

$$\left\{\nabla^2 T\right\} = \nabla^2 W = -\frac{Q(x)}{\lambda(x)}.$$

Потенциал простого слоя на S_i определяется величиной скачка (8) первых производных температуры по выбранному направлению нормали

$$\nu(S_i) = \left[\frac{\partial T}{\partial N}\right]_{S_i} = \left(\frac{\partial T_{i+1}}{\partial N_{S_i}} - \frac{\partial T_i}{\partial N_{S_i}}\right) = 2\varepsilon_i \frac{\partial T(x_S)}{\partial N_{S_i}}.$$

Скачок температуры равен нулю в силу ее непрерывности на $[T]|_{S_i} = 0$.

В основе операционного метода решения редуцированного уравнения (14) лежит метод сквозных интегральных преобразований. Если поверхность S параметризована Евклидовым расстоянием, то подходящим интегральным преобразованием в R^3 будет преобразование типа свертки с гармоническим почти всюду ядром.

Пусть $A(x)$ – некоторая фиксированная точка вычисления поля и $P(x)$ текущая переменная точка интегрирования в пространстве R^3. Определим Евклидово расстояние от точки A до точки P по формуле

$$r_{AP} = |x_A - x_P| = \sqrt{\sum (x_A - x_P)^2}.$$

Причем

$$r_{AP} = r_{AP}^{+}, \text{ при } x_A = x_2 \in D_{i+1};$$

$$r_{AP} = r_{AP}^{-}, \text{ при } x_A = x_1 \in D_i.$$

Обобщенная функция обратных расстояний $(r_{AP})^{-1}$ определяет сингулярный функционал $\nabla^2(1/r_{AP})$ на множестве основных функций $\varphi(x)$ пространства R^3:

$$\nabla^2\left(\frac{1}{r_{AP}}\right) = -4\pi\delta(x_A - x_P). \quad (17)$$

Операция свертки (символ $\otimes$) на множестве функций с бесконечным носителем $R^3\backslash\{0\}$ (за исключением множества меры нуль) является коммутативным оператором. Следовательно (Гельфанд, Шилов, 1959):

$$\left(\left(\nabla^2 T \otimes \frac{1}{r_{AP}}\right), \varphi\right) = \left(\left(\nabla^2 \frac{1}{r_{AP}} \otimes T\right), \varphi\right). \quad (18)$$

Свертка обобщённой функции лапласиана (14) с функцией обратных расстояний приводит к интегральной формуле:

$$-\iiint_{R^3} \frac{Q(x_P)}{\lambda(x_P)} \frac{1}{r_{AP}} dV_P + \iint_S \frac{\nu(x_P)}{r_{AP}} dS_P =$$
$$= -4\pi \iiint_{R^3} T(x_P)\delta(x_A - x_P) dV_P,$$

δ – функция правой части снимает интеграл по пространственным переменным, и мы приходим к интегральной форме решения задачи для уравнения (14):

$$T(x_A) = W(x_A) - \frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{\nu(x_P)}{r_{AP}} dS_P, \quad x_A \in R^3;\ x_P \in S. \quad (19)$$

Здесь $W(x_A) \subset C^1$ – объемный (ньютоновский) потенциал «нормального» поля источников объёмной теплогенерации лока-

лизованных в пространственных областях $V_c = V_i \bigcup_{i+1} \subset R^3$;

$$W(x_A) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{V_C} \frac{Q(x_C)}{\lambda(x_C)} \frac{1}{r_{AC}} dV_C; \quad (20)$$

$$x_A \in R^3, \ x_C \in V_C.$$

$\Pi(x_A) \subset C^0$ – поверхностный потенциал простого слоя вторичных источников, наведенных на границе S_i раздела разнотеплопроводных сред:

$$\Pi(x_A) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_i} \frac{\nu_i(x_P)}{r_{AP}} dS_P, \quad (21)$$

$$x_A \in R^3; \ x_P \in S_i.$$

Подчеркнем, что преобразование свертки применяется не отдельно по каждой области D_i и D_{i+1}, а по их объединению $D_i \bigcup D_{i+1} \subset R^3$. Простой слой на S_i обеспечивает выполнение граничных условий (6–7) и требуемую гладкость сопряжения интегральных трансформаций во всем неограниченном пространстве. В этом и состоит суть операционного метода сквозных интегральных преобразований.

Функция температуры (19) непрерывна в пространстве R^3. Это следует из определения простого слоя. Градиент температуры уже разрывная функция, связанная с поведением особого интеграла на S_i

$$\nabla_A T(x_A) = \nabla_A W(x_A) - \frac{1}{4\pi} \nabla_A \iint_S \frac{\nu(x_P)}{r_{AP}} dS_P.$$

Полагая $x_A = x_S$, получаем интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода относительно плотности простого слоя $\nu(x_S)$:

$$\frac{\nu(x_S)}{2\varepsilon} + \frac{1}{4\pi} \iint_S \nu(x_P) \frac{\partial}{\partial N_A} \frac{1}{r_{AP}} dS_P = \Gamma_W, \quad (22)$$

где $\nu(x_S)$ пропорциональна прямому значению (15) нормальной составляющая градиента температуры на поверхности S; Γ_W – проекция градиента поля объёмных источников на направление внешней нормали.

$$\nu(x_S) = \frac{\partial T_1(x_S)}{\partial N} - \frac{\partial T_2(x_S)}{\partial N} = 2\varepsilon \cdot \left(\vec{N}_A \cdot \nabla_A T(x_S)\right);$$

$$\Gamma_W = \left(\vec{N}_A \cdot \nabla_A W\right) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{R^3} \frac{Q(x_P)}{\lambda(x_P)} \frac{\partial}{\partial N_A} \left(\frac{1}{r_{AP}}\right) dV_P.$$

Необходимым условием разрешимости особого интегрального уравнения (22) является закон сохранения теплоты в форме (1): поток тепла через замкнутую поверхность S, ограничивающий некоторый объем, равен суммарной величине источников, находящихся внутри S.

$$\iiint_{V_2} Q_2(x_P) dV_2 = \iiint_{V_2} \operatorname{div}(\vec{q}) dV_2 =$$

$$= \iint_S q_N(x_S) dS_P = -\frac{\lambda(x_S)}{2\varepsilon} \iint_S \nu(x_S) dS_P.$$

Откуда следует

$$\iint_S \nu(x_S) dS_P = -\frac{2\varepsilon}{\lambda(x_S)} \iiint_{V_2} Q_2(x_P) dV_2 = \quad (23)$$

$$= \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \iiint_{V_2} Q_2(x_P) dV_2.$$

Суммарная плотность простого слоя равняется нулю в двух случаях. Первый представляется тривиальным ($\lambda_1 = \lambda_2$); второй, в силу его конструктивности, заслуживает внимания: интеграл по поверхности простого слоя, ограничивающей замкнутую область гармоничности функции ($Q_2 = 0$) обращается в нуль.

$$\iint_S \nu(x_S) dS_P = 0.$$

Таким образом, решение граничной задачи сопряжения в классе поверхностей, параметризованных Евклидовым расстоянием $r(x) = |x|$, сводится к интегральному представлению (19) с неявно заданным оператором и порождает необходимость решения уравнения Фредгольма 2-го рода (22) при условии ортогональности (23) его собственных функций. В теории потенциала подобное преобразование успешно применяется при решения прямых задач Дирихле или Неймана с явно заданными односторонними граничными условиями. (Кошляков и др., 1970; Тихонов, Самарский, 1972; Земанян, 1974). В задачах сопряжения формула Грина впервые была применена Г.М. Воскобойниковым для вывода интегрального уравнения относительно плотности двойного слоя примени-

тельно к стационарным электромагнитным полям (Воскобойников, 1973). Этот подход получил дальнейшее развитие при решении обратной задачи электроразведки на постоянном токе (Мартышко 1983; 1986) и задачи магниторазведки (задачи МИП) с учетом размагничивающего эффекта в параметризованных классах локальных объектов. И в этом направлении исчерпывающие результаты обобщены в работе (Мартышко, 1996).

Выводы

Развитие методов количественной интерпретации потенциальных гравитационных и магнитных полей с построением трехмерных сеточных моделей распределения плотности и намагниченности предопределило возможность верификации искомых параметров в полях принципиально иной эндогенной природы – полях стационарных температур и тепловых потоков. Сохранение преемственности алгоритма численных расчетов потребовало решения прямой задачи геотермии для сложнопостроенной модели неоднородной по теплопроводности среды.

Граничные задачи потенциала для моделей кусочно-однородных сред описываются дифференциальными уравнениями с сильным разрывом, когда в пространстве допустимых решений не выполняются необходимые условия непрерывности их низших производных. Границы контакта сопредельных сред – это линии разрыва коэффициентов дифференциального оператора краевой задачи, вдоль которых требуется «сшивание» отдельных ветвей кусочно-гладких решений. Подобные задачи относятся к классу задач линейного сопряжения. *Их классическая постановка* предполагает в окрестности разрывов замену дифференциального оператора его интегральным аналогом – граничными условиями IV рода. При использовании аппарата обобщенных функций можно избежать процедуры построения частных решений для каждой однородной области и последующего их сшивания на границах сопредельных сред. Основанный на этой концепции континуальный подход для кусочно-однородной модели безграничной среды, предполагает получение единого оператора решения прямой задачи для соответствующего потенциала (температуры) в произвольной точке пространства как в точках непрерывности, так и в точках разрыва материальных параметров среды.

Концепция континуального подход основана на аналитической аппроксимации *обратного коэффициента разрывной теплопроводности* на контакте сопредельных сред и корректного построения обобщенно-непрерывного дифференциального оператора задачи теплового сопряжения. Искомая температура, как обобщенная функция, заданная на множестве сверточных трансформант обратных расстояний, записывается в виде интегрального уравнения обобщенной формулы Грина.

Правильно выбранная стратегия континуального подхода к решению граничных задач сопряжения для моделей кусочно-однородных сред (граничных задач с условиями IV рода) позволяет получить замкнутую аналитическую формулу для достаточно сложной геометрии среды и, в конечном итоге, построить унифицированный *аддитивный алгоритм* вычисления стационарных тепловых полей в неоднородных средах.

Петрофизическими исследованиями установлены достаточно устойчивые связи между теплогенерацией и плотностью пород земной коры. Стационарная часть теплового потока связана с радиогенными источниками тепла. Энергетическое взаимодействие коры и мантии задается посредством глубинного условия по тепловому потоку. Данные об измеренных температурах и вычисляемом тепловом потоке представлены по редкой сети выстоявшихся скважин с достаточно большой погрешностью (до 15%) (Дучков и др., 2013). Одномерные определения теплового потока, полученные по редкой сети выстоявшихся скважин, не позволяют воспроизвести все детали тонкой структуры верхней части геотермического разреза земной коры. И это лишает практической целесообразности решение обратной задачи геотермии в ее

полной постановке.

Аномалии наблюденного гравитационного поля можно объяснить распределением аномальных масс в приповерхностном слое, мощность которого составляет 10–15 км, так называемый «гравиактивный слой». В пределах Уральских структур эта задача усложняется еще и тем, что аномалии, создаваемые глубинными источниками, в значительной степени компенсируются аномалиями, порожденными источниками в средней части разреза. Тем не менее, гравитационное поле, безусловно, содержит информацию как о средней, так и от более глубоких частей земной коры и верхов мантии (Мартышко и др., 2016). Измеряемый в скважинах приповерхностный тепловой поток характеризует усредненный вещественный состав горных пород на всю мощность земной коры, включая поток из мантии. Совместная интерпретация тепловых и гравитационных полей в их статистической взаимозависимости позволяет решить проблему выбора интегральной теплогенерации земной коры и определить глубинную составляющую теплового потока на границе «кора–мантия». Таким образом, уже на начальном этапе комплексного моделирования просматривается простой и весьма информативный метод использования тепловых и гравитационных полей при региональных исследованиях. Созданию алгоритма количественной интерпретации при решении практических задач прикладной геотермии будет посвящена ЧАСТЬ II настоящей работы.

Литература

Владимиров В.С., Жаринов В.В. Уравнения математической физики. М.: Физматлит, 2000. 400 с.

Воскобойников Г.М. О вычислении стационарных электромагнитных полей в некоторых кусочно-однородных средах // Изв. АН СССР. Физика земли. 1973. № 9. С. 63–75.

Гельфанд И.М., Шилов Г.Е. Обобщенные функции и действия над ними. М.: Физматгиз, 1959. 979 с.

Геофизическая модель тектоносферы Европы. Киев: Наукова думка, 1987. 184 с.

Голованова И.В. Тепловое поле Южного Урала. М.: Наука, 2005. 190 с.

Гуревич Ю.М. Учет влияния границы земля–воздух при вычислении магнитных полей токов // Электроразведка методом заряда с изменением напряженности магнитного поля. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1979. С. 78–86.

Дучков А.Д., Соколова Л.С., Аюнов Д.Е. Электронный геотермический атлас Сибири и Дальнего Востока (2009–2012) // Интерэкспо Гео-Сибирь. 2013. Т. 2. № 3. С. 153–157.

Земанян А.Г. Интегральные преобразования обобщенных функций. М.: Наука, 1974. 399 с.

Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 488 с.

Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высшая школа, 1970. 712 с.

Кутас Р.И., Гордиенко В.В. Тепловое поле Украины. Киев: Наукова думка, 1971. 140 с.

Ладовский И.В. Об аналитическом решении потенциальных краевых задач в кусочно-однородных средах // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. № 5. С. 35–46.

Ладовский И.В. Формула Грина и интегральное уравнение граничной задачи стационарной теплопроводности // Вопросы теории и практики геологической интерпретации гравитационных, магнитных и электрических полей. Часть 1. Екатеринбург: Ур О РАН, 2002. С. 94–101.

Ладовский И.В., Шестаков А.Ф. О решении задач линейного сопряжения для стационарных геофизических полей в кусочно-однородных средах // Уральский геофизический вестник. 2009. № 2(15). С. 46–56.

Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.

Мартышко П.С. О решении обратной задачи электроразведки на постоянном токе для произвольных классов потенциалов // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1986. № 1. С. 87–92.

Мартышко П.С. О решении прямой и обратной трехмерных задач МИП в параметрических классах // Изв. АН СССР. Физика

Земли. 1983. № 3. С. 52–57.
Мартышко П.С. Обратные задачи электромагнитных геофизических полей. Екатеринбург, 1996. 143 с.
Мартышко П.С., Ладовский И.В., Федорова Н.В., Бызов Д.Д., Цидаев А.Г. Теория и методы комплексной интерпретации геофизических данных. Екатеринбург: УрО РАН, 2016. 94 с.
Моисеенко У.И., Соколова Л.С., Истомин В.Е. Электрические и тепловые свойства горных пород. Новосибирск: Наука, 1970. 68 с.
Светов Б.С., Губатенко В.П. Аналитические решения электродинамических задач. М.: Наука, 1988. 344 с.
Тихонов А.Н., Самарский. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. 736 с.
Хачай Ю.В., Дружинин В.С. Возможности применения геотермии для восстановления динамики переходной зоны мантии Урала // Глубинное строение и развитие Урала. Екатеринбург: Наука, 1996. С. 298–306.
Хачай Ю.В., Дружинин В.С. Геотермический разрез литосферы Урала вдоль широтных профилей ГСЗ // Физика Земли. 1998. № 1. С. 67–70.
Шлафштейн Е.Е., Сердюкова А.С., Ратнер В.Б., Алексеев В.В., Шлафштейн Г.А., Новикова А.А. Основы метода разделения и идентификации магматических пород по петрофизическим и петрохимическим характеристикам // Физика Земли. 1993. № 10. С. 60–81.
Rybach L., Buntebarth G. Relationships between the petrophysical properties density, seismic velocity, heat generation, and mineralogical constitution // Earth Planet Sci. Lett. 1982. V. 57. P. 367–376.

DOI: 10.25698/UGV.2018.2.6.52 УДК 550.834.3(571.1)

О РЕШЕНИИ ЛИНЕЙНОЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ГРАВИМЕТРИИ МЕТОДОМ СОПРЯЖЕННЫХ ГРАДИЕНТОВ С ВЫБОРОМ УСЛОВИЙ ОПТИМИЗАЦИИ

Мартышко П.С., Бызов Д.Д., ***Черноскутов А.И.*** – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В работе рассматривается применение метода сопряженных градиентов для решения обратной линейной задачи гравиметрии. Предложен способ введения целевого функционала, минимизация которого (при наложенных ограничениях на искомое решение) позволяет сузить множество допустимых решений. Введенные ограничения отвечают априорной информации о распределении плотности, а также имеют малое количество «свободных» или «настроечных» параметров. Предложенные алгоритмы могут быть эффективно реализованы, с точки зрения вычислительных ресурсов, при использовании современных технологий распараллеливания (что было достигнуто авторами). Приведенные численные эксперименты проводились для реального участка земной коры с измеренным гравитационным полем.

Обратная линейная задача гравиметрии, плотностные модели, гравитационное поле, метод сопряженных градиентов.

ON SOLUTION OF INVERSE GRAVITY PROBLEM USING CONJUGATE GRADIENT METHOD WITH SPECIFIC OPTIMIZATION CONDITIONS

Martyshko P.S., Byzov D.D., Chernoskutov A.I. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Application of the conjugate gradient method for solving inverse linear gravimetric problem is considered. A method of introducing a special cost function is proposed. Minimization of the said function (under constraints imposed on the solution) makes it possible to narrow down the set of feasible solutions. The introduced restrictions correspond to a priori information on the density distribution, and have a small number of "free" or "tuning" parameters. The proposed algorithm can be effectively implemented, with respect to the computing resources, using modern parallelization technologies (that has been done by the authors). A number of numerical experiments have been carried out for real measured gravity field of the Earth's crust part.

Inverse gravity problem, density model reconstruction, gravity field, conjugate gradient method.

Введение

Восстановление функции распределения плотности по аномальному гравитационному полю (решение обратной задачи гравиметрии) является одной из центральных задач при изучении строения земной коры и верхней мантии, а также при поиске и разведке полезных ископаемых. Задача является некорректной: ее решение не единственно и неустойчиво относительно входных данных (Оганесян, Старостенко, 1985). В связи с этим возникает необходимость наложения ограничений на решение для того, чтобы оно оставалось геологически содержательным. Для получения таких решений, отвечающих реальному распределению плотности в практических задачах, накладываемые ограничения должны соответствовать некоторой априорной информации. В данной работе, как и в (Мартышко и др., 2010; Мартышко и др., 2012), мы будем рассматривать задачу «уточнения» региональной модели, построенной на основе интерполяции результатов интерпретации профильных сейсмических и гравитационных данных. На сеточную функцию, которая ищется как решение линейной обратной трёхмерной задачи гравиметрии для разностного поля, наложим лишь одно дополнительное условие (помимо соответствия полю): минимальное абсолютное отклонение от начальной модели в каждой точке. В работе мы рассмотрим проблемы, возникающие при ре-

шении задачи с таким дополнительным ограничением, а также пути их решения.

Постановка задачи

Пусть задана прямоугольная декартова система координат $Oxyz$, в которой плоскость $z = 0$ находится на земной поверхности, а ось z направлена вниз. Обозначим элемент земной коры как область $D = (0, L_x)\times(0, L_y)\times(0, H)$ – параллелепипед, примыкающий к земной поверхности, с плотностью $\rho(x,y,z)$. Тогда вертикальная компонента гравитационного поля в точке $M(\xi, \eta, \zeta)$, $\zeta < 0$ вычисляется по формуле

$$g(M) = G\frac{\partial}{\partial\zeta}\int_D \frac{\rho(P)}{R}dxdydz,$$

где G – гравитационная постоянная;

$P(x, y, z) \in D$;

$$R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}.$$

Построим разбиение области D на элементы $D_{i,j,k}$ таким образом, что $D = \bigcup_{i,j,k} D_{i,j,k}$; $i = 1,2,..,N_i$; $j = 1,2,..,N_j$; $k = 1,2,..,N_k$. В пределах каждого элемента разбиения функцию плотности $\rho_{i,j,k}$ будем считать постоянной. Тогда формулу вычисления гравитационного поля можно записать в виде суммы:

$$g(M) = G\sum_{i,j,k}\left[\rho_{i,j,k}\int_{x_{i-1}}^{x_i}\int_{y_{j-1}}^{y_j}\frac{1}{R}\Bigg|_{z_k}^{z_{k-1}}dxdy\right].$$

Обозначим набор всех $\rho_{i,j,k}$ из области D как вектор $\boldsymbol{x} = (\rho_{i,j,k} : i = 1,2,..,N_i;\ j = 1,2,..,N_j;\ k = 1,2,..,N_k)$. Также введем дискретизацию поля g (на двумерной сетке параллельной Oxy) и обозначим набор его значений в узлах сетки как вектор $\boldsymbol{f} = (g_{l,m} : l = 1,2,..,N_l;\ m = 1,2,..,N_m)$.

Тогда прямую задачу гравиметрии можно записать как $A\boldsymbol{x} = \boldsymbol{f}$, где A – дискретизированный оператор прямой задачи гравиметрии:

$$A = (a_{i'j'}) = G\rho_{j'}\int_{x_{i-1}}^{x_i}\int_{y_{j-1}}^{y_j}\frac{1}{R_{i'}}\Bigg|_{z_k}^{z_{k-1}}dxdy;$$

$$R_{i'} = \sqrt{(x-x_l)^2 + (y-y_m)^2 + (z-H_f)^2},$$

где $H_f < 0$ – высота над поверхностью Земли, на которой вычисляется поле; (x_l, y_m, H_f) – координаты точки поля $g_{l,m}$.

Как было сказано выше, цель – найти решение обратной задачи с дополнительным условием минимального отклонения от модели начального приближения. Это приводит к следующей задаче минимизации:

$$A\boldsymbol{x} = \boldsymbol{f};\ \|A\boldsymbol{x} - \boldsymbol{f}\| \to \min;\ \max_{j'}\left|\rho_{j'}\right| \to \min. \quad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{f} = \boldsymbol{f}_r - \boldsymbol{f}_0$ – остаточное поле; $\boldsymbol{f}_r$ – измеренное поле; $\boldsymbol{f}_0$ – поле модели начального приближения.

Искомая функция не может быть выражена аналитически, а попытка непосредственно перейти к задаче минимизации привела бы к последовательной минимизации по двум независимым функционалам, один из которых имеет «плохую» производную. Чтобы преодолеть это препятствия, составим взвешенный функционал, заменив минимакс на минимум квадрата евклидовой нормы. Таким образом, приходим к задаче минимизации:

$$A\boldsymbol{x} = \boldsymbol{f};\ u(\boldsymbol{x}) = \alpha\|A\boldsymbol{x} - \boldsymbol{f}\|^2 + \beta\|\boldsymbol{x}\|^2 \to \min. \quad (2)$$

Для квадратичного функционала u решение задачи можно записать в виде

$$\boldsymbol{x} = -H_u^{-1}(\boldsymbol{0})\nabla u(\boldsymbol{0}),$$

где H_u и ∇u – матрица Гессе и градиент u, соответственно. Обращение H является нестабильной задачей и, вообще говоря, может не существовать, поэтому перейдем к системе линейных уравнений и подставим в нее u из (2).

$$H_u(\boldsymbol{0})\boldsymbol{x} = -\nabla u(\boldsymbol{0});$$
$$\nabla u = 2\alpha A^T(A\boldsymbol{x} - \boldsymbol{f}) + 2\beta\boldsymbol{x};$$
$$H_u = 2\alpha A^T A + 2\beta\boldsymbol{E};$$
$$(A^T A + \lambda\boldsymbol{E})\boldsymbol{x} = A^T\boldsymbol{f};\quad \lambda = \beta/\alpha, \quad (3)$$

где $\boldsymbol{E}$ – единичная матрица. Параметр λ, помимо своего основного назначения («регулировка» вклада частей целевого функционала в его сумму), также выполняет роль параметра регуляризации.

Систему (3) можно эффективно (с точки зрения вычислительных ресурсов) решать с помощью метода сопряженных градиентов. Итерационный процесс описывается следующим образом (Henk, 2003):

$$\boldsymbol{r}^0 = \boldsymbol{z}^0 = \boldsymbol{b} - G\boldsymbol{x}^0;$$
$$\alpha_k = \frac{(\boldsymbol{r}^{k-1}, \boldsymbol{r}^{k-1})}{(G\boldsymbol{z}^{k-1}, \boldsymbol{z}^{k-1})};$$
$$\boldsymbol{x}^k = \boldsymbol{x}^{k-1} + \alpha_k \boldsymbol{z}^{k-1};$$
$$\boldsymbol{r}^k = \boldsymbol{r}^{k-1} - \alpha_k A\boldsymbol{z}^{k-1};$$
$$\beta_k = \frac{(\boldsymbol{r}^k, \boldsymbol{r}^k)}{(\boldsymbol{r}^{k-1}, \boldsymbol{r}^{k-1})};$$
$$\boldsymbol{z}^k = \boldsymbol{r}^k + \beta_k \boldsymbol{z}^{k-1}.$$

Здесь k – номер итерации; $G = (A^T A + \lambda \boldsymbol{E})$; $\boldsymbol{b} = A^T \boldsymbol{f}$. Начальное приближение было выбрано нулевым ($\boldsymbol{x}^0 = \boldsymbol{0}$), т. к. поставлена задача минимального отклонении от нуля. Условие останова:

$$\frac{\left\|\boldsymbol{r}^{k-1}\right\| - \left\|\boldsymbol{r}^{k}\right\|}{\left\|\boldsymbol{b}\right\|} < 0{,}001$$

в течение двух последовательных итераций.

Численные эксперименты

При имплементации метода использовалось разработанное ранее эффективное программное обеспечение для решения прямой задачи гравиметрии (Мартышко и др., 2013; Мартышко и др., 2015). Заметим, что при такой постановке задачи как в (Мартышко и др., 2013), $A^T = A$. Следовательно, для проведения одной итерации метода сопряженных градиентов нужно посчитать прямую задачу два раза.

В качестве входных данных для численных экспериментов были использованы значения гравитационного поля на участке Тимано-Печорской плиты (791×1054 км с элементом разбиения 4×5 км), взятые из (BGI, 2012). Модель начального приближения (рис. 1, *а*, цветная вкладка) была построена интерполяцией данных сейсмического профилирования (Ладовский и др., 2016). Распределение плотности восстанавливалось в параллелепипеде 791×1054×81 км с элементом разбиения 4×5×1 км. Относительно большой шаг по сетке при экспериментах обусловлен необходимостью их многократного проведения для определения влияния параметра λ на морфологию решения, скорость сходимости и результирующую относительную ошибку по полю, которая равна $\frac{\left\|A\boldsymbol{x} - \boldsymbol{f}\right\|}{\left\|\boldsymbol{f}\right\|}$.

Заметим, что при выборе функционала u в виде (2) мы сталкиваемся со следующей проблемой: требования минимизации ошибки по полю при одновременно минимальном отклонении элементов $\boldsymbol{x}$ от нуля в некотором смысле противоречат друг другу. То есть, при увеличении λ мы получаем малые отклонения $\boldsymbol{x}$ от нуля, но при этом уменьшение невязки по полю останавливается при продолжении итерационного процесса. Таким образом, при решении практических задач, всегда будет некая граница минимально достижимой невязки поля при ограничении на допустимые значения плотности гравитирующих элементов, и эта граница не всегда может удовлетворять желаемой точности. Ниже излагается способ преодоления этих трудностей.

В табл. 1 (цветная вкладка) приведены результаты численных экспериментов с введенной выше моделью для различных значений параметра λ. Величина P_n^k – статистический показатель «процентaль» для слоя k и n-процентной границы. При малых значениях параметра λ, все высокоамплитудные значения в $\boldsymbol{x}$ концентрируются в верхнем (ближайшем к плоскости измерения поля) слое. С увеличением λ наблюдаем эффект «разделения высокочастотных компонент» функции распределения плотности (остаются в верхних слоях) и низкочастотных («опускаются» в нижние слои). Данный эффект схож с результатами, полученными при решении обратной задачи методом, основанном на процессе разделения поля по глубине (Мартышко и др., 2016). Однако в приведённом примере, при достижении желаемых значений отклонения $\boldsymbol{x}$ от нуля, была получена неудовлетворительная невязка по полю.

Для компенсации этого эффекта, перейдем к более «гибкому» заданию λ: в выражении (3) заменим $\lambda\boldsymbol{E}$ на диагональную матрицу $\boldsymbol{L}$, позволяющую задать значение параметра индивидуально для каждого слоя модели (т. е. переменное по глубине). Построим $\lambda(z)$ по принципу наложения

большого «штрафа» за большие амплитуды в верхних слоях (рис. 3, цветная вкладка). При таком задании λ мы получили относительную погрешность по полю 3,3% при средних плотностях в горизонтальных слоях модели, отвечающих априорным данным (рис. 4, цветная вкладка). Результирующая модель показана на рис. 1, *б* (цветная вкладка). Время вычислений для заданных параметров с использованием ранее созданного ПО для решения прямой задачи составило 4 мин при 36 итерациях (вычисления проводились с использованием технологии CUDA на GPU Nvidia Titan X).

Заключение

Предложенный метод сопряженных градиентов с модификацией целевого функционала позволяет с высокой точностью находить решение обратной задачи гравиметрии с использованием дополнительных априорных данных: модели начального приближения и распределения среднего значения плотности по глубине. Метод имеет малое количество настроечных параметров, основным из которых является одномерная штрафная функция, позволяющая нейтрализовать эффект «скопления» плотностных аномалий в верхних слоях модели. Для реализации метод требует только независимо имплементированный оператор прямой задачи и его «транспонированную» версию (которые совпадают при определенных постановках). Вычислительная эффективность непосредственно зависит только от качества реализации оператора прямой задачи, т. к. его алгоритмическая сложность на порядок выше сложности операций, используемых в методе. Дальнейшие работы по совершенствованию метода будут включать в себя автоматизацию выбора штрафной функции и проведение численных экспериментов для плотностных моделей со сферическими и эллипсоидальными границами, а также для моделей высокого разрешения.

Литература

Ладовский И.В., Мартышко П.С., Федорова Н.В., Колмогорова В.В. Опыт построения трехмерной сейсмоплотностной модели по скоростным разрезам ГСЗ // Уральский геофизический вестник. 2016. № 2(28). С. 108–119. [http://igeoph.net/Vestnik/2016/02/pdf].

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Цидаев А.Г. Построение региональных геофизических моделей на основе комплексной интерпретации гравитационных и сейсмических данных // Физика Земли. 2010. № 11. С. 23–35. DOI англ. версии: 10.1134/S1069351310110030.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Колмогорова В.В., Цидаев А.Г., Бызов Д.Д. Применение сеточных функций в задачах трехмерного плотностного моделирования // Уральский геофизический вестник. 2012. № 1(19). С. 30–34. [http://igeoph.net/Vestnik/2012/01/pdf].

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Бызов Д.Д. О решении обратной задачи гравиметрии на сетках большой размерности // Доклады Академии наук. 2013. Т. 450. № 6. С. 702–707. [http://link.springer.com/article/10.1134%2FS1028334X13060172].

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Бызов Д.Д. О решении прямой задачи гравиметрии в рамках конечно-элементного подхода // Уральский геофизический вестник. 2015. № 1(25). С. 42–45. [http://igeoph.net/Vestnik/2015/01/pdf].

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Бызов Д.Д. Об устойчивых методах интерпретации данных гравиметрии // Доклады Академии наук. 2016. том 471. № 6. С. 725–728. DOI: 10.7868/S0869565216360160. [https://link.springer.com/article/10.1134/S1028334X16120199].

Оганесян С.М., Старостенко В.И. Тела нулевого внешнего гравитационного потенциала: о забытых работах и современном состоянии теории // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 3. С. 49–63.

Henk A. van der Vorst. Iterative Krylov Methods for Large Linear System. Cambridge University Press, 2003. 221 pp.

BGI / International Gravimetric Bureau: WGM2012 Earth's gravity anomalies. [e-resources]. 2012. URL: http://bgi.omp.obs-mip.fr/data-products/Grids-and-models/wgm2012 (access date: 24 aug 2018).

DOI: 10.25698/UGV.2018.2.7.56 УДК 550.832.75

ВЛИЯНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ НАПЛАСТОВАНИЙ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ КАРОТАЖЕ ИЗ ОБСАЖЕННЫХ СКВАЖИН

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

Аннотация. Исследовано влияние пересекаемых скважиной горизонтальных пластов различного удельного электрического сопротивления при проведении индукционного каротажа из обсаженных геологоразведочных скважин при гармонических и импульсных зондированиях с помощью компенсационной установки. Показана информативность измеряемых величин осевой составляющей магнитной индукции и ЭДС спада при определении контакта сред с различными удельными электрическими сопротивлениями сред в условиях скомпенсированного влияния проводящей обсадной колонны.

Гармоническое и импульсное электромагнитное поле, индукционный каротаж из обсаженных скважин, компенсационная установка.

INFLUENCE OF HORIZONTAL BEDDINGS AT INDUCTION LOGGING FROM THE SURROUNDED WELLS

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

Abstract. Influence of the horizontal layers of various specific electric resistance crossed by the well when carrying out induction logging from the surrounded prospecting wells at harmonious and pulse soundings by means of compensation installation is investigated. The informational content of the measured sizes of an axial component of magnetic induction and EMF of recession when determining contact of environments with various specific electric resistance of environments in the conditions of the compensated influence of the carrying-out upsetting column is shown.

The harmonious and pulse electromagnetic field, induction logging from the surrounded wells, compensation installation.

Введение

Исследования электромагнитными методами каротажа через обсадную колонну скважины позволяют решать задачу определения удельного электрического сопротивления продуктивных на углеводороды пластов с учетом неоднородностей в радиальном направлении. При наличии контрастностей в удельном электрическом сопротивлении решение этой задачи позволяет выполнить оценку водо- или нефтенасыщенности пластов-коллекторов, а также текущее состояние выработки продуктивных пластов и уточнить положение невырабатываемых участков залежи.

В работах (Ратушняк и др., 2016; Ратушняк, Теплухин, 2017) исследована возможность применения индукционных частотных зондирований с компенсационной установкой для определения удельного электрического сопротивления вмещающих горных пород за обсадной колонной. В настоящей работе исследуется влияние пересекаемых скважиной горизонтальных пластов различного удельного сопротивления при проведении индукционного каротажа из обсаженных скважин. При проведении каротажа исследуемые интервалы скважины, в которых присутствует влияние контактов сред различного удельного сопротивления, должны быть исключены из изучаемой области исследований для корректного определения удельного электрического сопротивления пород за обсадной колонной скважины.

Физико-геометрическая модель среды

Для определения удельного электрического сопротивления горных пород за металлической обсадной колонной скважины в патенте РФ № 2614853 (Ратушняк и др., 2017) предложено использовать индукционный метод. Метод реализуется с помо-

щью индукционных частотных зондирований с несимметричной квадрупольной установкой, состоящей из двух магнитных диполей с различными моментами встречного направления. В точке измерений N, расположенной на этой же оси на различном расстоянии $L_1 \neq L_2$ между диполями, измеряется мнимая квадратура осевой составляющей магнитной индукции Im B_z, создаваемая при одновременно включенных токах в источниках. Использование двух диполей со встречными моментами позволяет добиться компенсации вклада проводящей обсадной колонны в измеряемое магнитное поле. Компенсация заключается в подборе таких моментов M^*_{z1}, M^*_{z2} и расстояний L_1, L_2, чтобы измеряемая в точке N величина Im B_z, при помещении установки внутрь обсадной колонны в непроводящей среде (в воздухе), была скомпенсирована (равна нулю). Помещая установку в исследуемую обсаженную скважину и проводя измерения в исследуемом интервале глубин, за счет индукции и возникновения вихревых токов во вмещающей проводящей среде измеряемая величина Im B_z будет отличаться от нуля.

Применение симметричной квадрупольной установки позволяет скомпенсировать влияние всех радиально-симметричных неоднородностей: проводящей обсадной колонны и зоны проникновения фильтрата бурового раствора во вмещающие горные породы. Если в процессе каротажа скважины происходит переход симметричной установки через контакт пород с различными удельными электрическими сопротивлениями, то это приводит к раскомпенсации поля вблизи границы сред за счет различной плотности токов, индуцируемых в породах.

Физико-геометрическая модель среды (рис. 1), неоднородная по удельной электрической проводимости, включает: скважину радиуса a, в которой находится скважинный снаряд с симметричной квадрупольной установкой, состоящей из двух магнитных диполей с одинаковыми моментами встречного направления вдоль оси Z скважины $M^*_{z1} = -M^*_{z2}$, контакт вмещающих пород с удельными электрическими сопротивлениями ρ_0 и ρ_1. В точке измерений N, расположенной на этой же оси на одинаковом расстоянии L между диполями, измеряется осевая составляющая магнитной индукции Im B_z, создаваемая при одновременно включенных гармонических токах в источниках.

Особенностью магнитного поля, создаваемого симметричной квадрупольной установкой, является отсутствие B_z-составляющей, измеряемой на оси скважины, от электрических неоднородностей в виде цилиндрически-неоднородных слоев из-за симметрии электромагнитного поля. Это происходит потому, что магнитное поле в точке N, создаваемое первым диполем, скомпенсировано магнитным полем, создаваемым вторым диполем со встречным моментом равной величины. При наличии горизонтальных границ раздела сред, перемещение установки по скважине из среды с удельным сопротивлением ρ_0 в среду с удельным сопротивлением ρ_1 приводит к раскомпенсации поля вблизи границы и появлению B_z-составляющей магнитного поля, величина которого зависит от часто-

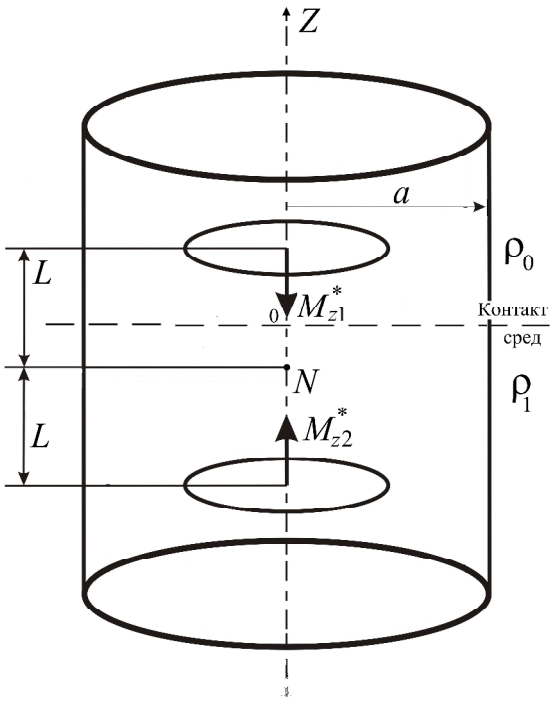


Рис. 1. Модель среды и симметричной установки индукционного каротажа

ты тока в дипольных источниках, величины моментов диполей, разноса установки $2L$ и контрастностей сред по удельным электрическим сопротивлениям ρ_0/ρ_1.

Электромагнитное поле симметричной квадрупольной индукционной установки вблизи границы раздела двух сред

В работах (Бурсиан, 1972; Краев, 1965) приведено решение задачи об определении электромагнитного поля гармонического магнитного диполя для двух полупространств с различными удельными электрическими сопротивлениями. Исследование влияния двух полупространств на величину измеряемого магнитного поля и ЭДС спада при проведении индукционного каротажа при частотном и импульсном режимах изменения тока в источнике в условиях открытого ствола скважины выполнено в работе (Ратушняк, Теплухин, 2017). Эта задача возникает при пересечении скважиной контакта пород по направлению, близкому к нормали.

Комбинируя положение диполей и точки измерений в различных средах, можно рассчитать электромагнитное поле при переходе установки через контакт двух сред с различным удельным электрическим сопротивлением при частотном или временном режимах изменения тока в источнике. При этом частотную зависимость величины ЭДС, наводимой в одном витке малого радиуса $r_k << L$, можно определить в каждой из сред через изменение потока индукции магнитного поля $\mathrm{Re}\,\mathcal{E}_i = \omega\pi r_k^2\,\mathrm{Im}\,B_{zi}$. Определение ЭДС через циркуляцию напряженности электрического поля в одном витке $\mathcal{E}_i = 2\pi \cdot r_k E_{\varphi i}$ дает аналогичные формулы. Для получения временной характеристики спада ЭДС при импульсном режиме тока в источниках используется численное синус-преобразование Фурье от ее частотного спектра (Ваньян, 1965). Для режима спада поля после пропускания токового импульса длительностью T расчет проводится с помощью теоремы наложения $\mathcal{E}(T,t) = \mathcal{E}(T+t) - \mathcal{E}(t)$, где время t отсчитывается от момента выключения тока (Атабеков, 1978). При больших временах зарядки T, когда магнитное поле устремляется к стационарному значению, ЭДС становления и спада равны по модулю $\mathcal{E}(T,t) = -\mathcal{E}(t)$.

Используя формулы (2.20–2.21), приведенные в работе (Ратушняк, Теплухин, 2017), получим для комбинации диполей на оси скважины $r = 0$ при их различном положении в средах с удельными электрическими сопротивлениями ρ_0 и ρ_1:

1) Точка измерений $z \geq L$. Оба диполя в среде ρ_0

$$B_z = \frac{\mu_0}{2\pi}\left(\frac{1+k_0|2z-L|}{|2z-L|^3}e^{-k_0|2z-L|} - \frac{1+k_0|2z+L|}{|2z+L|^3}e^{-k_0|2z+L|}\right) +$$

$$+\frac{\mu_0}{2\pi}\int_0^\infty \frac{\lambda^3}{m_0+m_1}\left(e^{-m_0(2z+L)} - e^{-m_0(2z-L)}\right)d\lambda.$$

2) Точка измерений $0 \leq z \leq L$

$$B_z = \frac{\mu_0}{2\pi}\left(\frac{1+k_0L}{L^3}e^{-k_0L} - \frac{1+k_0|2z+L|}{|2z+L|^3}e^{-k_0|2z+L|}\right) +$$

$$+\frac{\mu 0}{2\pi}\int_0^\infty \frac{\lambda^3}{m_0+m_1}\left(e^{-m_0(2z+L)} - e^{m_1(z+L)-m_0z}\right)d\lambda.$$

3) Точка измерений $-L \leq z \leq 0$

$$B_z = -\frac{\mu_0}{2\pi}\left(\frac{1+k_1L}{L^3}e^{-k_1L} - \frac{1+k_1|2z+L|}{|2z+L|^3}e^{-k_1|2z+L|}\right) -$$

$$-\frac{\mu_0}{2\pi}\int_0^\infty \frac{\lambda^3}{m_0+m_1}\left(e^{m_1(2z-L)} - e^{m_0(z-L)+m_1z}\right)d\lambda.$$

4) Точка измерений $z \leq -L$. Оба диполя в среде ρ_1

$$B_z = \frac{\mu_0}{2\pi}\left(\frac{1+k_1|2z-L|}{|2z-L|^3}e^{-k_1|2z-L|} - \frac{1+k_1|2z+L|}{|2z+L|^3}e^{-k_1|2z+L|}\right) +$$

$$+\frac{\mu_0}{2\pi}\int_0^\infty \frac{\lambda^3}{m_0+m_1}\left(e^{m_1(2z+L)} - e^{m_1(2z-L)}\right)d\lambda.$$

Здесь $m_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, $k_i = \sqrt{j\omega\mu_0/\rho_i}$ – волновое число среды с удельным электрическим сопротивлением ρ_i.

Анализ расчетов электромагнитного поля симметричной квадрупольной индукционной установки

Ввиду линейности электромагнитного поля величины встречных моментов диполей приняты единичными $M^*_{z12} = \pm 1$ А·м^2, а площадь измерительной катушки при им-

пульсном режиме тока в источниках и измерениях ЭДС спада принята $S_И = 1$ м^2. При гармоническом режиме тока в источниках частота тока составляет $f = 1$ кГц.

На рис. 2 (цветная вкладка) приведены результаты расчетов величин Im B_z-составляющей магнитной индукции последовательной установки $Zd = Z + L$ (магнитный диполь выше точки измерений), обращенной установки со встречным моментом $Zd = Z – L$ (магнитный диполь ниже точки измерений) и симметричной установки для разносов $L = 1$ м при контрастностях удельных сопротивлений ρ_0/ρ_1 равных 0,2 (слева) и 5 (справа).

С удалением от границы раздела сред экстремумы величин Im B_z-составляющей магнитной индукции на оси скважины последовательной и обращенной установок устремляются к предельному значению, соответствующему однородной среде.

Существенным отличием поведения кривых Im B_z-составляющей магнитной индукции на оси скважины последовательной и обращенной установок, кроме разного знака, является положение точек перегиба, которые всегда смещены от точки измерений в сторону диполя. Вследствие этого при переходе симметричной компенсационной установки контакта двух сред с различными удельными электрическими сопротивлениями Im B_z имеет однополярный экстремум на контакте сред со знаком «+» или «–», в зависимости от контрастности сопротивлений сред. Если перекрывающие породы более проводящие, знак отрицательный, если менее проводящие – знак положительный. Величина экстремума Im B_z зависит от контрастности сопротивлений сред, частоты тока и от разноса установки.

На рис. 3 (цветная вкладка) приведены кривые Im B_z-составляющей магнитной индукции симметричной установки для разносов $L = 1$ м при удельных сопротивлениях сред $\rho_0 = 50$ Ом·м и $\rho_1 = 40$; 30; 20; 10 Ом·м (слева) и при различных разносах установки $L = 1$; 1,5; 2,0; 2,5 м при контрастностях удельных сопротивлений $\rho_0/\rho_1 = 5$ (справа).

Величина Im B_z-составляющей магнитной индукции симметричной установки увеличивается по мере увеличения контрастностей удельных электрических сопротивлений сред или уменьшения разноса установки. При обратном соотношении удельных электрических сопротивлений сред кривые Im B_z симметричной установки имеют обратные знаки.

На рис. 4 (цветная вкладка) приведены результаты расчетов ЭДС спада на времени $t = 10^{-7}$ с последовательной установки $Zd = Z + L$ (магнитный диполь выше точки измерений), обращенной установки со встречным моментом $Zd = Z – L$ (магнитный диполь ниже точки измерений) и симметричной установки для разносов $L = 1$ м при контрастностях удельных сопротивлений ρ_0/ρ_1 равных 0,2 (слева) и 5 (справа).

Как и в частотном случае, существенным отличием поведения кривых ЭДС спада последовательной и обращенной установок, кроме разного знака, является положение точек перегиба, которые всегда смещены от точки измерений в сторону диполя. Вследствие этого при переходе симметричной компенсационной установки контакта двух сред с различными удельными электрическими сопротивлениями ЭДС имеет однополярный экстремум вблизи контакта сред со знаком «+» или «–» в зависимости от контрастности сопротивлений сред. Если перекрывающие породы более проводящие, знак положительный, если менее проводящие – знак отрицательный. Величина экстремума ЭДС зависит от контрастности сопротивлений сред и от разноса установки.

На рис. 5 (цветная вкладка) приведены результаты расчетов экстремальных значений величин спада ЭДС при переходе симметричной компенсационной установки с разносом $L = 1$ м через контакт сред с фиксированными значениями удельных электрических сопротивлений верхнего (справа) или нижнего (слева) полупространств.

Как видно из рис. 5 (цветная вкладка), контакт сред отмечается одноэкстремальной кривой спада ЭДС с экстремумом, смещенным от границы сред в сторону более проводящей среды на величину, рав-

ную полуразносу установки $L/2$. С удалением от границы раздела сред экстремумы величин спада ЭДС симметричной установки устремляются к нулю.

Вывод

Применение квадрупольной симметричной установки позволяет определить горизонтальные контакты сред с различными удельными электрическими сопротивлениями по измерениям осевой составляющей магнитной индукции при гармоническом режиме тока в источниках или ЭДС спада при нестационарном режиме тока.

Литература

Атабеков Г.И. Теоретические основы электротехники. Ч. 1. Линейные электрические цепи. М.: Энергия, 1978. 592 с.

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

Ваньян Л.Л. Основы электромагнитных зондирований. М.: Недра, 1965. 109 с.

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

Ратушняк А.Н., Теплухин В.К., Наянзин А.Н. Способ индукционного каротажа из обсаженных скважин и устройство для его осуществления. Патент РФ № 2614853. 29.03.2017. Бюл. № 10.

Ратушняк А.Н., Байдиков С.В., Теплухин В.К. Индукционный каротаж в обсаженных скважинах // Уральский геофизический вестник. 2016. № 2 (28). С. 98–107.

Ратушняк А.Н., Теплухин В.К. Теоретические и экспериментальные основы индукционных методов исследований скважин. Екатеринбург: УрО РАН, 2017. 127 с.

DOI: 10.25698/UGV.2018.2.8.61 УДК 550.8.056

РЕЗУЛЬТАТЫ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОСЕЛЕНИЯ БРОНЗОВОГО ВЕКА КОНОПЛЯНКА-2 (ЮЖНЫЙ УРАЛ)

Федорова Н.В., Носкевич В.В. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург
Молчанов И.В. – Институт истории и археологии УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В работе приведены результаты геофизических исследований неукрепленного поселения бронзового века Коноплянка-2 (Южный Урал). В современном рельефе поселение фиксируется десятью впадинами. В полевой сезон 2017 г. в окрестности поселения выполнены топографическая и магнитная съемки. Получены детальные данные о рельефе не только поселения, но и прилегающей территории на площади 55000 кв. метров. По результатам магнитной съемки удалось выявить границы построек и реконструировать план поселения. Жилищ оказалось значительно больше, чем фиксируется на поверхности жилищных впадин. Внутри построек обнаружены колодцы и хозяйственные ямы.

Магнитная съемка, магнитометр, фильтрация, неукрепленное поселение, бронзовый век, археологический памятник.

RESULTS OF GEOPHYSICAL STUDIES OF THE KONOPLYANKA-2 BRONZE CENTURY SETTLEMENT (SOUTH URAL)

Fedorova N.V., Noskevich V.V. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg
Molchanov I.V. – Institute of History and Archeology UB RAS, Yekaterinburg

Abstract. The paper presents the results of geophysical studies of the unfortified settlement Konoplyanka-2 of the Bronze Age (South Ural). In the modern relief, the settlement is fixed by 10 depressions, forming two groups. In the field season of 2017, topographic and magnetic surveys were performed in the vicinity of the settlement. Detailed data of the relief not only of the settlement, but also of the adjoining territory on an area of 55,000 square meters were obtained. The results of the magnetic surveys was possible to identify the boundaries of buildings and reconstruct the settlement plan. The number of dwellings turned out to be much larger than depressions are fixed on the surface. Inside the buildings, many wells and pits were discovered.

Magnetic survey, magnetometer, filtration, unfortified settlement, bronze age, archaeological monument.

Введение

Геофизические съемки стали неотъемлемой частью археологических исследований. Основное преимущество геофизических методов заключается в том, что они позволяют провести детальное исследование внутренней структуры археологических памятников, и это происходит без нарушения поверхностного слоя почвы и исторического объекта. По результатам магнитной съемки на Южном Урале исследована территория ряда древних поселений бронзового века – укрепленных городищ: Каменный Амбар, Коноплянка, Сарым-Саклы, Андреевское, Улак (Носкевич и др., 2014; Федорова и др., 2012; 2013; Multidisciplinary … , 2013). Несмотря на то, что на территории многих поселений проводились сельскохозяйственные работы, и земля интенсивно распахивалась, с помощью магнитной съемки удалось восстановить планировку городищ во время их функционирования.

Поселения различались формой (круглые, овальные и прямоугольные) и размерами, но для всех были характерны замкнутые ограждения, регулярная планировка внутренних площадок и одинаковые условия размещения в ландшафте (Корякова и др., 2018). Основным элементом всех поселений являлось наличие фортификаций – обводной стены и рва, которые наиболее

ярко проявляются в магнитных аномалиях (Берсенева и др., 2015; Epimakhov et al., 2016). Распределение жилищ внутри поселения зависело от формы окружающей фортификационной стены, поскольку крайние ряды построек примыкали к стене поселения. Стены между постройками не всегда удавалось уверенно выделить. Как правило, они состояли из немагнитных материалов (земляных блоков) и на магнитных картах проявлялись слабыми отрицательными магнитными аномалиями (Федорова и др., 2014).

В данной работе мы приводим результаты микромагнитной съемки на неукрепленном поселении бронзового века Коноплянка-2. Это поселение не имело внешнего замкнутого ограждения и в современном рельефе фиксируется небольшими впадинами. Конечная цель исследований – определение количества построек и восстановление планировки поселения.

Результаты археологического обследования поселения Коноплянка-2

Поселение Коноплянка-2 открыто в 1982 году Ю.В. Тарасовым в результате разведки Урало-Казахстанской археологической экспедиции Челябинского ГПИ и затем подтверждено результатами дешифрирования аэрофотоснимков (Зданович, Батанина, 2007) (рис. 1). Поселение Коноплянка-2 расположено на скалистом мысе левого берега реки Карагайлы-Аят (Акмулла) на расстоянии полутора километров к

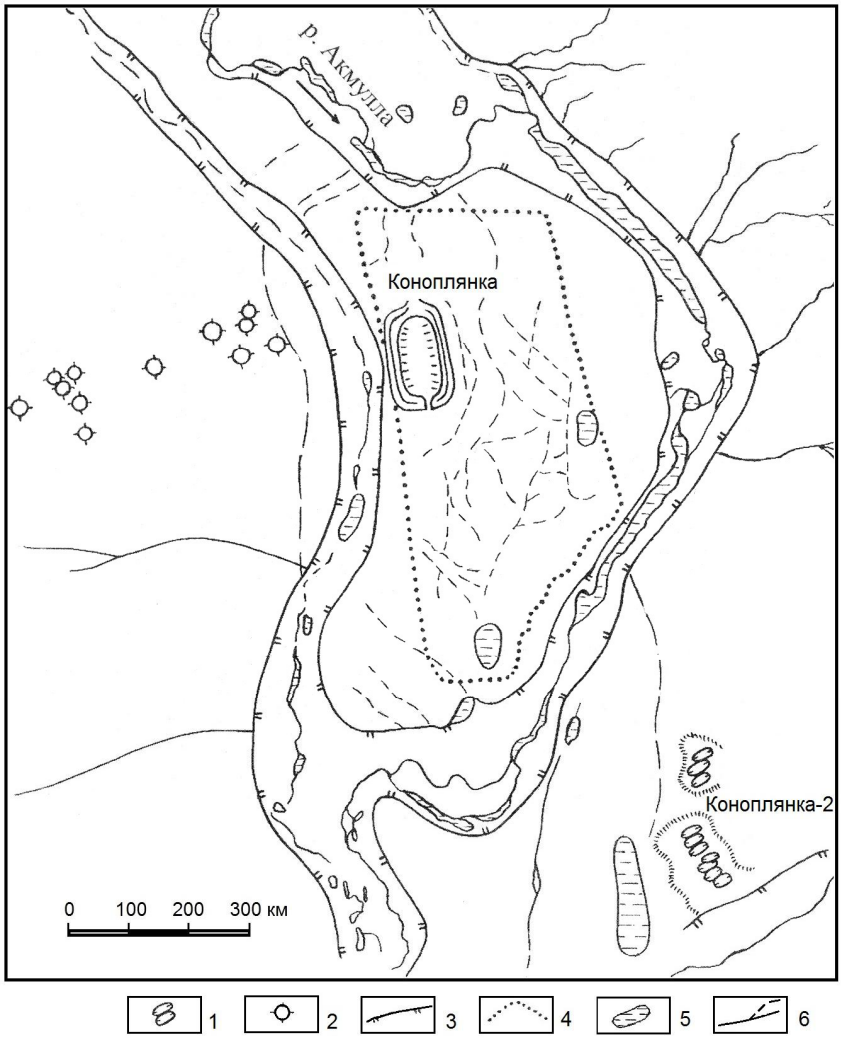


Рис. 1. План долины реки Акмулла в районе памятников бронзового века (укрепленное городище Коноплянка и неукрепленное поселение Коноплянка-2):
1 – жилищные впадины, 2 – курганы; 3 – граница надпойменной террасы; 4 – граница пашни; 5 – обводненные впадины; 6 – русла рек и ручьев

северо-западу от современного села Коноплянка (Карталинский район Челябинской области). К северу на расстоянии 800 м расположено укрепленное городище бронзового века Коноплянка. Памятник занимает площадку слабовыраженной береговой террасы, расстояние до современного русла реки Акмулла около 200 м.

Археологическая экспедиция на поверхности слабо задернованной площадки обнаружила 10 впадин, образующих две группы. Северная группа состоит из трех впадин, и в 50 метрах расположена южная группа из семи впадин. Эти впадины расположены цепочкой, повторяющей очертание террасы. Расстояние между ними от 3 до 12 м. Форма всех ям – овальная. Характеристики впадин: глубина от 15 до 20 см, длина 8–28 м (максимальная длина 28 м относится к трехкамерной яме), ширина от 5 до 11 м.

В промежутках между впадинами имеются небольшие участки, выделяющиеся по отсутствию растительности и более светлому цвету почвы. Возможно, это остатки слабо заглубленных построек. С поверхности были собраны образцы керамики, это позволило предварительно датировать памятник эпохой бронзы.

Топографическая съемка

В 2017 г. в окрестности поселения Коноплянка-2 выполнены тахеометрическая и магнитная съемки. Получены детальные данные о рельефе не только поселения, но и прилегающей территории на площади 55000 кв. метров (рис. 2). При съемке использовался тахеометр Sokkia 105 с погрешностью 5″. Для более точной локализации остатков построек по результатам топографической съемки выделены локальные вариации рельефа. На рис. 2 показаны впадины, глубина которых превысила 3 см, и насыпи более 5 см. Результаты подтвердили наличие на береговой террасе впадин, однако количество углублений в почве значительно больше установленных ранее по результатам археологической разведки. Оставшиеся от поселения жилищные впадины расположены в один ряд. Развалы стен не превышают 10–15 см, а глубина впадин не более 30–40 см. Как известно, поселение состояло из двух частей. В северной части обнаружены три жилищные впадины, а в южной части отчетливо можно выделить девять. Возможно, вдоль южного края поселения проходил ров, поскольку в современном рельефе выделяется неглубокая канавка.

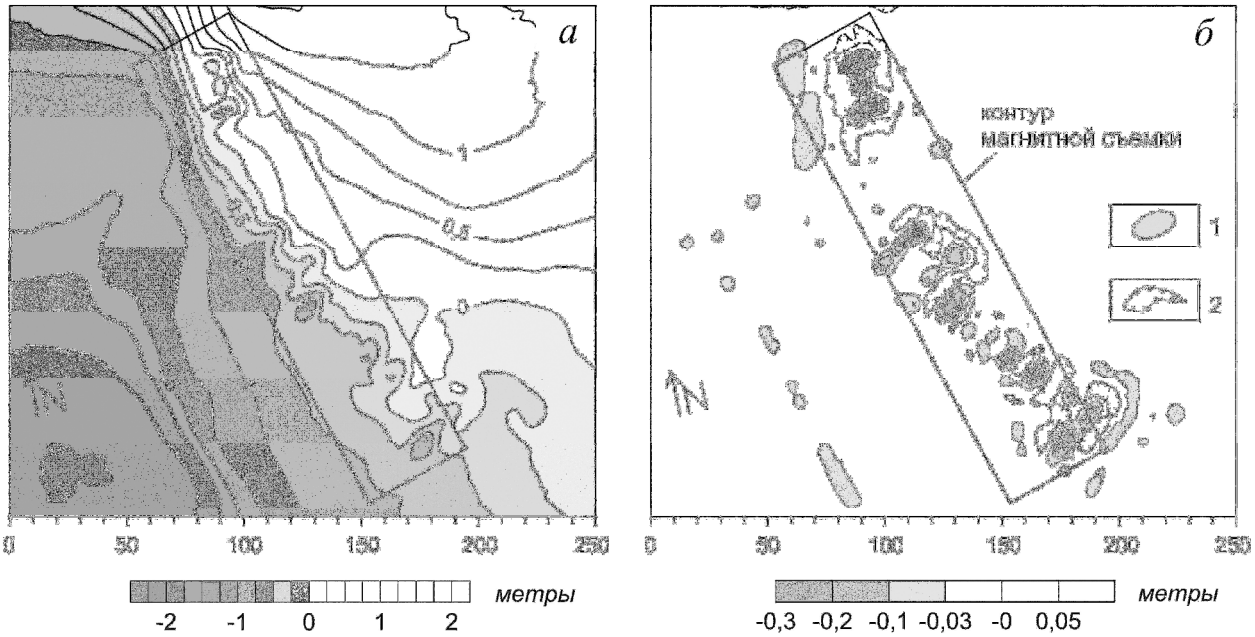


Рис. 2. Результаты топографической съемки:
а – рельеф, изолинии проведены через 25 см; *б* – локальные аномалии рельефа.
Изолинии: 1 – впадин, 2 – насыпи

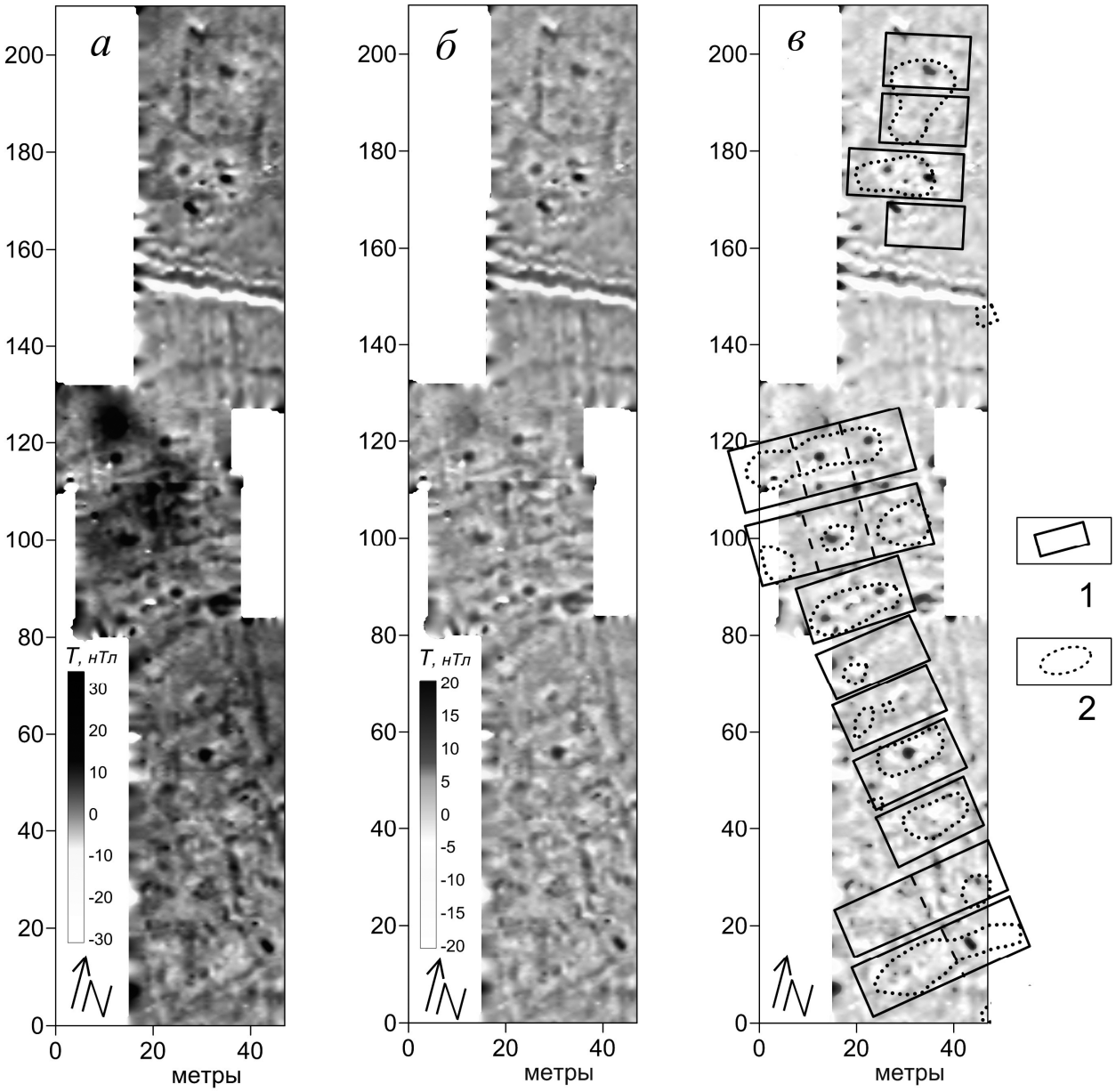


Рис. 3. Поселение Коноплянка-2. Карты магнитных аномалий:
по результатам измерений (*а*); после фильтрации (*б*); реконструированный план поселения (*в*),
совмещены магнитные и топографические данные:
1 – контуры построек, 2 – контуры жилищных ям проведены по отметке – 3 см

Магнитная съемка и результаты

Перед магнитной съемкой проводилась очистка исследуемой площади от техногенного железного мусора с помощью металлодетектора MineLab. Магнитная съемка проведена на площади 6500 кв. метров. Использовался отечественный магнитометр-градиентометр ММПГ-1 (Санкт-Петербург). Методика микромагнитной съемки приведена в работах (Носкевич и др., 2010; Федорова и др., 2014). Расстояние между профилями составляло 1 м, а между точками наблюдений вдоль профиля – 0,5 м. Высота расположения магнитных датчиков 0,3 и 2 м. Карта магнитных аномалий приведена на рис. 3*а*.

Измеренные данные содержат вклад от геологических источников. Поэтому для выделения аномалий от стен жилищ проведена фильтрация длинноволновой компоненты (более 5 м). Карта выделенных магнитных аномалий показана на рис. 3*б*. На

картах стены построек выделяются в виде линейных аномалий протяженностью 10–20 м. Наиболее четко просматриваются аномалии над первыми тремя жилищами в северной части. Постройки примыкали друг к другу. Внешние стены проявляются более четко в сравнении со стенами, разделяющими жилища. Форма построек прямоугольная. Две постройки имеют размеры 12 на 18 м. Длина третьей постройка достигает 24 м. Возможно, это не одна, а две постройки.

По данным магнитной съемки в северной части поселения обнаружено еще одно жилище. Отчетливо видна аномалия над восточной стеной, а южная стена этой постройки разрушена современной канавой. Канава в магнитном поле фиксируется полосой интенсивных линейных аномалий (рис. 3).

Южная часть поселения находится на территории старой пашни. Следы распашки проявляются в виде многочисленных линейных аномалий, вытянутых в северо-северо-западном направлении. Они создают значительные помехи и не позволяют уверенно выделить западные и восточные стены некоторых построек. Стены между постройками выделяются достаточно отчетливо. При совмещении магнитных и топографических данных удается более уверенно определить границы построек. Скорее всего, длинные ямы соответствуют нескольким постройкам. Наиболее глубокие ямы совпадают с центральными зонами жилищ и расположены над колодцами. В южной части поселения по геофизическим данным выделено 15 жилищ, а общее количество построек в обеих частях поселения – 19. На рис. 3*в* приведен реконструированный план поселения.

Яркие локальные аномалии внутри жилищ соответствуют колодцам и хозяйственным ямам, которые заполнены грунтом с повышенными магнитными свойствами. Несколько интенсивных аномалий имеют «хвостики», которые образованы либо печами, либо другими колодцами. Большинство интенсивных аномалий находятся в северных постройках южного поселения, и здесь же на карте (см. рис. 3*а*) наблюдается повышенный магнитный фон.

Возможно, что в этом месте выплавляли бронзу, и магнитные аномалии созданы магнетитом, который содержался в медной руде.

Выводы

В результате геофизических исследований неукрепленного поселения Коноплянка-2 выявлено значительно больше построек, чем было ранее известно по наблюдениям на поверхности жилищных впадин. Установлены границы построек, внутри которых обнаружены колодцы и хозяйственные ямы, и реконструирован план поселения.

Исследования проведены за счет проекта Российского научного фонда 16-18-10332 «Образ жизни населения Южного Зауралья в диахронной перспективе: от оседлых форм к подвижности (по материалам бассейна р. Карагайлы-Аят)».

Литература

Берсенева Н.А., Епимахов А.В., Носкевич В.В., Федорова Н.В. Возможности синтеза геофизической и археологической информации при интерпретации результатов раскопок (на примере поселения бронзового века Каменный Амбар) // Вестник археологии, антропологии и этнографии. 2015. № 1(28). С. 4–14.

Зданович Г.Б., Батанина И.М. Аркаим – «Страна городов» Пространство и образы. Челябинск: Крокус, 2007. 260 с.

Корякова Л.Н., Краузе Р., Шарапова С.В., Федорова Н.В., Косинцев П.А., Зайков В.В., Анкушев М.Н. Укрепленные поселения бассейна р. Карагайлы-Аят сквозь призму междисциплинарного подхода // История науки и техники. 2018. № 1. С. 22–36.

Носкевич В.В., Федорова Н.В., Бебнев А.С., Вдовин А.Г., Мехоношина Т.Л. Результаты исследования геофизическими методами археологического памятника бронзового века городище Андреевское (Южный Урал) // Уральский геофизический вестник. 2014. № 1. С. 72–80.

Носкевич В.В., Федорова Н.В., Муравьев Л.А. Использование магнитометрии при

изучении археологических памятников эпохи бронзы на Южном Урале // Геофизика. 2010. № 4. С. 69–75.

Федорова Н.В., Носкевич В.В. Реконструкция планировки укрепленных поселений эпохи бронзы на Южном Урале (Ольгино и Коноплянка) по результатам детальной магнитной съемки // Уральский геофизический вестник. 2012. № 1. С. 52–59.

Федорова Н.В., Носкевич В.В., Иванченко В.С., Бебнев А.С., Маликов А.В. Геофизические методы исследования археологических памятников Сарым-Саклы и Воровская яма (Южный Урал) // Уральский геофизический вестник. 2013. № 2. С. 46–53.

Федорова Н.В., Носкевич В.В., Иванченко В.С., Бебнев А.С., Маликов А.В. Магнитная съемка археологических поселений бронзового века на Южном Урале // Геофизические исследования. 2014. Т. 15. № 3. С. 24–37.

Epimakhov A.V., Berseneva N.A., Fedorova N.V., Noskevich V.V. Geophysics and Archaeology of Bronze Age Settlements – A Case Study from Kamennyi Ambar Fortified Settlement (South Urals) // Near Surface Geoscience-22 European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics, 2016. DOI: 10.3997/2214-4609.201602029.

Multidisciplinary investigations of the Bronze Age settlements in the Southern Transurals (Russia) (edited by R. Krause and L.N. Koryakova). Bonn: Verlag Dr. Rudolf Habelt GmbH, 2013. 352 p.

DOI: 10.25698/UGV.2018.2.9.67 УДК 550.504

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ УГОЛЬНЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ОЧИСТКИ РАДОНОСОДЕРЖАЩЕЙ ВОДЫ

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

Аннотация. Приведены результаты исследования возможности очистки природной воды от растворенного в ней радона с помощью фильтров с активированным углем марки СКТ. Измерения выполнены двумя независимыми методами по интенсивности линии 609 кэВ гамма-спектра изотопа Bi-214 и по интенсивности суммарного альфа-излучения короткоживущих изотопов радона в растворенном газе, выделенном из воды. Определена эффективность очистки прошедшей через фильтр воды в зависимости от ее количества.

Радон, вода, угольный фильтр, сорбция, очистка, гамма-спектр, дегазация.

THE USE OF CARBON FILTERS FOR THE PURIFICATION OF RADON-CONTAINING WATER

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

Abstract. The results of the study of the possibility of purification of natural water from dissolved radon in it with the help of activated carbon filters of SKT grade are presented. The measurements were performed by two independent methods in terms of the intensity of the 609-keV line of the gamma spectrum of the Bi-214 isotope and the intensity of the total alpha radiation of short-lived radon isotopes in a dissolved gas isolated from water. The efficiency of water purification is determined depending on the amount of water that passed through the filter.

Radon, water, carbon filter, sorption, purification, gamma spectrum, degassing.

Введение

В большинстве случаев, когда говорят о радоновой опасности, имеют в виду попадание радона и продуктов его распада в организм при вдыхании радоносодержащего воздуха. Этот вопрос достаточно хорошо освещен как в научном плане, так и в средствах массовой информации, поэтому население об опасности попадания радона в организм через дыхательные пути хорошо информировано. Но существует еще один путь поступления радона и продуктов его распада в организм – через питьевую воду. При существующем водоснабжении населения водой из открытых водоемов, на этот путь попадания радона в организм до последнего времени не обращали особого внимания. Тем не менее, предельно допустимая концентрация (ПДК) содержания радона в питьевой воде существует и равна 60 Бк/л (ОСПОРБ-99, 2000). Ситуация изменилась в последнее время, в связи с широким развитием коттеджного строительства и организацией водоснабжения из коллективных и индивидуальных скважин. Все горные породы в том или ином количестве содержат уран и торий, образующиеся при радиоактивных превращениях изотопы радона, попадают в подземные воды и растворяются в них. В зависимости от состава пород, вмещающих водоносные горизонты, будет определяться содержание радона в подземных водах. Как правило, наибольшая концентрация радона наблюдается в подземных водах, контактирующих с породами кислого состава. Например, на территории города Екатеринбурга наиболее высокие содержания радона (превышает ПДК в разы) как в скважинах, так и в природных источниках наблюдаются в зоне развития гранитоидов Шарташского и Верх-Исетского массивов (Кузовков и др., 2015). На территории Свердловской области в зоне развития Верх-Сысертского гранитного массива, района Мурзинской гранитной интрузии и ряде других районов содержание водорастворенного радона достигает нескольких тысяч беккерелей на литр (Уткин и др., 2000). Учитывая период полураспада радона (3,82 суток), с течением времени содержание его в воде снижается, этому способствует и ес-

тественная дегазация воды. Обычно вода, полученная из скважины, сразу используется для питья и приготовления пищи, и уменьшение содержания радона за счет естественных процессов будет незначительным. Поэтому, в ряде случаев, перед употреблением необходимо удалить содержащийся в воде радон, применяя кипячение, аэрацию или фильтрацию через материалы с большой сорбционной способностью. Наиболее широкое применение в качестве материалов для фильтров нашли такие вещества, как активированный уголь, молекулярные сита и ряд других материалов, обладающих большой внутренней поверхностью (Тимофеев, 1962). Поскольку в бытовых целях для очистки питьевой воды широко используются устройства с угольными фильтрами, то были проведены исследования по определению их эффективности для удаления из воды радона и его короткоживущих дочерних продуктов.

Методика исследований

Для проведения исследований была использована вода с высоким содержанием радона, отобранная из скважины на территории детской городской больницы № 6 города Екатеринбурга. Объем отобранной пробы воды составлял 40 литров, которая делилась на «дубликаты» по 5 литров. Начальное содержание радона определялось по одному из «дубликатов». С помощью радиометра альфа-активных газов РГА-500 определялось содержание радона в «дегазате» (извлеченный из воды газ), выделенном из первого «дубликата» анализируемой пробы воды. Из этого же «дубликата» отбиралось 2 литра воды, и на низкофоновой гамма-спектрометрической установке снимался гамма-спектр. Определялась площадь пика от линии с энергией 609 кэВ, излучаемой Bi-214 (период полураспада 19,7 минуты), практически постоянно находящийся в равновесии с радоном. На рис. 1 приведен приборный гамма-спектр от воды до пропускания ее через угольный фильтр. В дальнейшем эта линия спектра использовалась для контрольного определения содержания радона в воде.

Установка для проведения эксперимента исключала аэрацию воды при ее пропускании через фильтр и содержала устройство, в которое помещался фильтрующий элемент, содержащий 50 грамм активированного угля марки СКТ, чаще всего используемый в бытовых фильтрах. Уголь этой марки изготавливается на основе торфяных углей и обладает наибольшей сорбционной способностью по сравнению с другими углями (Шингляр, 1964). Проба воды (5 литров) пропускалась через фильтрующее устройство с постоянной скоростью потока (0,1 литра в минуту). После этого, из прошедшей через фильтр пробы, отбиралось 2 литра, и снимался спектр на низкофоновой гамма-спектрометрической установке, а из оставшейся части выделял-

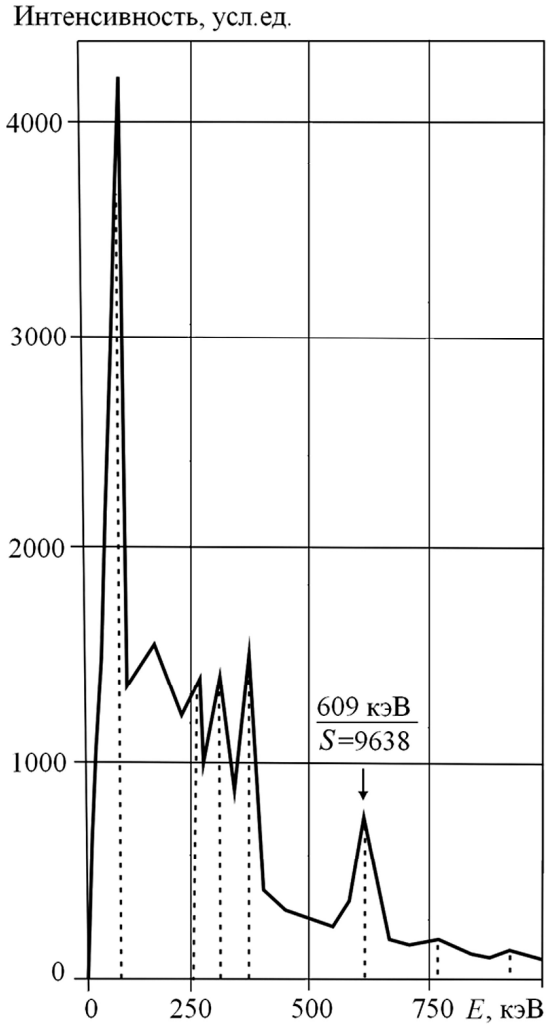


Рис. 1. Гамма-спектр от исходной пробы радоносодержащей воды:
S – площадь пика, усл. ед.

Таблица 1. Изменение поглощающей способности угольного фильтра в зависимости от объема пропущенной воды (по определениям ОАР в «дегазате»)

Материал фильтра	Номер пробы воды, объем пробы, литр	Начальное содержание радона, Бк/л	Содержание радона после фильтра, Бк/л	Коэффициент поглощения, %
Уголь, СКТ	№ 1, 5	73	14	81
Уголь, СКТ	№ 2, 5	73	21	71
Уголь, СКТ	№ 3, 5	71	52	27

ся «дегазат», и в нем определялось содержание радона.

После прохождения через фильтр первой пробы воды, через него пропускались с задержкой в 10 минут следующие «дубликаты» пробы, в которых определялось содержание радона в воде, и снимался гамма-спектр.

Полученные результаты

Результаты исследований приведены в табл. 1 и 2. В табл. 1 показана степень поглощения углем растворенного в воде радона при последовательном пропускании 15 литров (3 пробы по 5 литров) радоносодержащей воды.

Выполненные измерения двумя независимыми методами показали уменьшение содержания радона в пробах после пропускания их через фильтр. Оценка степени поглощения растворенного радона угольным фильтром разными методами дает достаточно хорошее совпадение, разница в определениях не превышает 6%. Фактически угольный фильтр весом 50 граммов позволяет очистить 10 литров воды с содержанием радона 73 Бк/л до содержания ниже уровня ПДК по радону (60 Бк/л).

Выводы

Таким образом, выполненные исследования по очистке воды от растворенного радона и находящихся с ним в равновесии его дочерних короткоживущих изотопов (полония-218, свинца-214, висмута-214, полония-214) угольными фильтрами показали практическую целесообразность их применения в условиях питьевого водоснабжения из подземных источников. Сорбционная способность фильтра, содержащего 50 грамм активированного угля марки СКТ, позволяет понизить содержание радона в 10 литрах воды с 73 до 21 Бк/л, что в три раза меньше установленной для радона предельно допустимой концентрации (ПДК). Работоспособность фильтра по от-

Таблица 2. Изменение поглощающей способности угольного фильтра по измерениям на гамма-спектрометре

Материал фильтра	Номер пробы воды, объем пробы, литр	Площадь пика от линии 609 кэВ в исходной пробе, в усл. ед.	Площадь пика от линии 609 кэВ в пробе после пропускания через фильтр, в усл. ед.	Коэффициент поглощения, %
Уголь, СКТ	№ 1, 5	9638	1749	82
Уголь, СКТ	№ 2, 5	9638	3263	66
Уголь, СКТ	№ 3, 5	9638	6410	33

ношению к радону будет восстанавливаться в соответствии с периодом полураспада радона.

Литература

Грязнов О.Н., Гуляев А.Н., Рубан Н.В., Савинцев И.А., Черкасов С.А. Факторы инженерно-геологических условий города Екатеринбурга // Известия УГГУ. 2015. № 3(39). С. 5–20.

ОСПОРБ-99. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности. 2.6.1. Ионизирующее излучение, радиационная безопасность. СП 2.6.1.799-99. М.: Минздрав России, 2000. 98 с.

Тимофеев Д.П. Кинетика адсорбции. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 250 с.

Уткин В.И., Чеботина М.Я., Евстигнеев А.В., Екидин А.А., Рыбаков Е.Н., Трапезников А.В., Щапов В.А., Юрков А.К. Радиоактивные беды Урала. Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 2000. 94 с.

Шингляр М. Газовая хроматография в практике. М.: Изд-во Химия, 1964. 196 с.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК № 2 (32) 2018

ISSN 1991-0223

Учредитель
Уральское отделение Российской академии наук

Соучредитель
Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН

Ответственный за выпуск
С т р о к и н а Л. Г.

Подписано в печать 27.07.2018.
Формат 60x84 1/8. Усл. печ. л. 6,4
Уч.-изд. л. 6,5. Тираж 100
Заказ № 84

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

Размножено с готового оригинал-макета в типографии
ООО «ИРА УТК», 620089, г. Екатеринбург, ул. Луганская, д. 59/4

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 – 4 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»