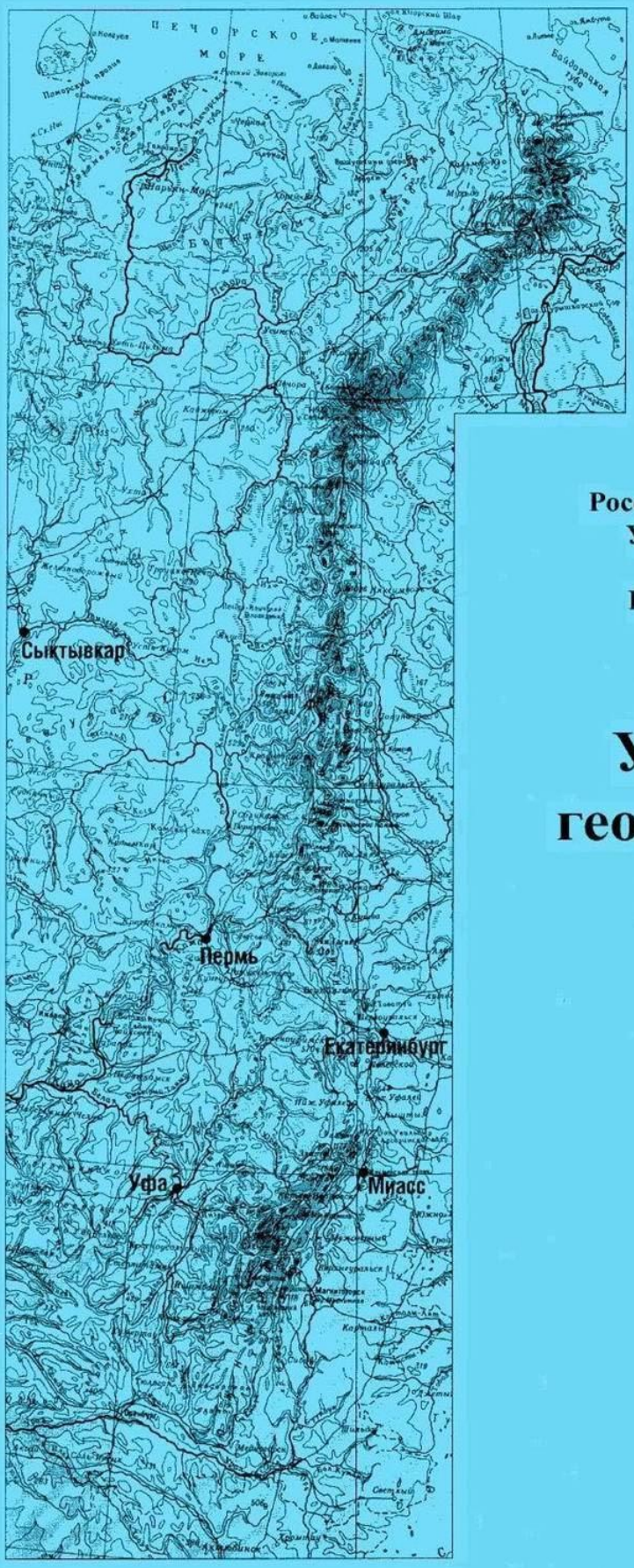
ISNN 1991-0223



Российская академия наук
Уральское отделение

Институт геофизики

Уральский геофизический вестник

№ 4
2007

Екатеринбург
2007

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ ГЕОФИЗИКИ

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

№ 4(13)

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

Члены редколлегии:

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

Институт геофизики УрО РАН
Ул. Амундсена, 100
20016, г. Екатеринбург, Россия
Тел. (343) 267 8868/267 8889
Факс. (343)2678872
E-mail: uralgeoph@mail.ru

Екатеринбург, 2007

УДК 550.83 **ISSN 1991 - 0223**
ББК 26.2
Г67

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, № 4(13) (сб. статей)
Екатеринбург: УрО РАН, 2007.

В сборник вошли статьи, характеризующие особенности строения и развития земной коры Урала и сопредельных территорий. Представлены материалы о теоретических, методических, аппаратурных разработках методов поиска и разведки полезных ископаемых. Обсуждаются вопросы палеоклимата по геотермическим данным; геофизический мониторинг при геоэкологоческих исследованиях и с целью прогноза землетрясений. Изложены краткие сообщения, затрагивающие специальные, относительно узкие вопросы.

Сборник рассчитан на широкий круг геологов и геофизиков, интересующихся глубинным строением, геодинамикой и особенностями отражения разных полей Урала в геофизических данных.

Ответственный редактор
Член-корреспондент РАН **В.И. Уткин**

© Институт геофизики УрО РАН, 2007 г.

Вниманию читателей
Необходимые номера журнала можно заказать по адресу:
20016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 100
Тел. (343)2678868/2678889; факс: (343)2678872; E - mail: voutkin@rambler.ru

Научное издание

УРАЛЬСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК № 4 (13)

Рекомендовано к изданию Ученым советом
Института геофизики УрО РАН

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

Подписано в печать 29.12.2007.
Формат 60x84 1/8 . Усл. печ. л. 9,26
Уч. - изд. л. 6,9. Тираж 300
Заказ № 53

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

Размножено с готового оригинал-макета в типографии
ООО «ИРА УТК», 620219 г. Екатеринбург, ул. Карла Либкнехта, 42.

СОДЕРЖАНИЕ

Баландин Д.В., Панжин А.А.
Применение методов спутниковой геодезии для мониторинга быстрых деформаций…….. 5

Беликов В.Т.
Исследование условий реализации возможных режимов развития процесса разрушения в геосреде …… 7

Гуфельд И.Л.
Физико-химическая механика сильных коровых землетрясений. Сценарии развития сейсмотектонического процесса.... 12

Журавлева Р.Б.
Проявление локальной неоднородности в варианте зондирований с использованием нового информационного параметра…….. 20

Иванченко В.С., Глухих И.И., Строкина Л.Г., Хейнсон А.П.
Магнитоакустическая эмиссия магнетитовых руд Песчанского месторождения... 23

Кусонский О.А., Бебнев А.С.
Поведение главного магнитного поля Земли после бурь……... 31

Ладовский И.В., Мартышко П.С.
Метод симметрий для уравнения задачи сопряжения с вещественным оператором 40

Миндубаев М.Г.
Исследование конвекции проводящей жидкости в двумерных областях…… 51

Панжин А.А., Соколова О.В.
Деформирование породных массивов на больших пространственно-временных базах……. 61

Сокол-Кутыловский О.Л., Тягунов Д.С.
Аппаратура для регистрации магнитного поля низких частот…….. 69

Уткин В.И., Юрков А.К.
Радон–индикатор геодинамических процессов…… 74

Чеботина М.Я., Пономарева Р.П.
Особенности накопления радиоуглерода в компонентах природной среды……... 86

Чеботина М.Я., Николин О.А., Смагин А.И., Мурашова Е.К., Рыбаков Е.Н.
Тритий в воде колодцев и скважин района Производственного объединения «Маяк». 95

Шаров Н.В., Исанина Э.В., Крупнова Н.А., Пожиленко В.И., Ступак В.М.
Повышение достоверности геологических моделей земной коры района полуостровов Средний–Рыбачий на основе комплексирования сейсмических методов ОГТ, ГСЗ, МРС……. 98

ХРОНИКА. СОБЫТИЯ. ЛЮДИ.

IX Уральская молодежная научная школа по геофизике…….. 106
Новые имена…… 110
Юбилеи…… 110
Памяти наших коллег……. 114

CONTENTS

Balandin D.V., Panzhin A.A.
Application of satellite geodetic techniques for monitoring fast deformations… 5

Belikov V.T.
An investigation of realization conditions of possible regimes of failure process development in geoenvironment……..... 7
.

Gufeld I.L.
Physical-chemical mechanics of strong crust earthquakes. Scenario of seismotectonic process development……. 12

Zhouravliova R.B. 20
The revealing of local discontinuity in the variant of sounding with use of a new information parameter……..…

Ivanchenko V.S., Glukhikh I.I.,Strokina L.G., 23
Kheinson A.P., Aleshin K.B.
Magnetoacoustic emission of magnetite ores of the Peschansk deposit (Middle Urals)… 31

Kysonskiy O.A., Bebnev A.S.
The behaviour of the Earth main magnetic field after storms……. 40

Ladovsky I.V., Martyshko P.S.
The method of symmetries for integral equation of conjugation problem with real operator 51

Mindubaev M.G.
Research of electrically-conducting liquid convection in two-dimensional areas…….

Panzhin A.A., Sokolova O.B.
Deformation of national massifs at great special-temporal bases……. 61

Sokol-Kutylovskiy O.L., Tyagunov D.S.
The equipment for registration of a magnetic field of low frequencies... 69
……..

Outkin V.I., Yurkov A.K. 74
Radon–the indicator of geodynamic processes

Chebotina M.Ja., Ponomareva R.P.
Peculiarities of radiocarbon accumulation in environmental components……... 86

Chebotina M.Ja., Nicolin O.A., Smagin A.I.,
Murshova E.K., Rybakov E.N.
Tritium in the wells water in the area of the enterprise «Mayak»……... 95

Sharov N.V., Isanina E.V., Krupnova N.A.,
Pozhilenko N.A., Stupak V.M.
The authenticity increase of the Rybachi and Sredni peninsulas of the earth's crust geological models on the base of integrated seismic methods: CDP, DSS, ECWM……... 98

CHRONICLE. EVENTS. PEOPLE.

IX Ural youth scientific school on geophysics……... 106
New names…….. 110
Anniversaries……... 110
In memory of our colleagues……. 114

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ СПУТНИКОВОЙ ГЕОДЕЗИИ ДЛЯ МОНИТОРИНГА БЫСТРЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

Баландин Д.В.– Уральский государственный университет, Екатеринбург
Панжин А.А. – Институт горного дела УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Рассмотрен метод кинематического GPS и особенности его реализации. Показано, что данный метод применим и для оценки быстрых движений между квазинеподвижными объектами, например, блоками земной коры.

APPLICATION OF SATELLITE GEODETIC TECHNIQUES FOR FAST DEFORMATIONS MONITORING

Balandin D.V. – Urals State University, Yekaterinburg
Panzhin A.A. – Institute of mining art UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The method of kinematic GPS and features of its realization is considered. It is shown, that the given method is applicable and for a rating of fast movements between quasimotionless objects, for example, blocks of an earth's crust.

Современные спутниковые навигационные системы GPS и ГЛОНАСС позволяют определять местоположение приемника с точностью порядка нескольких миллиметров. Если, во время приема навигационных сигналов со спутника, приемник будет двигаться, то результатом будет функция координат местоположения от времени. Особенностью таких измерений является то, что при движении приемника, каждая отдельная эпоха измерений рассчитывается отдельно, а траектория движения получается комбинацией отдельных измерений (в отличие от статического метода измерений, где координаты вычисляются по всем эпохам). Мы рассмотрим реализацию этого метода с использованием спутниковой навигационной системы GPS – Кинематический GPS.

Различают два основных метода определения местоположения – абсолютный и относительный (DGPS). В абсолютном методе местоположение, а при движении приемника – траектория, определяется в определенной системе координат по данным прямых спутниковых измерений. Относительный метод (Differential GPS) предполагает наличие, как минимум двух приемников, и точно известные координаты местоположения одного из них (базовая станция). Измерения проводятся одновременно обоими приемниками, а координаты (или траектория) роверного приемника определяются по разности фаз несущих частот (разности прихода навигационных сигналов при измерениях псевдодальностей). Наилучшую точность определения координат дают фазовые измерения относительным методом.

Существует ряд ограничений в кинематическом методе измерений. Прежде всего, это расстояние между приемниками. Поскольку определение расстояния по разности фаз несущей частоты навигационного сигнала на приемниках подразумевает, что электромагнитные волны от спутников до обоих приемников распространяются с одной скоростью, то различные атмосферные явления могут оказаться серьезной помехой. Кроме того, с увеличением расстояния между станциями возрастает ионосферная задержка. При расстоянии между базой и ровером меньше 10 км различия в среде распространения радиосигнала считаются не существенными. Скорость движения ровернорного приемника также влияет на точность измерений [1],[2]. Фазовый метод измерения кинематики уникален для определения быстрых движений природного и техногенного характера (скорости порядка 1 см/сек)[3]. С помощью этого метода можно получить трехмерные скорости движений при землетрясениях, уникальные данные при гидрографических наблюдениях. Метод может быть адаптирован для измерения подвижности различных сооружений. Нами был

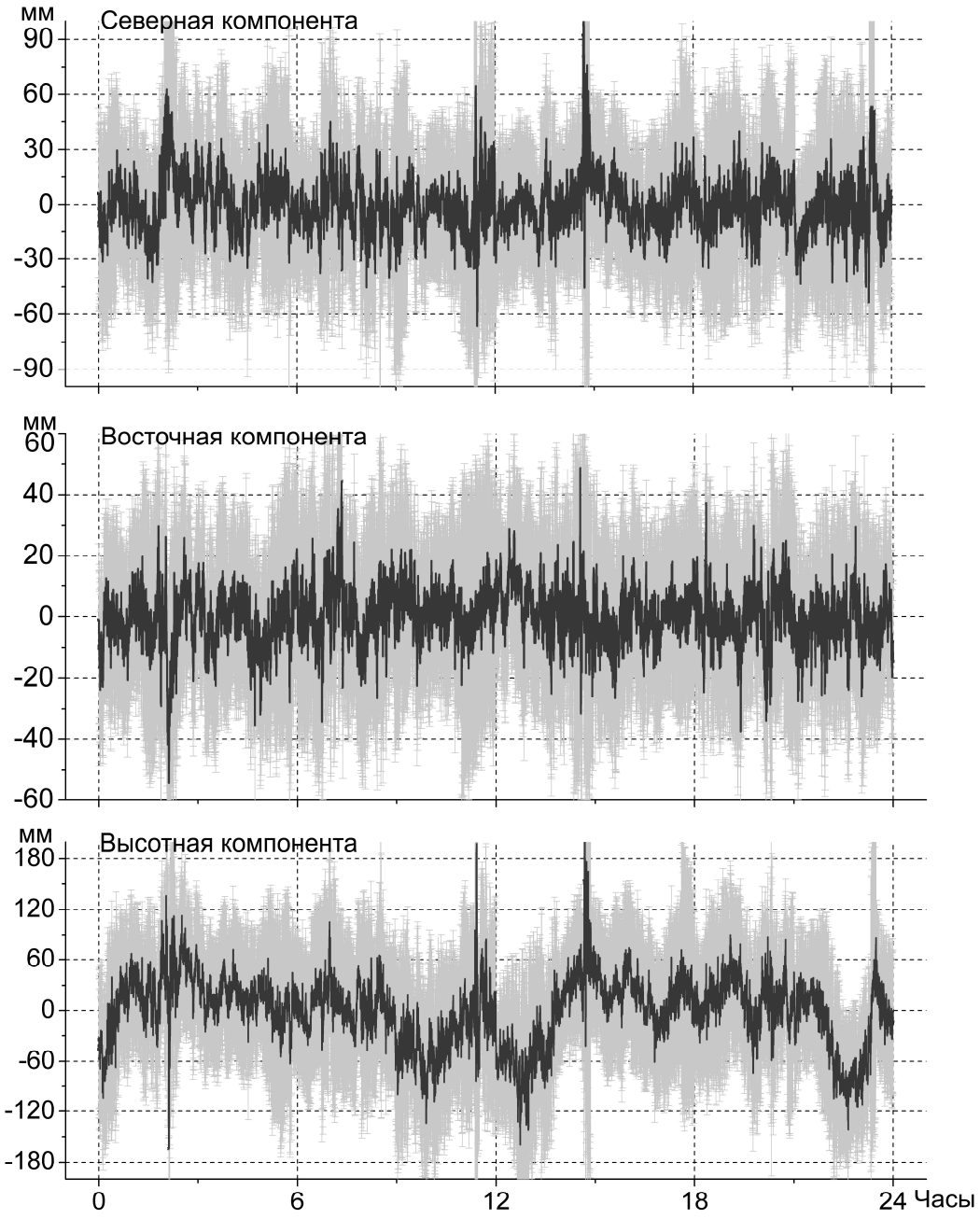


Рис. 1. Суточные изменения компонент длины базы между GPS-станциями Института геофизики и Института горного дела

проведен эксперимент по данным со станций GPS Института геофизики и Института горного дела УрО РАН и была рассчитана деформация базы между этими станциями в течение суток.

На рис. 1. приведены графики определения расстояния между «базами» с 28 по 29 октября 2007 г. Скорость работы приемников 1/15 Гц. Данные этого эксперимента нельзя считать абсолютно достоверными, так как одна из станций считалась фиксированной (базой), а вторая – подвижной (ровером), хотя обе станции установлены на крышах зданий. Однако этот пример наглядно демонстрирует возможности фазового метода кинематических измерений.

Литература

1. GAMIT/GLOBK Manual. T.A. Herring, R.W. King, S.C. McClusky. M. I. T. 2006.
2. Guide to GPS Positioning. David Wells, Norman Beck. Canadian GPS Associates. 1999.
3. Recursive data processing for kinematic GPS Survey. C.C.J.M. Tiberius. Delft. 1998.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ РЕАЛИЗАЦИИ ВОЗМОЖНЫХ РЕЖИМОВ РАЗВИТИЯ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ В ГЕОСРЕДЕ

Беликов В.Т. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. На основе анализа уравнения баланса энергии разрушающегося твердого тела, учитывающего объемную и поверхностную его составляющие, сформулированы условия реализации того или иного режима развития процесса разрушения в горном массиве.

AN INVESTIGATIN OF REALIZATION CONDITIONS OF POSSIBLE REGIMES OF FAILURE PROCESS DEVELOPMENT IN GEOENVIRONMENT

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

Abstract. Realization conditions of one or another regime of failure process development in a rock massif were formulated, analyzing energy balance equation of a failing solid body, taking into account its volumetrically and surface components.

1. Введение

Проблема предсказания горных ударов и землетрясений решается медленно, прежде всего потому, что мы недостаточно знаем закономерности развития процессов разрушения, особенно в земной коре. В связи с этим важно отметить, что процессы разрушения в геосреде обладают рядом специфических особенностей, характеризуются большими пространственными и временными масштабами и протекают в широком интервале температур и давлений, нередко при участии флюидов. При этом неясными, прежде всего, остаются вопросы, связанные с условиями реализации того или иного режима развития процессов разрушения. Существующие данные говорят о том, что деструктивные (в широком смысле этого слова) процессы в геосреде происходят непрерывно. Однако не всегда развитие процесса разрушения приводит к катастрофическим событиям. Это означает, что в некоторых случаях процессы разрушения не сопровождаются значительным акустическим импульсом и протекают эволюционным образом.

При изучении такого явления, как разрушение чаще всего объектом исследования является отдельная трещина, которая по мере своего роста приводит к нарушению целостности материала и разделению тела на части. С появлением работ по кинетической теории прочности [1] стало ясно, что разрушение представляет собой разворачивающийся во времени физический процесс, по мере развития которого происходит глубокое и необратимое преобразование материала, и описывать его только механическими категориями, рассматривая лишь отдельную трещину, недостаточно. Таким образом, для того, чтобы изучать развитие процесса разрушения и, что особенно важно, характер этого развития, необходимо учесть данное обстоятельство, рассмотрев при этом всю область, где происходит разрушение. С этой целью для разрушающегося горного массива целесообразно (в рамках континуального подхода) рассмотреть модель гетерогенной среды, одной из фаз которой является трещинная. Сам твердый материал также может быть гетерогенным и состоять из нескольких фаз, которые (включая трещинную) отделены друг от друга соответствующими межфазными поверхностями. В такой ситуации при изучении процессов разрушения необходимо учитывать и поверхностную энергию. Кроме того, в рамках предлагаемой модели, следует ввести такие измеряемые характеристики разрушающегося твердого тела, как доля объема, занимаемая трещинами (пористость и трещиноватость) и поверхность трещин, рассчитанная на единицу объема (удельная внутренняя поверхность, УВП). На тот факт, что поверхностная энергия играет важную роль в процессах разрушения, одним из первых обратил внимание Гриффитс [2], рассматривавший условия, необходимые

для распространения отдельной трещины. Если считать разрушающееся твердое тело гетерогенным и трактовать процесс разрушения как фазовый переход первого рода [3], то для изучения развития процессов разрушения в пространстве и времени можно использовать уравнения, описывающие процессы тепломассопереноса в гетерогенной геосреде [4], учтя при этом в общем балансе энергии также и поверхностную ее часть. В такой постановке объектом изучения будет уже не отдельная трещина, а вся область, где развиваются процессы разрушения, рассматриваемая как гетерогенная среда с изменяющимися структурными характеристиками, такими как доля объема, занимаемая трещинами (трещиноватость) и УВП.

Целью настоящей работы является изучение условий реализации того или иного режима развития процесса разрушения в геосреде на основе анализа уравнения энергетического баланса разрушающегося массива горных пород и формулировка критериев, определяющих характер этого развития и, в частности, выявление условий, при которых возникает катастрофическое событие типа горного удара или землетрясения.

2. Постановка задачи и вывод основных соотношений

При изучении процесса разрушения в геосреде необходимо рассмотреть две фазы: твердую и трещинную (флюид), разделенные соответствующей межфазной поверхностью S_{f-s}, которую будем предполагать гладкой. В дальнейшем символ S_{f-s} будет использоваться и для обозначения величины площади межфазной поверхности в некотором объеме V (называемом далее объемом осреднения) твердого тела. Когда мы рассматриваем процесс разрушения как фазовый переход, трещинная фаза будет представлять собой газообразный флюид, химический состав которого соответствует составу твердой фазы. Уравнение баланса объемной энергии твердой фазы, осредненное (по объему V), в соответствии с [4], может быть записано так:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t}\left[r\left(E+\frac{v_i^2}{2} \right) \right]+ \\
&+\frac{\partial}{\partial x_i}\left[r\left(E+\frac{v_i^2}{2} \right)v_i-\left(s_{ik}+t_{ik} \right)v_k+J_i \right]- \\
&-\frac{1}{V}\int\limits_{S_{f-s}} r'\left(E'+\frac{v_i'^2}{2} \right)u_i^{zp}n_i dS- \\
&-\frac{1}{V}\int\limits_{S_{f-s}}\left(s'_{ik}+t'_{ik} \right)v'_k n_i dS+\frac{1}{V}\int\limits_{S_{f-s}} J'_i n_i dS=0.
\end{aligned} \qquad (1)$$

Обозначения следующие: r', v'_i, s'_{ik}, и t'_{ik} – соответственно плотность, скорость, тензоры упругих и вязких напряжений в точке; E' – внутренняя энергия твердой фазы в точке, рассчитанная на единицу массы; J'_i – i-я компонента кондуктивного потока тепла в твердой фазе в точке; r, n_i E, s_{ik}, τ_{ik}, J_i – соответствующие осредненные значения указанных параметров, n_i – i-я компонента единичного вектора нормали, внешней по отношению к твердой фазе, u_i^{zp} – i-я компонента скорости движения межфазной границы при разрушении твердого тела [3-4]. Скорость $\mathbf{u}^{zp}$ определяется из кинетических соображений или из решения задачи Стефана [5]. Объем осреднения V выбирается таким образом, чтобы его характерный размер был много больше характерного размера трещин и много меньше размеров области разрушения. Первые два слагаемых слева в (1) присутствуют и в уравнении баланса энергии гомогенной среды [6], поэтому обсуждение их физического смысла не требуется. Последние три слагаемых являются специфическими, и их появление обусловлено наличием межфазной поверхности. Их физический смысл обсуждался в работе [7]. Аналогичное (1) соотношение можно записать и для энергии трещинной фазы.

Уравнение, описывающее изменение поверхностной энергии в процессе разрушения твердого тела было получено в работе [7]. Оно имеет вид

$$\frac{dE_\Omega}{dt}=s\,\frac{d\Omega}{dt}=s\,u\Omega, \qquad (2)$$

где E_Ω – поверхностная энергия единицы объема, s – коэффициент поверхностного

натяжения, предполагаемый постоянным, Ω – УВП твердого тела, определяемая следующим образом

$$\Omega = \frac{1}{V}\int_{S_{f-s}} dS = \frac{S_{f-s}}{V} .$$

Параметр υ, имеющий вид

$$u = \left\langle \mathbf{wn}\ div\mathbf{n} \right\rangle_{S_{f-s}},$$

где скобки справа означают среднее по межфазной поверхности S_{f-s}, характеризует изменение УВП, обусловленное движением межфазной границы S_{f-s}. Причем

$$\mathbf{w} = \mathbf{v} + \mathbf{u}^{cp},$$

где **v** – скорость твердой фазы на границе S_{f-s} (скорость деформации границы). Таким образом, величина υ описывает изменение УВП, вызванное как деформацией твердой фазы, так и фазовыми переходами. Величина *div* **n** совпадает с кривизной [8] и является структурным параметром, определяющим эволюцию топологических свойств межфазной поверхности при ее перемещении.

Складывая (1) и (2), получим уравнение баланса полной (объемной и поверхностной) энергии разрушающегося твердого тела. Вычитая из него соотношение для баланса кинетической энергии твердой фазы (составленное с использованием ее уравнения движения [4]) получим выражение, описывающее изменение объемной внутренней и поверхностной энергии разрушающегося твердого тела [7].

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(U + E_{\Omega}\right) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(U v_i\right) - \left(s_{ik} + t_{ik}\right)v_{ik} + \frac{\partial J_i}{\partial x_i} - \\ - \frac{1}{V}\int_{S_{f-s}} U' u_i^{cp} n_i \, dS + \frac{1}{V}\int_{S_{f-s}} J_i' \, n_i \, dS - s u \Omega = 0, \qquad (3)$$

где $U' = r'E'$ и $U = rE$ – внутренняя энергия в точке, и осредненная внутренняя энергия твердой фазы, приходящиеся на единицу объема. Энергию трещинной (флюидной) фазы в силу её малой плотности в общем балансе энергии мы не учитываем.

3. Обсуждение результатов

Обратим внимание на некоторые важные обстоятельства, связанные с физическим смыслом слагаемых в (3).

Во-первых, отметим следующее: процессы разрушения, происходящие в твердом теле, приводят к тому, что картина напряженно-деформированного состояния становится существенно нестационарной. В этом случае отличны от нуля тензор скоростей деформации n_{ik} и коэффициент υ. При этом упругие силы производят работу по изменению напряженно-деформированного состояния среды, меняется и поверхностная энергия разрушающегося твердого тела.

Во-вторых, как известно, интенсивность фазового перехода пропорциональна перегреву фазы (испытывающей такой переход) по сравнению с температурой фазового равновесия. Поэтому кондуктивная теплопроводность, способствующая отводу тепла из данной области, снижает вероятность перегрева в ней и уменьшает степень интенсивности фазового перехода. Таким образом, при прочих равных условиях более высокой теплопроводности тела соответствует более высокая его прочность.

В-третьих, чем с большими скоростями деформируется тело, тем больше тепловыделение за счет вязкой диссипации (слагаемое $\tau_{ik}v_{ik}$ в (3)) и тем больше вероятность перегрева и разрушения.

Оценим по порядку величины слагаемые слева в (3) и изучим возможные режимы развития процесса разрушения в зависимости от соотношения между ними. Для этого введем три характерных времени $\tau_1=\eta/\mathrm{K}$; $\tau_2=\mathrm{Ku}^2/(l\,\mathrm{T})$; $\tau_3=\mathrm{Ku}^2/(\mathrm{L}^2\,\upsilon\,\sigma\,\Omega)$, где K – какой-либо упругий модуль, u – смещение, L – характерный размер, η – вязкость, λ – коэффициент теплопроводности.

Если K – модуль сдвига, то τ_1 – максвеловское время релаксации [9]. Прежде всего, отметим, что слагаемое, описывающее конвективный поток энергии в силу малости скоростей деформации в твердом теле можно опустить. При $t >> \tau_1$ можно пренебречь тепловыделением за счет вязкой диссипации (слагаемое $\tau_{ik}v_{ik}$) по сравнению с работой упругих сил в единицу времени (слагаемое $\sigma_{ik}n_{ik}$). Иными словами, чем

меньше τ_1 (то есть меньше вязкость горных пород η) тем раньше наступает момент времени, начиная с которого $\sigma_{ik}n_{ik} >> \tau_{ik}v_{ik}$.. Можно сказать и так: чем меньше τ_1, тем более вероятен режим, когда $\sigma_{ik}n_{ik} > \tau_{ik}v_{ik}$.. При t << τ_2, величина $\sigma_{ik}n_{ik}$ существенно больше кондуктивного отвода тепла (слагаемое $\partial J_i / \partial x_i$). В этом случае, чем больше τ_2 (то есть, чем меньше коэффициент теплопроводности), тем более вероятно, что в течение всего промежутка времени развития процесса разрушения мощность упругих сил превышает кондуктивный отвод тепла. Такая ситуация характерна для силикатных горных пород, обладающих более низкой теплопроводностью, например, по сравнению с металлами. При t << τ_3, мощность упругих сил много больше работы, затрачиваемой в единицу времени на изменение УВП (слагаемое $\sigma\, \upsilon\, \Omega$). То есть, чем больше τ_3, тем в течение большего промежутка времени осуществляется такой режим развития процессов разрушения при котором $\sigma_{ik}n_{ik} >> \sigma\, \upsilon\, \Omega$. Если говорить конкретно, то это происходит в том случае, когда скорость изменения УВП $d\Omega/dt = u\Omega$ (см. (2)) относительно мала. В этой связи немаловажно отметить, что скорость изменения удельной внутренней поверхности помимо всего прочего зависит и от структурно-петрофизических свойств горных пород. При τ_1 << t << τ_2 мощность упругих сил превышает и дисспативное тепловыделение и кондуктивный отвод тепла. Если к тому же $\tau_2 < \tau_3$, то она превышает и работу, затрачиваемую в единицу времени на образование новой поверхности. В этом последнем случае можно ожидать ускоренный (и даже катастрофический) режим развития процесса разрушения. Более того, если по мере его протекания, образования и роста трещин (с соответствующим изменением УВП) возможны значительные деформации с большими скоростями, то кинетическая энергия разрушающейся горной породы может стать сравнимой с ее внутренней энергией. Тогда следует анализировать уравнение для полной энергии твердого тела, полученное суммированием соотношений (1) и (2), из которого видно, что в этом случае возникает значительный акустический импульс, описываемый вторым слева в (1) поверхностным интегралом. Если этот акустический импульс, связанный с колебанием межфазных поверхностей не компенсирует потерь свободной энергии деформации при разгрузке, появляются магистральные трещины достаточно большого характерного размера, нарушающие целостность материала на данном пространственном масштабе, что и приводит к большим деформациям. При этом значительные скачкообразные смещения, не отделившихся окончательно от разрушающегося горного массива частей, могут приводить к генерации мощных акустических импульсов. Именно такой сценарий развития процессов разрушения в геосреде может приводить к большим подвижкам отдельных фрагментов горного массива и возникновению горных ударов и землетрясений той или иной интенсивности. В том случае, когда после нарушения целостности материала происходит разделение тела на части, запасенная в нем упругая энергия, может переходить в кинетическую энергию его отдельных фрагментов.

Если пренебречь в (3) слагаемыми, связанными с конвективным потоком внутренней энергии, кондуктивной теплопроводностью, тепловыделением за счет вязкой диссипации, а также функциями источника, обусловленными фазовыми переходами и теплообменом между фазами (оба поверхностных интеграла в (3)), тогда в квазистационарном случае, при

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(U + E_\Omega\right) = 0 ,$$

можно получить выражение [7]

$$s_{ik}v_{ik} + s\,u\Omega = 0. \qquad (4)$$

При выполнении условия (4), разрушение происходит таким образом, что мощность упругих сил скомпенсирована работой, затрачиваемой в единицу времени на изменение поверхности. Характер развития

процесса разрушения, соответствующий условию (4), когда практически отсутствует акустический импульс, можно (в достаточной степени условно) назвать эволюционным [7]. Соотношение (4) можно рассматривать как аналог энергетического критерия Гриффитса [3, 7]. Если мощность упругих сил превышает скорость изменения поверхностной энергии, то процесс разрушения (как мы сказали выше) будет развиваться уже не в квазистационарном режиме. Динамика этого развития будет определяться как внешними (напряженное состояние твердого тела), так и внутренними (его структура) факторами. Процесс разрушения в этом случае будет описываться не условием (4), а общим соотношением, полученным суммированием (1) и (2).

4. Заключение

Таким образом, при изучении проблемы предсказания горных ударов и землетрясений, прогресс может быть достигнут только в том случае, когда мы научимся правильно формулировать критерии, характеризующие возможный режим (эволюционный или катастрофический) развития деструктивных процессов в геосреде. Умение прогнозировать тот или иной сценарий протекания процессов разрушения в земной коре и определять условия реализации каждого из них позволит вплотную подойти к предсказанию катастрофических событий типа горных ударов и землетрясений. Естественно, что осуществить это можно только в том случае, когда имеются индикаторы процессов разрушения, изучая которые удается восстановить характер временных изменений тех структурно-петрофизических параметров геосреды, которые в первую очередь влияют на реализацию того или иного режима развития процесса разрушения. Одним из таких индикаторов являются газы радиогенной природы, например, радон [10]. Следует отметить, однако, что необходимые данные могут быть получены и по другим индикаторам процессов разрушения. В частности полезными и перспективными с этой точки зрения могут оказаться результаты экспериментов по наблюдениям акустической и электромагнитной эмиссий.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-05-96053-р_урал_а).

Литература

1. *В.Р. Регель, А.Н. Слуцкер, Э.Е. Томашевский.* Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
2. *Griffith A.A.* The phenomenon of rupture and flow in solids // Phil. Trans. Roy. Sos. Ser. A. 1920. V. 221. P. 163–198.
3. *Беликов В.Т.* О термодинамической интерпретации эмпирического соотношения для долговечности твердых тел // Дефектоскопия, 1996. №1. С. 96–101.
4. *Беликов В.Т.* Количественное описание процессов тепломассопереноса в литосфере // Геология и геофизика, 1991. №5. С. 3–9.
5. *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. М.: Наука. 1964. 488 с.
6. *Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш.* Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука. 1977. 552 с.
7. *Беликов В.Т., Шестаков А.Ф.* Изучение временных изменений напряженного состояния геосреды в процессе разрушения // Геология и геофизика, 2008. Т. 49, №5. С. 461–470 (в печати).
8. *Левич В.Г.* Курс теоретической физики. Т.1. М.: Наука. 1969. 912 с.
9. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука. 1987. 246 с.
10. *Беликов В.Т., Шестаков А.Ф.* Влияние процессов разрушения на миграцию радона в трещиновато-пористой среде. Деп. № 2315-В96. М.: ВИНИТИ, 1996. 38с.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА СИЛЬНЫХ КОРОВЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ. СЦЕНАРИИ РАЗВИТИЯ СЕЙСМОТЕКТОНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Гуфельд И.Л. **–** Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва

Аннотация. Рассмотрены геологические факторы, контролирующие процессы подготовки сильных землетрясений и проявление слабой и сильной сейсмичности. Выделены процессы взаимного смещения блоков литосферы и дегазации. Обсуждаются три сценария развития сейсмотектонических процессов, учитывающих пространственное протекание физико-химических реакций в твердой фазе и флюиде. Подготовка очагов сильных коровых землетрясений связывается с блокировкой границ блоков за счет физико-химических реакций. Рассмотрена возможность регулирования сейсмического режима.

PHYSICAL-CHEMICAL MECHANICS OF STRONG CRUST EARTHQUAKES. SCENARIO OF SEISMOTECTONIC PROCESS DEVELOPMENT

Gufeld I.L. – The O.Yu.Smidt Institute of the Earth Physics, RAS, Moscow

Abstract. Geological factors, controlling the process of strong earthquakes preparation and manifestation of weak and strong seismicity, were considered. Processes of mutual displacement of lithosphere blocks and degassing were distinguished. Three development versions of seismotectonic processes, taking into account spatial progress of physical-chemical reactions in hard phase and in fluid, are discussed. Preparation of strong crust earthquake centers is bound up with blocking of block boundaries owing to physical-chemical reactions Possibility of seismic regime control was considered.

В настоящее время сформулированы два подхода к прогнозу сильных коровых землетрясений. В первом – представления о подготовке и разрушении лабораторных монолитных образцов переносятся на условия литосферы и анализируется двухстадийная модель подготовки разрушения [18]. Второй подход объединяет геологоморфологические методы выделения сейсмогенных структур с методами статистики и теории распознавания образов [3]. Реально осуществлялась долгосрочная или среднесрочная оценка потенциальной сейсмической опасности, при которой прогноз места и времени сильного землетрясения оставался весьма неопределенным. Однако опыт многолетнего геофизического и гидрогеохимического мониторинга сейсмической опасности, анализ противоречий наблюдаемых «предвестников» и достижения в области геологии позволяют представить особенности строения, свойств и процессов в геологической среде, не имеющие аналогов в лабораторных экспериментах. Это меняет приоритеты и задачи исследований и выдвигает на первый план в работах по прогнозу такие свойства среды, как нестабильность ее самой, так и самого очага сильного землетрясения. С учетом этого будет предложена модель сейсмического процесса, составной частью которого являются сильные коровые землетрясения.

Результаты мониторинга сейсмической опасности можно разбить на две группы. Первая группа относится к структуре среды и особенностям проявления крупномасштабных разрывов. Вторая группа результатов включает данные об изменчивости параметров среды.

Необходимо выделить блочное строение литосферы и постоянные движения блоков относительно друг друга при сохранении целостности среды. Крупномасштабные разрывы происходят на границах блоков и повторяются в одних и тех же местах с непредсказуемой регулярностью. Уже это исключает прямолинейное лабораторное моделирование сейсмического процесса. Литосфера выше границы Мохоровичича на локальном уровне переходит в трещиноватое состояние и поддерживается в этом состоянии за счет литостатического

давления и действия флюида [13]. Среда уже на локальном уровне не терпит перенапряжений, следовательно, можно говорить о парадоксе появления крупномасштабных разрывов. Кроме того, при землетрясениях снимается малая часть постоянно поддерживаемой в среде упругой энергии. Это означает, что среда находится в состоянии, близком к предельному [15].

Обнаружены непрерывные изменения различных параметров среды в сейсмоактивных и асейсмичных регионах. В условиях постоянных градиентов литостатического давления и температуры наблюдаются разномасштабные и несинхронные вариации геофизических и гидрогеохимических полей, представляемые набором гармоник с периодами от часов – суток до многих лет. Это отражает соответствующие изменения объемно-напряженного состояния (ОНС) среды. На основе данных фокальных механизмов показана значительная неоднородность полей локальных напряжений, описываемая в том числе случайными направлениями [10].

В рамках лабораторных представлений сейсмического процесса не находят объяснения целый ряд других фактов: краткосрочные признаки землетрясений в среднем «наблюдали» на большем расстоянии от эпицентральной зоны, чем среднесрочные; возмущения различных полей были нечувствительны к акту землетрясения; возмущения различных полей, контролируемые в одной локальной зоне, противоречили друг другу, то есть не соответствовали в данный момент деформации сжатия или расширения; вариации объемного деформирования, с которыми связываются подготовка сильных землетрясений, лежат в пределах одного порядка в сейсмоактивных и асейсмичных зонах, а плотность потока энергии слабых землетрясений в этих зонах различается на три порядка [10, 18].

Учет предельной энергонасыщенности среды, а также непрерывной и разномасштабной изменчивости ее параметров на первый план выдвигает вопросы физики вариаций ОНС среды вблизи предельного уровня и процессов формирования в трещиноватых межблочных зонах крупномасштабных структур разрушения, которые не могут быть объяснены с учетом метаморфизма и медленных тектонических движений. При этом не существует проблемы накопления предельных напряжений в больших объемах.

Непрерывные изменения параметров геологической среды в блочных и граничных структурах, отражающие изменения ОНС, свидетельствуют о накачке среды дополнительной упругой энергией. Вариации ОНС могут быть связаны с периодическим изменением объема (объема кристаллических структур) различных элементов среды. Поэтому действующий фактор должен иметь планетарный характер. Речь идет о планетарной дегазации Земли [11, 12] и, конкретно, о последствиях взаимодействия восходящих потоков легких газов (водород, гелий) с твердой фазой литосферы и экзогенными реакциями различных газов между собой в порах, трещинах и флюидных потоках.

При имплантации в образцы горных материалов водорода и гелия, в концентрациях соответствующих реальным в литосфере, деформация достигает величин 0,01–0,06 [7]. Эти величины существенно выше предельных разрушающих деформаций литосферы – 0,0001. Поэтому можно ожидать, что при определенных условиях предельные деформации будут достигнуты при весьма небольших изменениях восходящих потоков водорода и гелия (отметим, что для имплантации легких газов в кристаллические структуры или выхода из них не требуется критических величин давления или температуры). Восходящая диффузия водорода идет по каналу твердое тело–флюид–твердое тело. В твердой фазе водород диффундирует в атомарном виде. При его десорбции и последующих экзотермических реакциях с другими атомами водорода, окислами углерода и углеводородами в конечном итоге образуются молекулы воды и метана. Эти реакции наиболее интенсивно идут при температурах 400–600 ^{o}C, то есть выше границы Мохоровичича, где формируются очаги наибо-

лее сильных землетрясений. Учитывая реальный коэффициент термического расширения (10^{-5}–$5\cdot10^{-6}$) 1/град, предельные деформации литосферы будут достигнуты при повышении температуры всего на 10–20 °С. Для реализации таких тепловых эффектов концентрация водорода в твердой фазе должна быть около 0,1 см^3/кг, что существенно ниже его реальной концентрации в литосфере.

Реакцией среды на эти процессы будут обратимые изменения объема кристаллических структур (расширение – сжатие – расширение), приводящие к вариациям ОНС во внутриблочных и граничных структурах. Из-за непостоянства в пространстве и времени восходящих потоков легких газов по глубине устанавливается динамический процесс взаимного замещения друг другом зон сжатия и расширения (рис. 1). Этим же процессом контролируются непрерывные и несинхронные вариации различных полей в блоковых структурах (деформация, наклоны, проводимость, уровень воды и др.), а также режим слабой сейсмичности из-за нарушения аккомодации между элементами среды (внутриблочные и граничные структуры) и разрушения возникающих механических зацеплений.

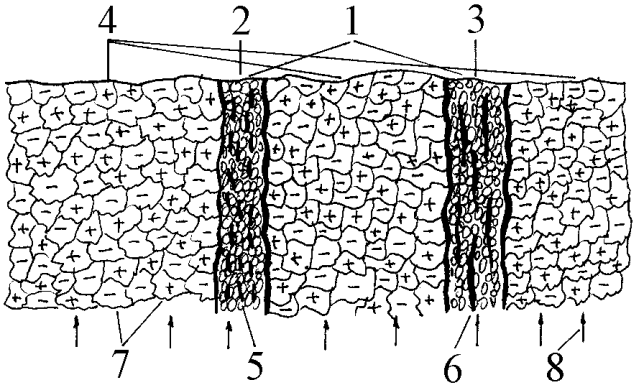


Рис. 1. Вариации ОНС среды, отражающие в граничных структурах (1) фоновый сейсмический процесс (2) и процесс подготовки очага сильного землетрясения (3), а в блоковой структуре (4) – непрерывные изменения параметров. 5 и 6 – локальные и крупномасштабные цепочки механических зацеплений в граничных структурах. 7 – зоны растяжения и сжатия. 8 – потоки легких газов

Реально существуют два режима функционирования активных границ: фоновый и формирования и распада возникающих на границах крупномасштабных структур разрушения (КСР). Априори понятно, что переход фонового режима в режим образования КСР на границах блоков связан с ограничением взаимного перемещения блоков, то есть с блокированием границ. Фоновая ситуация нарушается, когда концентрация легких газов в восходящем потоке превышает предельную, соответствующую растворимости в кристаллической решетке [7]. Как известно, горные материалы отличаются большим объемом кристаллических ячеек. Легкие газы влияют на их объем, занимая только определенные позиции, а именно дефекты упаковки в наиболее плотно упакованных структурах. Другие позиции отличаются «рыхлостью» кристаллических структур (межплоскостные расстояния больше 8 ангстрем), и диффузия легких газов через них идет с небольшой энергией активации. Из этих позиций водород и гелий быстро диффундируют за пределы структуры. Этим можно объяснить тот факт, что существует предельная концентрация растворимости легких газов, соответствующая концентрации этих газов в горных материалах (только для нормальных условий), получить значения выше которой нельзя даже при искусственной имплантации их [10].

При нарушении фонового режима динамический процесс взаимного замещения зон сжатия и расширения нарушается. Зоны расширения начинают увеличивать свои размеры за счет зон сжатия из-за избыточного потока легких газов по каналу твердое тело–флюид–твердое тело. Локальные механические зацепления на границах начинают объединяться и образовывать крупномасштабные связанные структуры. Поэтому под очагом сильного землетрясения понимается связанное состояние двух или более блоков, образующееся за счет множества механических зацеплений между элементами граничных структур и этих элементов с блоками. Связанное состояние боков означает ограничение их движения относи-

тельно друг друга, то есть блокировку границ. Будущий очаг формируется не за счет действия тектонических напряжений, а в результате физико-химических процессов в граничных и блочных структурах, обусловленных восходящими потоками легких газов. Связанная блочная структура в предельно энергонасыщенной среде весьма неустойчива. В среде постоянно меняются физико-химические и физико-механические свойства элементов и параметров контактного взаимодействия в граничных и блочных структурах за счет вариаций восходящих потоков легких газов. На среду постоянно действуют флуктуационные и периодические процессы, создавая шумовое силовое поле: приливы, метеофакторы, упругие волны местной и отдаленной сейсмичности, вариации скорости вращения Земли, весьма медленные тектонические движения блоков и др. Существующие условия в среде препятствуют образованию крупномасштабных структур разрушения. Катастрофические землетрясения с магнитудой $M > 7$ являются уникальными событиями, уникальны и условия их подготовки. Определяющим в условиях подготовки сильных землетрясений являются не процессы взаимодействия трещин различного масштаба [18], а процессы взаимодействия блоков.

Процессы дегазации на современном этапе геологического развития носят монотонный характер, на фоне которого проявляются импульсы дегазации (эндогенная активизация Земли [11, 12]) на различных пространственных масштабах, от регионального до локального (в пределах нескольких блоков или отдельных граничных структур). Тип разблокировки границ блоков, в виде крупномасштабного разрыва или естественных процессов, будет зависеть от степени пространственного нарушения фонового движения совокупности блоков. Движения каждого из блоков (по крайней мере в пределах платформ) обусловлены структурно-вещественной (физико-химической) трансформацией горных пород в зонах взаимодействия верхней мантии и нижней коры, нижней и верхней кор, а также в выше лежащих слоях. Эти процессы связаны с гранитизацией и вертикальной аккрецией вещества и сопровождаются увеличением или уменьшением объема в зависимости от исходного состава [1, 14]. Хотя амплитуда деформации может достигать десяти и более процентов, скорость деформации весьма мала и составляет $5 \cdot 10^{-10}$ 1/сутки. Отмечено, что одним из следствий этих процессов является приобретение средой способности к объемной реидной деформации – тектонического течения, реализуемого блоками вдоль граничных структур. Поэтому эта деформация может оказать влияние только на уже блокированные в предельно энергонасыщенной среде границы, создавая небольшую добавочную нагрузку. Следовательно, мы должны рассматривать реакцию упругой и жесткой верхней части блочной коры с заблокированными границами на движения в нижней оболочке, испытывающей структурно-вещественные преобразования.

Учитывая это, можно говорить о трех возможных сценариях развития сейсмотектонического процесса (рис. 2). В первом реализуется монотонный характер дегазации, все границы блоков разблокированы. Это фоновый режим, движения каждого из блоков напоминает клавишную систему (по аналогии с выражением Л. Лобковского), действие которой обусловлено особенностями реидной деформации в низах каждого из блоков. Во втором сценарии эндогенная активизация реализуется в масштабах 2 – 4 блоков (локальная активизация), и блокируется движение только этих блоков. Соседние блоки продолжают естественный режим движения. Вероятность разблокировки одной из границ крупномасштабным разрывом мала, так как нельзя исключать того, что несколько блоков могут совершать совместный режим движений, вызывая возмущения различных полей. Разблокировка границ может происходить по мере затухания эндогенной активизации. И, наконец, третий сценарий, когда происходит блокировка границ в региональном масштабе, то есть эндогенная активизация проявляется в региональном масштабе, например [2, 20]. Отражениями появления пространственно

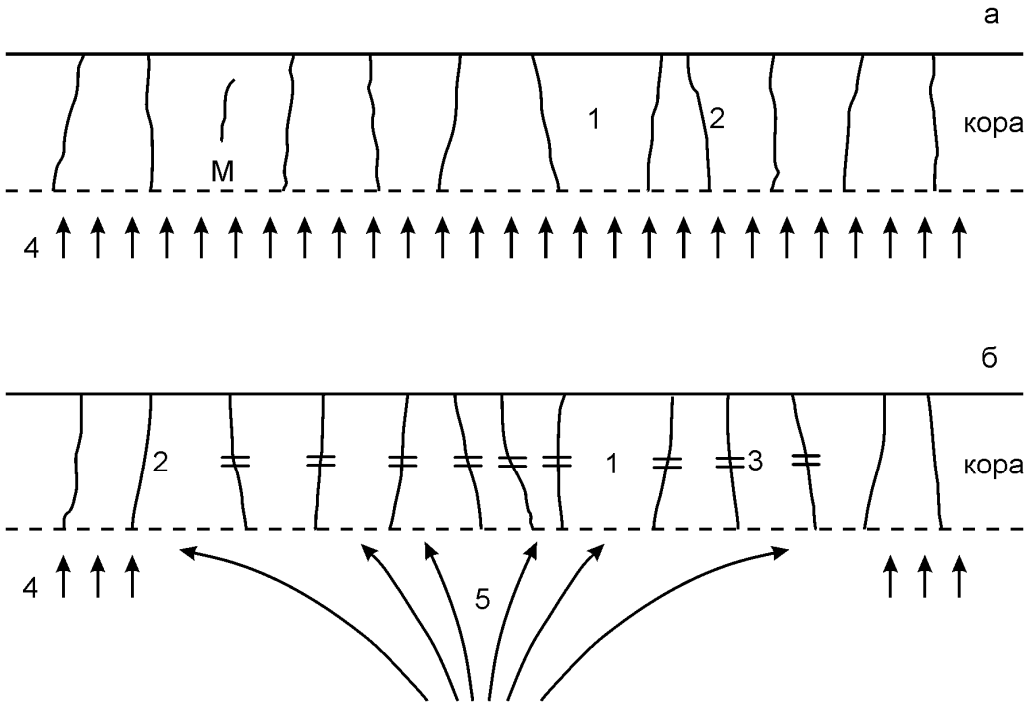


Рис. 2. Сейсмические режимы: фоновый (а) и подготовки очагов сильных землетрясений (б): 1 – блоки, 2 – границы, по которым происходят смещения блоков, 3 – блокированные границы блоков, 4 – фоновые потоки легких газов, 5 – импульсные потоки легких газов в региональном масштабе, M – граница Мохоровичича

связанных блочных структур могут быть: кольцевая сейсмичность, относительное сейсмическое затишье, сейсмические бреши, а также многочисленные возмущения различных параметров среды на расстояниях $r \sim \exp M$ (км) от будущих эпицентров (M – магнитуда землетрясения). Поперечные размеры зон, в которых наблюдали возмущения различных параметров среды, достигают 2–3 тысяч километров [9, 12]. Но эти локальные возмущения среды не являются предвестниками, так как их положение относительно сильного землетрясения было случайным в пространстве и времени [19]. Естественно, что совокупность пространственно-временных вариаций различных полей и сейсмического режима не могли быть объяснены в рамках лабораторных представлений. Совокупность локальных возмущений параметров среды свидетельствует лишь о возбужденном состоянии литосферы. Судя по анализу этих данных [18], возбужденное состояние среды может появиться в широком интервале времен перед событиями с магнитудой $M > 5$ (от недель-месяцев до нескольких лет). Полагаем, что эта ситуация характерна как для платформ, так и зон субдукции (глубокофокусные землетрясения не рассматриваются). Подтверждением последнего могут служить, например, данные по направлениям разрывов, лежащих почти вкрест, так называемому, направлению движения океанической плиты [17].

Возможен ли прогноз места и времени разблокировки конкретной граничной структуры? Приведем результаты моделирования разрушения связанной структуры, представляемой совокупностью механических зацеплений [4, 5]. Фактически связанные структуры – это цепочки механических зацеплений. В реальных нестационарных условиях отдельные механические зацепления испытывают связанные колебания (коллективные моды), то есть колебания каждого их них в цепочке зависят от движения соседних. При определенных внутренних условиях и внешних полях эти колебания могут перейти в специфический апериодический режим с последующим распадом локальных или крупномасштабных цепочек, приводящих к поддержанию или восстановлению фонового режима.

Колебательный режим совокупности механических зацеплений (далее элементов) в цепочке (системе цепочек) в открытой и нелинейной среде рассматривался в рамках модели Ферми–Паста–Улама (ФПУ) [4, 5], описывающей динамику нелинейных взаимодействий осцилляторов-элементов. В отличие от Ферми с соавторами рассматривались неоднородные цепочки с различными массами и меняющимися во времени параметрами упругих линейных и нелинейных взаимодействий между элементами. Такое представление граничных структур позволяет учитывать различные условия их динамики: тектонические и фоновые силовые воздействия, включая квазистационарное нагружение, шумовые, периодические и импульсные воздействия различной природы, изменения параметров контактного взаимодействия отдельностей в граничной структуре.

В принципе, даже одну цепочку можно рассматривать в качестве основной части структуры разрушения от фонового класса до предельного. Масштабы цепочек определяют энергию распада и, следовательно, режимы функционирования границ. Критерием устойчивости выбрано время жизни цепочек, заканчивающееся их распадом. Под распадом цепочек понимается переход движения ее отдельных элементов из квазипериодического в апериодическое, когда амплитуда смещения элементов неограниченно возрастает.

Динамика цепочек описывается системой связанных нелинейных дифференциальных уравнений

$$m_{ij} d^2 x_{ij} / dt^2 = -k_{i+1,\,j}(x_{i+1,\,j} - x_{ij}) +$$

$$+ k_{ij}(x_{ij} - x_{i-1,\,j}) + a_{i+1,\,j}(x_{i+1,\,j} - x_{ij})^2 -$$

$$- a_{ij}(x_{ij} - x_{i-1,\,j})^2 - n_{ij} dx_{ij} / dt \ + \ldots,$$

которая решается численно. Здесь i – число элементов в цепочке, j – число цепочек в граничной структуре, m_{ij} – массы различных элементов, x_{ij} – смещения элементов, k_{ij} – коэффициенты линейной упругости, a_{ij} – коэффициенты нелинейной упругости, ν_{ij} – коэффициенты диссипации, многоточие означает внешние силы. К этой системе добавляются два уравнения движения блоков, образующих «разлом» и создающих нагружение (деформацию) цепочек и уравнения движения крайних элементов, примыкающих к этим блокам.

Самым существенным результатом моделирования является обнаружение долгоживущих и короткоживущих состояний цепочек (связанных состояний) и резких переходов между ними как в прямом, так и обратном направлениях, что обусловлено действием внешних и внутренних полей различной природы и физико-химическими процессами в граничных структурах. Наиболее сильное влияние на время жизни связанных состояний оказывает уровень фоновых силовых полей (периодических и флуктуационных) и скорость деформирования, причем моделирование показало наличие критических значений этих факторов, при достижении которых долгоживущие состояния скачком переходят в короткоживущие, то есть происходит быстрый распад связанного состояния. Следует подчеркнуть, что время жизни связанных состояний уменьшается с ростом скорости деформирования.

Необходимо учитывать, что в реальных условиях комбинаций различных полей, действующих на связанные структуры в региональной зоне возбуждения, очень много и они могут иметь особенности в различных связанных структурах. Каждая комбинация вносит свои коррективы в долговечность той или иной структуры, подчеркивая ее крайнюю неустойчивость в непрерывно изменяющихся условиях.

В связи с изложенным очевидна неопределенность места или конкретной границы разблокировки, также как и времени этого, в пространственно связанной блочной структуре.

Сейчас нельзя исключать того, что сделать краткосрочный прогноз разблокировки разрушением конкретной границы будет нельзя. Более же апробированы методы

краткосрочного прогноза времени сильных землетрясений в масштабах региона с использованием радиоволнового трассового мониторинга волновода Земля – ионосфера [6]. Этим же методом было показано, что литосферная зона, возмущающая параметры волновода Земля – ионосфера, изменяет свое положение вдоль радиотрассы не менее чем на 500 – 600 км в течение периода краткосрочной сейсмической опасности (менее 25–30 суток), что подтверждает неопределенность возможного места землетрясения во временной период краткосрочной сейсмической опасности

Перспективны для целей обнаружения процесса эндогенной активизации в региональном масштабе методы мониторинга времен пробега продольных и поперечных волн, контроля концентраций водорода и гелия, мониторинга динамики суточных ходов геоакустических сигналов и некоторые другие. Причем время для анализа ситуации и принятия решений о прогнозе весьма ограничено. Неопределенность места разрушения пространственно связанной блочной структуры делает целесообразным комплексирование сейсмологических, радиоволновых и ряда других средств мониторинга для краткосрочного регионального прогноза интервала времени сильных землетрясений.

Эти проблемы прогноза должны усилить интерес к исследованиям по предотвращению сильных землетрясений. В рамках природы сейсмического процесса этого можно достичь путем искусственного вибровоздействия на пространственно связанную блочную структуру, влияя на параметры восходящих потоков легких газов [8], ускоряя тем самым естественный процесс разблокировки границ (или не допуская появления крупномасштабных связанных структур), уменьшая одновременно пространственный масштаб связанной структуры и переводя развитие процесса по второму сценарию. Основанием для такой постановки вопроса являются также данные по изменению сейсмического режима в локальной зоне при сбросе воды гидроэлектростанциями [16]. Распределенная по элементарным связям в локальной зоне энергия была порядка тепловой, что обеспечивало быструю релаксацию внутренних напряжений в граничных и блоковых структурах. Для быстрого влияния на сейсмический режим в региональном масштабе необходимо воздействие, как минимум, на локальную блочную структуру, включающую несколько блоков. Здесь энергия, распределенная на элементарную межатомную связь, может быть порядка (10^{-5}–10^{-2}) kT, где k – постоянная Больцмана, T – температура. Оценки показывают, что вводимая в среду плотность энергии должна быть (10^{-3}–1) Дж/м^3, и воздействие должно осуществляться в течение недель или месяцев. В тоже время методология воздействий и мониторинга реакции среды должна учитывать нелинейные свойства среды [5], ритмичность геофизических полей и процессов дегазации, а также пространственный масштаб зоны возмущения.

Литература

1. Вертикальная аккреция земной коры. Факторы и механизмы / Под ред. М.Г. Леонова. М.: Наука, 2002. 461 с.

2. *Войтов Г.И.* К проблемам водородного дыхания Земли // Дегазация Земли: геодинамика, геофлюиды, нефть и газ: Сб. статей. М.: ГЕОС, 2002. С. 24–30.

3. *Горшков А.И., Кособоков В.Г., Ранцман Е.Я., Соловьев А.А.* Проверка результатов распознавания мест возможного возникновения сильных землетрясений с 1972 по 2000 год // Вычислительная сейсмология, 2001. Вып. 32. С. 48–57.

4. *Гусев Г.А.* Неоднородная цепочка Ферми-Паста-Улама для описания динамики очага землетрясения // Доклады Академии наук, 2001. Т. 376. № 5. С. 675–678.

5. *Гусев Г.А., Гуфельд И.Л.* Прогноз землетрясений и построение нелинейной теории сейсмического процесса // Геодинамика и геоэкологические проблемы высокогорных регионов. Материалы 2 международного симпозиума. Москва-Бишкек, 2003. С. 222–232.

6. *Гуфельд И.Л., Маренко В.Ф.* Краткосрочный прогноз времени сильных коровых землетрясений // Доклады Академии наук, 1992. Т. 323. № 6. С. 1064–1067.
7. *Гуфельд И.Л., Гусев Г.А., Матвеева М.И.* Метастабильность литосферы как проявление восходящей диффузии легких газов // Доклады Академии наук, 1998. Т. 365. № 5. С. 677–680.
8. *Гуфельд И.Л., Гусев Г.А., Собисевич А.Л.* Управление сейсмическим процессом: реальность и проблемы // Геофизика XX1 столетия: 2003 – 2004 годы. Тверь: ГЕРС, 2005. С. 97–104.
9. *Добровольский И.П.* Теория подготовки тектонического землетрясения. М.: ИФЗ РАН, 1991. 218 с.
10. Динамические процессы в геофизической среде / Под ред. А.В. Николаева. М.: Наука, 1994. 225 с.
11. *Летников Ф.А., Дорогокупец П.И.* К вопросу о роли суперглубинных флюидных систем земного ядра в эндогенных геологических процессах // Доклады Академии наук, 2001. Т. 378. № 4. С. 535–537.
12. *Маракушев А.А.* Происхождение Земли и природа ее эндогенной активности. М.: Наука, 1999. 254 с.
13. *Николаевский В.Н.* Катакластическое разрушение пород земной коры и анамалии геофизических полей // Физика Земли, 1996. № 4. С. 41–50.
14. Петрология и флюидный режим континентальной литосферы / Ф.А. Летников, Г.Д. Феоктистов, Н.А. Вилор и др. Новосибирск: Наука, 1988. 187 с.
15. *Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф.* Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука, 1987. 100 с.
16. Сейсмологические исследования в районах строительства крупных водохранилищ Таджикистана. Душанбе: Дониш, 1987. 119 с.
17. Спорные аспекты тектоники плит и возможные альтернативы. М.: ОИФЗ РАН, 2002. 236 с.
18. *Соболев Г.А.* Основы прогноза землетрясений. М.: Наука, 1993. 313 с.
19. *Трапезников Ю.А.* Связь сейсмических процессов с накоплением упругой энергии в земной коре // Проявления геодинамических процессов в геофизических полях. М.: Наука, 1993. С. 139–150.
20. *Фирстов П.П., Широков В.А.* Динамика молекулярного водорода и ее связь с геодеформационными процессами на Петропавловск-Камчатском геодинамическом полигоне по данным наблюдений в 1999-2003 гг. // Геохимия, 2005. № 11. С. 1151–1160.

ПРОЯВЛЕНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ В ВАРИАНТЕ ЗОНДИРОВАНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НОВОГО ИНФОРМАЦИОННОГО ПАРАМЕТРА

Журавлёва Р.Б. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Теоретические расчёты изменения электропроводности по профилям, секущим неоднородность, показывают, что наличие локальной неоднородности в структуре уверенно выявляется.

THE REVEALING OF LOCAL DISCONTINUITY IN THE VARIANT OF SOUNDING WITH USE OF A NEW INFORMATION PARAMETER

Zhouravliova R.B. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Theoretical calculations of electrical conductivity change along the profiles, crossing discontinuity, show that the presence of the local discontinuity in structure is revealed with confidence.

В работах [1–3] на примере различного типа слоистых структур были показаны более высокие информационные возможности варианта зондирований с использованием нового информационного параметра:

$$G=(1+ær)e^{-ær}=$$
$$=ReG+iImG=$$
$$=\begin{cases}(3e_{jz}-h_{zz})/2 & \text{ВМД}\\ (3h_{ze}-h_{zz})/2 & \text{ВМД+ГЭД}\\ 3-(3h_{xx}+h_{zz})/2 & \text{ВМД+ГМД}\end{cases} \quad (1)$$

Здесь $e_{\varphi z}$, h_{zz} – электромагнитные числа в поле вертикального магнитного диполя (ВМД), h_{ze} – в поле горизонтального электрического диполя (ГЭД), h_{xx} – в поле горизонтального магнитного диполя (ГМД) с моментом вдоль оси x;

$æ=\sqrt{iwm_0/r}$ – волновое число, ρ – удельное сопротивление однородного полупространства, $\omega=2\pi f$ – круговая частота, $\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ – магнитная проницаемость немагнитной среды, r – разнос (расстояние между генераторным и приёмным датчиками).

Интересно было посмотреть, как в таком варианте зондирования проявится локальная неоднородность. Для расчёта полей в присутствии локальной неоднородности были использованы программы А.Н. Ратушняка [5]. Рассчитано поле, возбуждаемое вертикальным магнитным диполем, помещённым в начало координат, в присутствии погруженного в однородное полупространство параллелепипеда размером $X\cdot Y\cdot Z=10\cdot100\cdot50$ м^3, с координатами центра $X_ц=50$ м, $Y_ц=0$ м, $Z_ц=-50$ м (рис. 1).

Расчёт полей по [5] выполнен на центральном профиле $y=0$, а также на профилях $y=20$; 40; 60 м на частотах $f=312$, 625, 1250, 2500, 5000 гц. Удельное сопротивление однородного полупространства (среда) $\rho_{ср}=1000$ Ом·м, а удельное сопротивление локальной неоднородности (тело) $\rho_т=10$ Ом·м.

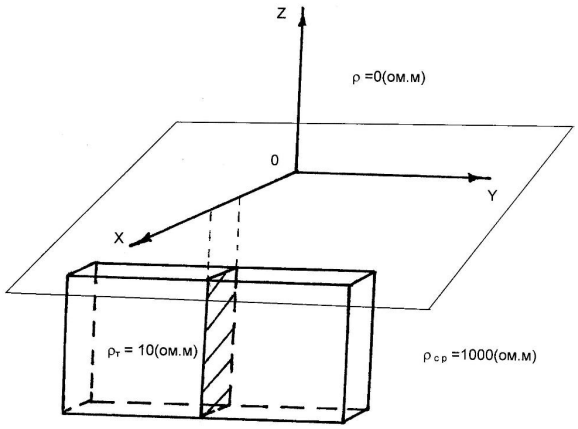


Рис. 1. Модель 3^x-мерной неоднородности в однородном полупространстве

По результатам расчёта компонент поля с использованием (1) вычислена величина $|G|$; по этой величине, используя табулированную однозначную зависимость $|G|$ от параметра однородного полупространства $p_{одн}=(kr)_{одн}e^{i\pi/4}$ с помощью разработанной нами программы 5-точечной интерполяции по схеме Лагранжа для каждой частоты и разноса $r=\sqrt{x^2+y^2}$ определён параметр $(kr)_{одн}$ и рассчитана удельная электропроводность эквивалентного однородного полупространства в каждой точке профилей

$$\sigma_к=(kr)^2_{одн}/(\omega\mu_0 r^2). \quad (2)$$

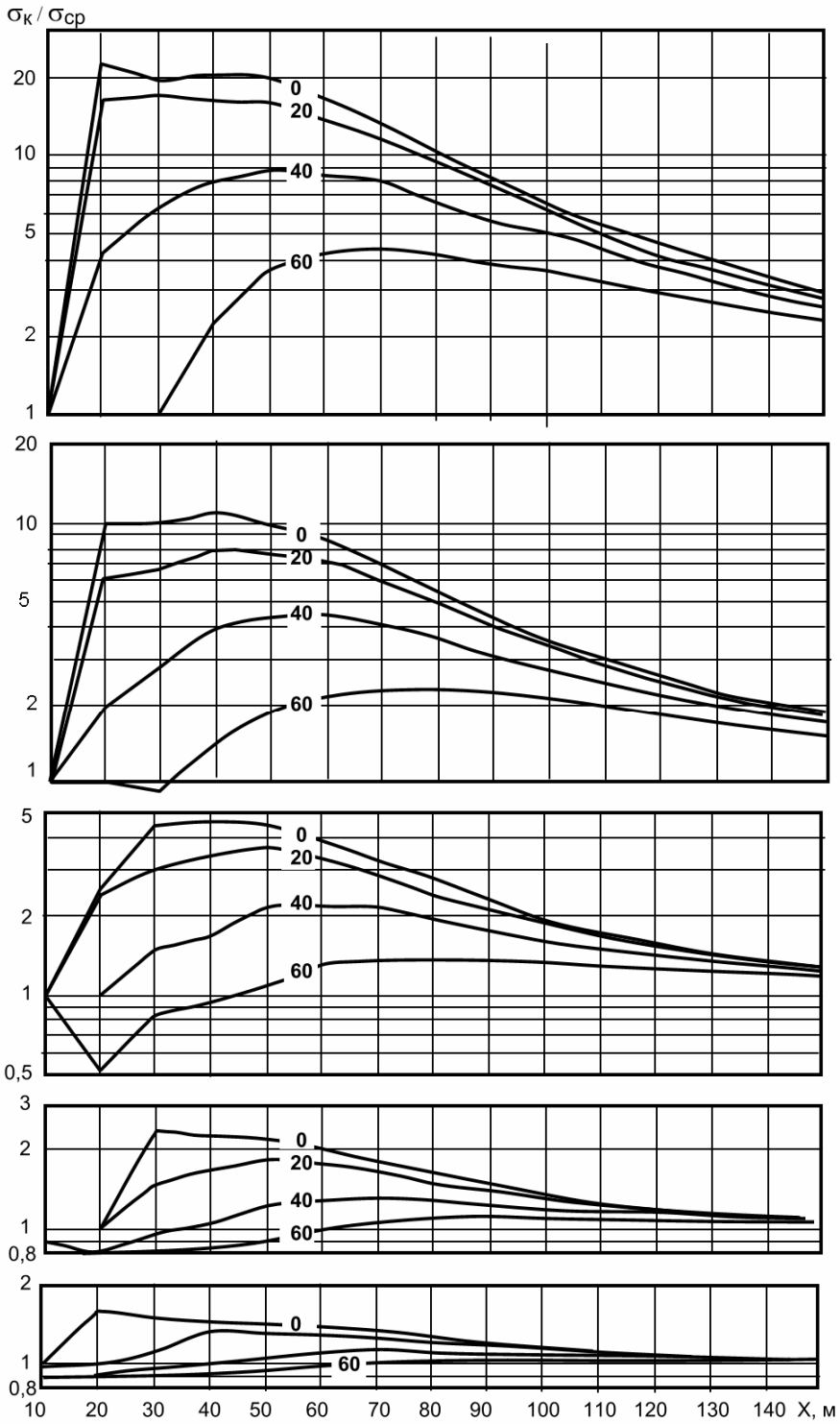


Рис. 2. Результаты расчёта $\sigma_к/\sigma_{ср}$ от x по профилям y=0; 20; 40; 60 м на ряде частот

Результаты расчётов представлены на рис. 2 в виде нормированных отношений $\sigma_к/\sigma_{ср}=1000\sigma_к$. Следует отметить, что наша ЭВМ не позволяла выполнить вычисления при достаточно большом числе локальных объёмов, на которое следует разбить нашу неоднородность, нами было использовано при расчёте деление на 5·5·5=125 элементарных блоков. Видно (рис. 2), что при малых разносах для большей надёжности ре-

зультатов следовало бы, по-видимому, увеличить число элементарных объёмов неоднородности. Учитывая сказанное, приведённые результаты следует рассматривать как «качественную» картину, считая наиболее представительными результаты расчётов для x ≥ 30 м.

Возможности получения более полной информации о параметрах структуры и, главное, возможность привязки изменяющейся с изменением частоты или разноса удельной электропроводности к глубине изучались на основе анализа изменений амплитуды и фазы информационного параметра G(1).

Для подбора волнового параметра

$$p_{ef} = Re(ær)_{ef} + i\, Im(ær)_{ef} = |(ær)_{ef}|\, e^{ia} \qquad (3)$$

такого, чтобы выполнялось соотношение (1) для ReG и ImG, была использована разработанная нами программа на основе метода итераций.

Далее следует перейти от модели эквивалентного однородного полупространства к модели эквивалентной 2^x-слойной среды и определить её характерные параметры ρ_1, h_1, ρ_2. Для определения трёх параметров необходимо иметь 3 независимых измерения, а не 2 (амплитуда и фаза). В предположении, что мы не имеем сведений о параметрах структуры, мы приняли за удельную электропроводность σ_1 величину $\sigma_к$, определяемую по (2). Кроме того, воспользуемся давно высказанной идеей [4], что в довольно широком диапазоне частот удовлетворительно работает соотношение

$$æ_к = æ_1 / \frac{th}{cth}\,(æ_1 h_1 + \mathrm{ar}\frac{th}{cth}\sqrt{r_2/r_1}). \qquad (4)$$

Обозначив

$$ZZ = p_{ef}/p_{одн}\, e^{i(\alpha-\pi/4)} =$$

$$= \frac{th}{cth}\,[æ_1 h_1 + \mathrm{ar}\frac{th}{cth}\sqrt{r_2/r_1}], \qquad (5)$$

для нашей модели получим $|ZZ| < 1, \alpha < \pi/4$ и можем записать [2]:

$$æ_1 h_1 + arth\sqrt{r_2/r_1} = 1/2\, Clog((1+ZZ)/(1-ZZ)) = T = ReT + i\, ImT. \qquad (6)$$

Учитывая, что $æ_1 h_1 = k_{одн} h_1 (1+i)/\sqrt{2} = h_1(1+i)/\delta$,

где $\delta = r\sqrt{2}/(kr)_{одн}$ – глубина проникновения, можем записать

$$\rho_{2к} = \rho_1 th^2(ReT - ImT),$$
$$|h_{1ef}| = |ImT| \cdot \delta \qquad (7)$$

Полученные результаты в виде карты изолиний $\sigma_{2к}/\sigma_{ср} = 1000/\rho_{2k}$ от h_{1ef} по центральному профилю y=0 представлены на рис. 3.

Видно, что локальная неоднородность хорошо выявляется; положение её центра, правда, несколько смещено от истинного в сторону меньших разносов, но это, скорее всего, связано с погрешностями расчёта в области малых разносов. Существенно, что новый вариант зондирований на поверхности произвольной структуры позволяет надёжно выявить присутствие локальных неоднородностей и может быть успешно использован в практической электроразведке.

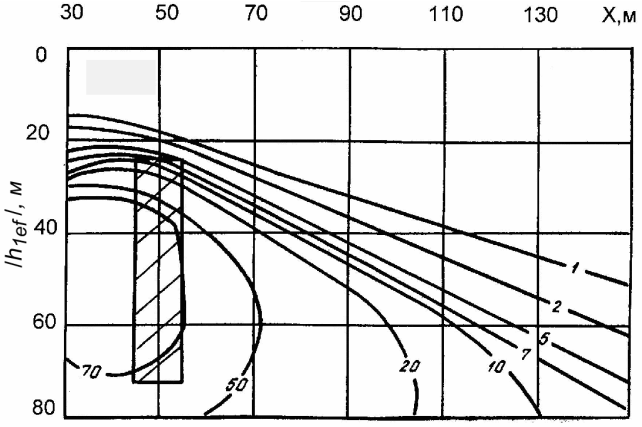


Рис. 3. Карта изолиний $\sigma_{2к}/\sigma_{ср}$ h_{1ef} на профиле y=0, проходящем над центром неоднородности; h_{1ef} определяется по (7)

Литература

1. *Журавлёва Р.Б., Миронов Д.Г.* Новый вариант зондирований с комплексированием измерений при магнитном и электрическом возбуждении поля // Вопросы теории и практики геологической интерпретации гравитационных, магнитных и электрических полей. Пермь: УрО РАН, 2005. С. 86–88.

2. *Журавлёва Р.Б.* Новый способ электромагнитных зондирований и его информационные возможности // Вопросы теории и практики геологической интерпретации гравитационных, магнитных и электриче-

ских полей. Екатеринбург, 2006. С. 114–117
3. *Журавлёва Р.Б.* Новый вариант зондирований с комплексированием измерений при возбуждении структуры вертикальным и горизонтальным магнитными диполями. // Уральский геофизический вестник, 2007. №2–3. С. 61–65.
4. *Козулин Ю.Н.* К теории частотного электромагнитного зондирования многослойных структур // Известия АН СССР. Серия геофизика,1960. Вып. 8.
5. *Ратушняк А.Н.* Рассеяние гармонического ЭМ поля на 3D проводящих объектах. // Известия ВУЗов. Горный журнал, 2006. №1. С. 151–163.

****

МАГНИТОАКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ МАГНЕТИТОВЫХ РУД ПЕСЧАНСКОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ (Средний Урал)

Иванченко В.С., Глухих И.И., Строкина Л.Г., Хейнсон А.П. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург
Алешин К.Б. – Уральский государственный горный университет, Екатеринбург

Аннотация. В статье приведены результаты исследования магнитоакустической эмиссии образцов сульфидно-магнетитовых руд Песчанского месторождения (Средний Урал). По форме кривой сигналов магнитоакустической эмиссии при перемагничивании было выделено пять типов образцов. Для объяснения полученных результатов также были проведены минералогические исследования, термомагнитный анализ и изучены петли гистерезиса. Полученные результаты свидетельствуют, что сложный минералогический состав образца находит своё отражение в форме сигналов магнитоакустической эмиссии и позволили выделить несколько магнитных фаз, являющихся источником сигналов: магнетит, пирротин (моноклинный), тонковкрапленный, возможно затронутый процессами окисления магнетит, обратнонамагниченный пирротин.

MAGNETOACOUSTIC EMISSION OF MAGNETITE ORES OF THE PESCHANSK DEPOSIT (Middle Urals)

Ivanchenko V.S., Glukhikh I.I., Strokina L.G., Kheinson A.P. – Institute of geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg
Aleshin K.B. – The Urals State Mining University, Yekaterinburg

Abstract. The results of investigation of magnetoacoustic emission of sulfide-magnetite ore samples of Peschansk deposit (middle Urals) are adduced. Five sample types were distinguished according to the form of magnetoacoustic emission signal curve at magnetic reversal. For explanation of the obtained results authors also conducted mineralogical researches, thermomagnetic analysis and studied hysteresis loops. The received results testify that complex mineralogical structure of a sample is reflected in the form of magnetoacoustic emission signals and allowed to distinguish several magnetic phases which are a source of signals: magnetite**,** pyrrhotine (monoclinic), thin disseminated magnetite, very likely affected by oxidation processes, reversely magnetized

Магнитоакустическая эмиссия (МАЭ) отражает особенности магнитной текстуры природных ферримагнетиков, которая обусловлена условиями их образования, а также влиянием последующих наложенных физико-химических процессов (Глухих, Фоминых, 1970; Кудрявцева, 1988; Глухих, Иванченко, 1998).

На примере Естюнинского месторождения (Средний Урал) было показано отличие магнитоакустической эмиссии магнетитовых руд, образование которых свя-

зано с различными геологическими процессами (Глухих и др., 2007). Дальнейшее исследование МАЭ магнетитовых руд продолжено на сульфидно-магнетитовых рудах Песчанского месторождения.

Песчанское месторождение состоит из группы рудных тел и приурочено к северо-западному контакту Ауэрбаховского интрузивного массива, представленного диоритами, габбро-диоритами и габбро (Скарново-магнетитовые формации…, 1989). Вмещающие вулканогенно-осадочные породы прорваны дайками диабазовых и диоритовых порфиритов. Вмещающие интрузив породы, включая и сами интрузивные породы, интенсивно метаморфизованы под влиянием постмагматических эманаций и растворов. Рудные залежи на месторождении локализуются только в скарнах, состоящих из граната ряда гроссуляр-андродит и моноклинного пироксена. Из вторичных минералов развиты эпидот, кальцит, хлорит, кварц. Рудные тела сложены сплошными магнетитовыми, сульфидно-магнетитовыми и вкрапленными скарново-магнетитовыми рудами. Вкрапленные руды тесно ассоциируют со сплошными и отличаются повышенным содержанием сульфидов. Магнетитовое оруденение приурочено к концу роговиковой ступени приконтактового метаморфизма, когда отложение магнетита идет при незаконченном образовании граната и пироксена (там же). Сульфидное оруденение наложено на магнетитовое и сопровождается разложением граната и пироксена. Наличие повышенных скоплений сульфидов, представленных пиритом, пирротином, халькопиритом, марказитом, сфалеритом, арсенопиритом, допускает возможность гидросиликатного подтипа оруденения. В сульфидно-магнетитовых рудах отмечается магнетит второй генерации, который развивается по пирротину (там же).

Нами исследованы МАЭ образцов магнетитовых руд с Ново-Песчанского участка, Западно-Песчанской и Южной залежей. На Ново-Песчанском участке два крупных рудных тела приурочены к контакту известняков с вулканогенно-осадочными образованиями, а остальные, более мелкие, к контактам даек диабазовых порфиритов и диоритов. Исследуемые образцы представлены сплошными магнетитовыми рудами (содержание магнетита от 70 до 90%) с небольшой вкрапленностью сульфидов (пирит, халькопирит, пирротин) и вкрапленными (скарновыми) рудами с содержанием магнетита от 40 до 60%. Отмечаются зерна гематита, подверженные лейкоксенизации. Микротвердость магнетита колеблется в пределах 5,09–6,79 кГ/мм^2.

Западно-Песчанская залежь удалена от контакта с интрузивным массивом на 400 м к западу и приурочена к контакту известняков с порфиритами и туфами. Отмечается большое количество дорудных и пострудных даек диабазовых порфиритов, в различной степени скарнированных и оруденелых. Образцы представлены сплошными магнетитовыми (содержание магнетита 70–95%) и вкрапленными магнетитовыми (содержание магнетита от 20 до 60%) рудами. Практически во всех образцах присутствует сульфидная составляющая, представленная не только пиритом и халькопиритом, но значительным количеством пирротина. В нескольких образцах магнетит практически отсутствует, и магнитная фракция представлена пирротином.

Южная залежь приурочена к контакту диоритов и известняков, залегая под горизонтальной апофизой диоритов, внедрившихся по верхнему контакту известняков. Исследованные образцы, в основном, аналогичны образцом Западно-Песчанской залежи. В них присутствует значительная доля сульфидов (пирротин, сфалерит).

Измерения МАЭ выполнены по методике, описанной в работах (Глухих, Иванченко, 1998; Глухих и др., 2000). В качестве информационных параметров используются: величина намагничивающего поля H_{max}, при которой наблюдается максимальное значение МАЭ; диапазон намагничивающего поля, в котором проявляются

Таблица 1. Параметры магнитоакустической эмиссии типов руд Песчанского месторождения

Типы руд	Залежь	Информационные параметры МАЭ					Магнитные свойства		
		H_{max}, кА/м		амплитуда, отн. ед.		диапазон, кА/м	H_c, кА/м	температура Кюри, °С	
		1 фаза	2 фаза	1 фаза	2 фаза			1 фаза	2 фаза
оруденелые породы, < 20% Mt	ЮЗ	13,3	28,0	2,1	2,6	185	6,1	552	302
	НПУ	-	-	-	-	-	-	-	-
	ЗПЗ	-	-	-	-	-	-	-	-
	среднее	13,3	28,0	2,1	2,6	185	6,1		
вкрапленные бедные, 20– 40% Mt	ЮЗ	18,2	30,8	3,3	8,1	153	5,4	595	337
	НПУ	12,6	21,0	1,6	-	95	4,7	-	-
	ЗПЗ	16,8	-	1,0	-	52	5,2	582	(450)
	среднее	16,1	27,2	2,5	8,1	121	5,1		
богатые, 40–70% Mt	ЮЗ	16,8	32,2	2,6	3,4	99	6,3	590	337
	НПУ	12,6	24,2	3,1	2,3	104	5,2	577	-
	ЗПЗ	14,0	26,6	3,5	3,4	99	5,7	572	(400)
	среднее	13,7	26,5	3,2	3,1	101	5,7		
сплошные, < 70% Mt	ЮЗ	18,2	26,6	5,2	4,4	127	6,2	582	338
	НПУ	11,2	25,2	3,5	0	94	5,6	579	-
	ЗПЗ	14,0	28,0	6,8	5,1	101	5,7	577	(450)
	среднее	14,0	27,0	5,7	4,9	104	5,8		
пирротин	ЮЗ	-	-	-	-	-	-	-	-
	НПУ	0	0	0	0	0	0	580	320
	ЗПЗ	19,6	50,4	2,3	1,0	140	-	544	337

процессы МАЭ, и амплитуда МАЭ. По кривой перемагничивания определены максимальная индукция B_{max} и коэрцитивная сила H_c. Использовалась также информация о температуре Кюри °С и форме термомагнитной кривой. Осредненные данные по типам руд приведены в табл. 1.

Анализ приведенных результатов показывает, что принципиальных различий МАЭ магнетитов различных типов руд, выделяемых по содержанию магнетита, не наблюдается. И это вполне объяснимо, поскольку для месторождения характерен единый скарновый процесс образования магнетита.

Внимание заслуживает наблюдаемое различие внутри каждого типа руд между рудами трех изучаемых залежей. Возможно, эти различия связаны с различным составом контактирующих с известняками пород (вулканогенно-осадочные, порфириты и туфы и диориты) и температурным режимом (удаление от интрузива). Поэтому для классификации кривых МАЭ предложено использовать форму кривых МАЭ. По этому признаку исследованные образцы разделены на пять типов.

К ***первому типу*** относятся образцы, у которых МАЭ не регистрируется (рис. 1). По минералогическому описанию в них отсутствует или присутствует очень незначительная тонкая вкрапленность магнетита. Встречающийся пирротин (до 10%), по-видимому, представлен промежуточной разновидностью, поскольку при полном отсутствии кривой перемагничивания начальная магнитная восприимчивость все же отмечается.

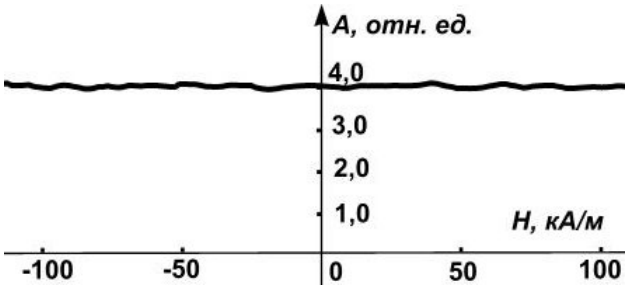


Рис. 1. Первый тип кривых МАЭ (ЗПЗ-9)

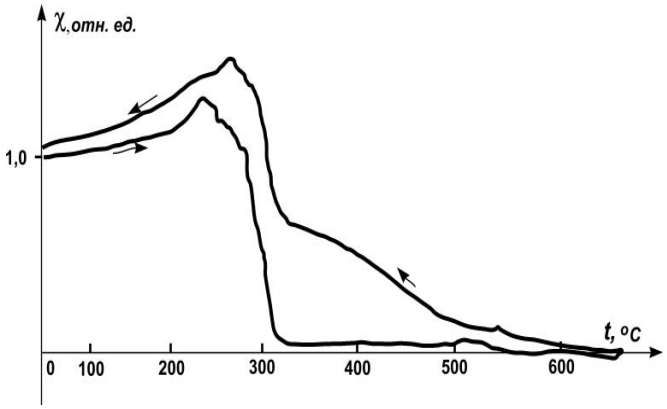


Рис. 2. Термомагнитные кривые образца 1 типа МАЭ (ЗПЗ-9)

Термомагнитная кривая (рис. 2) необратима. Температура Кюри магнитной фазы

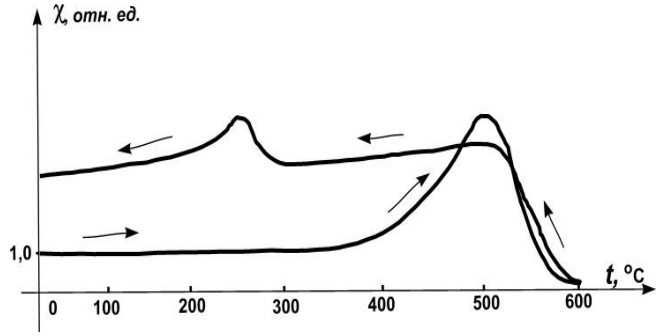


Рис. 3. Термомагнитные кривые образца 1 типа МАЭ (НПУ-6)

310–325 °С. При вторичном нагреве четко фиксируются пирротиновая и магнетитовая (температура Кюри 544 °С) фазы.

Встречаются образцы, у которых при нагреве до 600 °С в воздухе происходит образование моноклинного пирротина и магнетита из гексагонального пирротина или сидерита (рис. 3).

Второй тип образцов отличается одновершинной кривой МАЭ (рис. 4). Максимальное значение МАЭ наблюдается в магнитном поле 8,0 кА/м. Такой параметр

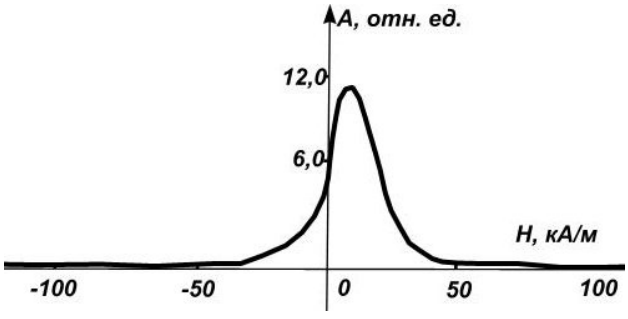


Рис. 4. Второй тип кривых МАЭ (НПЗ 1д)

МАЭ близок к параметру МАЭ сплошных руд Естюнинского месторождения, связанных со скарновой метасоматической стадией образования (Глухих и др., 2007). Термомагнитная кривая обратима, отмечается одна магнетитовая фаза с температурой Кюри 583 °С.

Для ***третьего типа*** образцов характерны двухвершинные кривые МАЭ. Первый максимум наблюдается в магнитном поле ~13 кА/м, второй в поле ~26 кА/м (рис. 5). Амплитуды максимумов кривой МАЭ увязываются с содержанием магнетита и пирротина. Термомагнитные кривые для этой группы образцов подразделяются на типы: обратимые однофазные, температура Кюри магнитной фазы 572–577 °С, что соответствует магнетиту (рис. 6а); обратимые двухфазные, температуры Кюри фаз 338 и 582 °С, типичные для пирротина и магнетита (рис. 6б). Амплитуда первой (пирротиновой) фазы меняется в широких пределах, и при ее уменьшении температура перехода сдвигается в область температур 150–200 °С. Небольшие количества примесей титана и ванадия понижают температуру Кюри магнетитов Южной залежи и Ново-Песчанского участка.

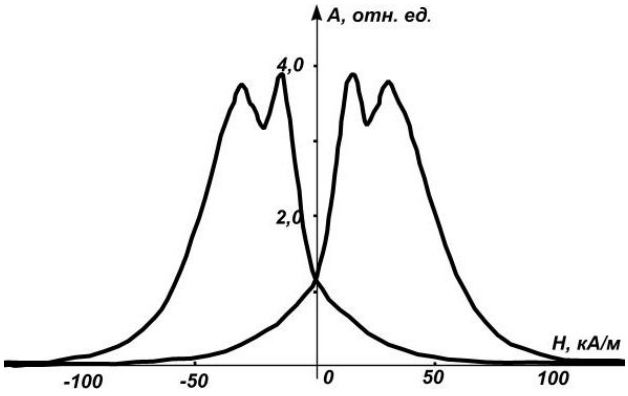


Рис. 5. Третий тип кривых МАЭ (ЗПЗ-17)

Образцы ***четвертого типа*** обладают двухвершинной кривой МАЭ с асимметрией левой (при возрастании магнитного поля) ветви кривой (рис. 7). Магнитное поле первого максимума кривой ~14 кА/м, второго – ~27 кА/м. Максимум асимметрии проявляется в магнитном поле ~минус 5,5 кА/м. Наличие аналогичной асимметрии на Естюнинском месторождении было

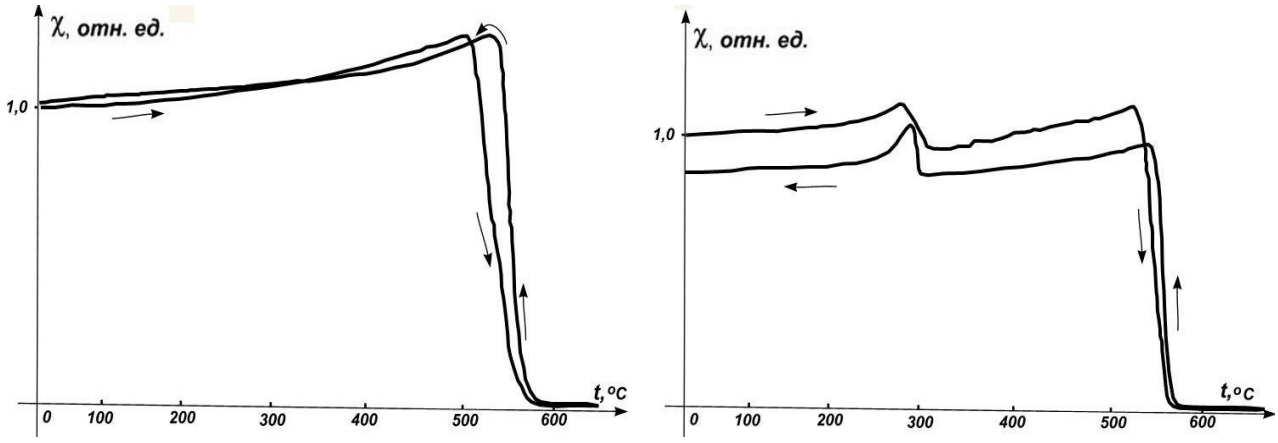


Рис. 6. Термомагнитные кривые образцов третьего типа МАЭ: а – НПУ-15; б – ЮЗ-8

связано с присутствием пирротина с обратной намагниченностью относительно основной массы магнетита (Глухих и др., 2007). Термомагнитные кривые образцов

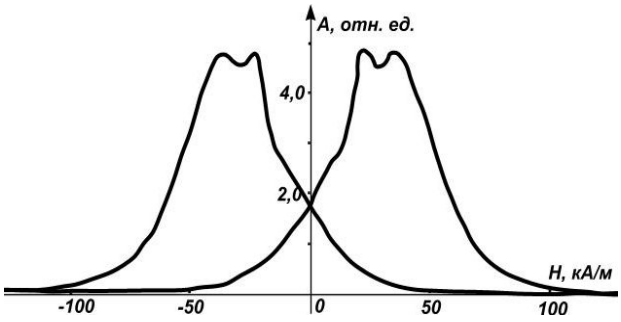


Рис. 7. Четвертый тип кривых МАЭ (ЮЗ-13)

обратимы и, практически, однофазны.

Температуры Кюри основной магнитной фазы 572–582 °С, что соответствует магнетиту. На некоторых термомагнитных кривых отмечается наличие дополнительных магнитных фаз с температурами переходов ~150 и ~450 °С (рис. 8).

В образцах ***пятого типа*** присутствует магнитная фаза, МАЭ которой не заканчивается в диапазоне применяемых магнитных полей (рис. 9а и 9б), то есть магнитная фаза не намагничивается до насыщения. На этом фоне из образцов пятого типа выделяется подтип 1, кривая МАЭ которого имеет один максимум в магнитном поле ~20 кА/м (рис. 9а). Диапазон проявления этой МАЭ находится в районе 42 кА/м. Визуально в таких образцах магнетит не отмечается, но на термомагнитной кривой наблюдаются две магнитные фазы (рис. 10а). Преобладающей является фаза с температурой Кюри 337 °С. По минералогическому описанию в образце (ЗПЗ-23) присутствует 80% пирротина.

Вторая фаза, присутствующая в незначительном количестве, представлена тонкой вкрапленностью магнетита с температурой Кюри 595 °С. Для второго подтипа образцов характерна двухвершинная кривая МАЭ (рис. 9б). Амплитуды максимумов могут быть различны и наблюдаются в магнитных полях ~13 и ~28 кА/м.

Термомагнитные кривые (рис. 10б) указывают на наличие двух магнитных фаз: пирротиновой с температурой Кюри 302–339 °С и магнетитовой с температурой Кюри 552–600 °С. По минералогическому

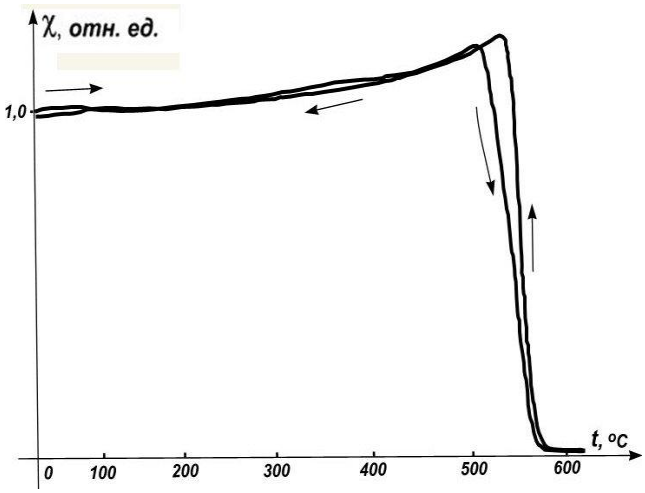


Рис. 8. Термомагнитная кривая образцов четвертого типа МАЭ (НПУ-12)

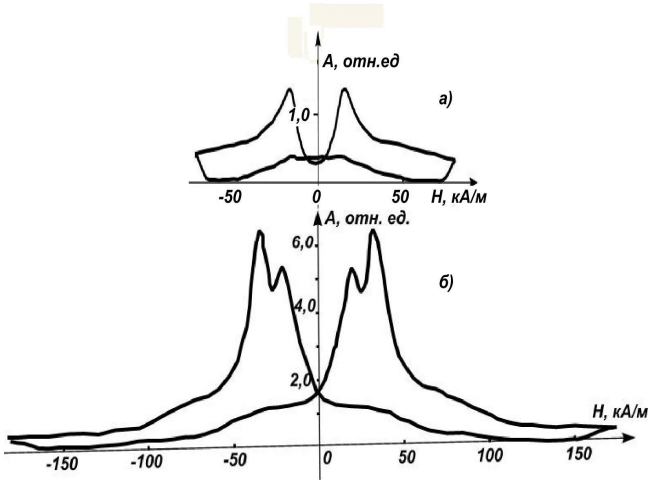


Рис. 9. Пятый тип кривых МАЭ: а – подтип 1 (ЗПЗ-23); б – подтип 2 (ЮЗ-11)

описанию содержание пирротина для образцов этого типа колеблется в пределах 20–55%, магнетита – от 3 до 70%. Пирротин представлен удлиненными шестоватыми кристаллами (рис. 11).

Известно (Горкунов и др., 2002), что максимумы на кривой МАЭ обусловлены движением доменных границ с различными энергетическими состояниями, и

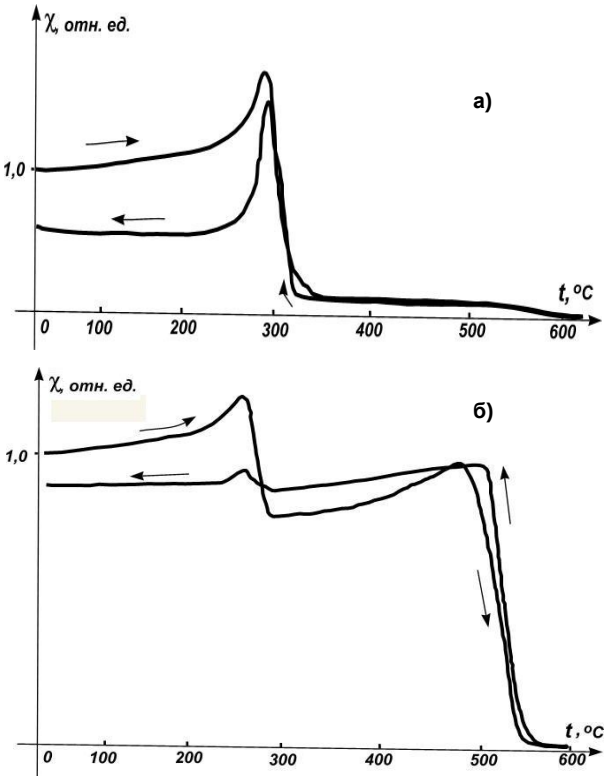


Рис. 10. Термомагнитные кривые образцов пятого типа МАЭ: а – подтип 1 (ЗПЗ-23); б – подтип 2 (ЮЗ-11, ось Х)

поэтому можно считать, что в форме кривой МАЭ находят отражение различные источники МАЭ. Взяв за основу один из наиболее четко выраженных максимумов, можно разложить кривую МАЭ на составляющие, которые дадут приближенную информацию об этих источниках. В данной работе они названы фазами. Но остается нерешенной проблема их идентификации с конкретным минералогическим образованием. Для исследованных образцов возможно предположение, что первая фаза связана с магнетитом, вторая – с пирротином, третья – с обротнонамагниченным пирротином второй генерации (или с магнетитом, об-

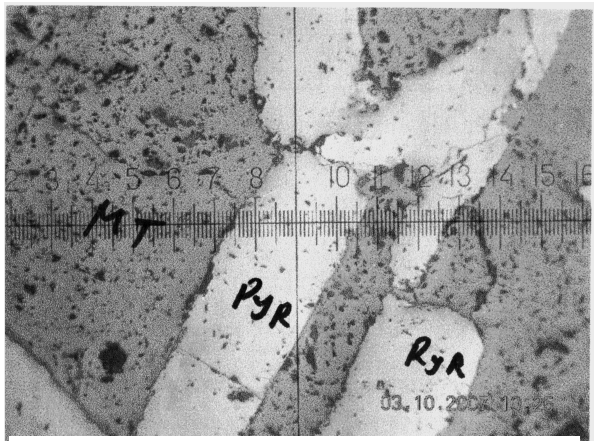


Рис. 11. Шлиф пирротина

разовавшимся по пирротину ?), четвертая – с тонкораспыленным магнетитом или магнетитом, затронутым процессами окисления.

Нельзя исключить и вариант, что все эти фазы присущи всем разновидностям магнитных минералов, но их проявление на кривых МАЭ зависит от каких-то пока неизвестных особенностей магнитной текстуры.

Результаты измерений по выделяемым на месторождении типам руд (богатые, бедные, вкрапленные) приведены в табл. 2.

В табл. 3 приведены средние значения параметров МАЭ выделенных фаз для разных типов образцов при их классификации по форме кривой МАЭ.

Анализ приведенных в табл. 2 и 3 данных также показывает, что принципиальных различий в средних значениях

Таблица 2. Параметры магнитоакустической эмиссии различных типов руд классификации по форме кривых. МАЭ Песчанского месторождения

Типы руд	Информационные параметры МАЭ													Магнитные свойства			
	тип, подтип	$H_{макс.}$; кА/м				амплитуда; отн. ед.				диапазон: кА/м				$H_{с;}$ кА/м	θ, °С	θ, °С	тип кривой
		$H_{1ф}$	$H_{2ф}$	$H_{3ф}$	$H_{4ф}$	$A_{1ф}$	$A_{2ф}$	$A_{3ф}$	$A_{4ф}$	$Д_{1ф}$	$Д_{2ф}$	$Д_{3ф}$	$Д_{4ф}$				
	З а п а д н о - П е с ч а н с к а я з а л е ж ь																
богатые	3	14,8	26,3	-	-	34,5	26,6	-	-	74	61	-	-	5,6	576	-	обр.
	4	13,9	26,9	-4,5	-	38,5	31,9	5,7	-	59	63	40	-	5,7	578	-	н/о
бедные	4	14,1	28,8	-4,8	-	15,0	21,0	2,0	-	54	88	32	-	5,6	-	-	-
	2	18,9	-	-	-	3,0	-	-	-	40	-	-	-	3,5	584	-	н/о
без магнет.	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	325	н/о
	5_1	-	21,8	-	56,0	-	8,8	-	3,9	-	46	-	200	-	600	340	н/о
	Н о в о - П е с ч а н с к и й у ч а с т о к																
богатые	3	12,7	28,9	-	-	20,5	6,8	-	-	83	58	-	-	5,5	577	-	обр.
	4	12,9	28,8	-6,8	-	26,2	14,7	5,0	-	60	61	47	-	4,8	579	-	н/о
вкрапленные	3	11,9	26,9	-	-	5,9	2,3	-	-	75	45	-	-	5,2	-	-	-
	4	14,7	28,1	-7,5	-	35,3	15,2	6,6	-	70	68	58	-	4,9	-	-	-
бедные	3	11,7	28,4	-	-	17,8	6,3	-	-	83	67	-	-	4,5	-	-	-
без магнет.	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	311	н/о
	Ю ж н а я з а л е ж ь																
богатые	3	14,7	26,8	-	-	69,2	29,6	-	-	81	59	-	-	6,8	583	332	обр.
	4	14,8	25,6	-1,8	-	55,8	32,8	9,5	-	57	62	47	-	5,6	-	-	-
	5_2	14,6	29,1	-	50,4	10,0	75,0	-	5,0	22	90	-	220	5,6	587	336	обр.
вкрапленные	3	15,4	23,7	-	-	21,4	14,7	-	-	56	60	-	-	5,2	-	-	-
	5_2	12,3	26,5	-	49,9	15,4	22,4	-	14,4	23	65	-	225	6,4	592	336	-

Таблица 3. Средние параметры МАЭ выделенных фаз для различных типов образцов Песчанского месторождения

Тип образца	Информационные параметры МАЭ												Магнитные свойства		
	$H_{макс}$, кА/м				амплитуда, отн. ед.				диапазон, кА/м				H_c, кА/м	$\theta_{1ф}$, ºС	$\theta_{2ф}$, ºС
	$H_{1ф}$	$H_{2ф}$	$H_{3ф}$	$H_{4ф}$	$A_{1ф}$	$A_{2ф}$	$A_{3ф}$	$A_{4ф}$	$Д_{1ф}$	$Д_{2ф}$	$Д_{3ф}$	$Д_{4ф}$			
первый	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	318
второй	18,9	-	-	-	3,0	-	-	-	40	-	-	-	3,5	584	-
третий	13,5	26,8	-	-	28,2	14,3	-	-	74	57	-	-	5,5	579	332
четвертый	14,1	27,5	-5,1		27,6	23,1	5,8		60	68	45		5,3	576	-
пятый, п1	-	21,8	-	56,0	-	8,8	-	3,8	-	46	-	200	-	600	340
пятый, п2	13,9	27,8	-	50,1	12,7	48,7	-	9,7	23	78	-	222	6,0	590	336

параметров МАЭ выделяемых фаз в различных тпах руд и образцов не наблюдается. Отмечаемое понижение знаичения магнитного поля максимумов первой и третьей фаз и коэрцитивной силы магнетитовых руд Ново-Песчанского участка может быть связано, как уже было указано выше, с особенностями залегания рудных тел.

Таким образом, выполненные исследования сульфидно-магнетитовых руд Песчанского месторождения, относящихся к скарновому типу образования, позволили выделить несколько магнитных фаз, являющихся источниками МАЭ:

– магнетит. Максимум МАЭ наблюдается в магнитном поле 13,9 кА/м, диапазон проявления МАЭ от 23 до 75 кА/м. Наблюдаемые вариации магнитного поля максимума МАЭ от 11,9 до 18,9 кА/м связаны с особенностями проявления процесса скарнообразования (удаление от интрузивного массива, состав контактирующих с известняками пород и др.);

– пирротин (моноклинный) и, возможно, магнетит, образовавшийся по пирротину. Максимум МАЭ отмечается в магнитном поле 26 кА/м, диапазон проявления от 46 до 78 кА/м;

– тонковкрапленный, возможно, затронутый процессами окисления магнетит. Максимум МАЭ в магнитном поле 53 кА/м, диапазон проявления > 200 кА/м;

– обратнонамагниченный пирротин. Максимум МАЭ в магнитном поле минус 5,1 кА/м, диапазон проявления ~45 кА/м.

Авторы выражают благодарность главному геологу Богословского рудоуправления Казанцеву А.В. за представленную для исследований коллекцию образцов.

Литература

Глухих И.И., Иванченко В.С., Угрюмова И.С. Экспериментальные исследования магнитоакустической эмиссии природных ферримагнетиков // Уральский геофизический вестник, 2000. № 1. С. 40–46.

Глухих И.И., Иванченко В.С., Уткин В.И. Магнитоакустическая эмиссия магнетитовых руд сложного генезиза // Доклады Академии наук, 2007. Т. 413. № 2. С. 251–253.

Глухих И.И., Фоминых В.Г. Магнитные свойства и состав титанолмагнетитов некоторых месторождений Урала // Методика магнитных измерений и интерпретации в геофизике: Сборник. Свердловск: УФАН СССР, 1970. С. 66–76.

Горкунов Э.С., Ульянов А.И., Хамитов В.А. Магнитоупругая акустическая эмиссия в ферромагнитных материалах. Влияние структурных изменений на магнитоупругую акустическую эмиссию (обзор) // Дефектоскопия, 2002. № 5. С. 86–112.

Кудрявцева Г.П. Ферромагнетизм природных оксидов. М.: Недра, 1998. 232 с.

Скарново-магнетитовые формации Урала: Средний и Южный Урал / Под ред. В.И. Смирнова, А.М. Дымкина. Свердловск: УрО АН СССР, 1989. 212 с.

ПОВЕДЕНИЕ ГЛАВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПОСЛЕ БУРЬ

Кусонский О. А., Бебнев А. С. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В статье рассмотрены особенности вариации геомагнитного поля, наблюдаемые после магнитных бурь. По мировым обсерваторским данным установлено, что после многих магнитных бурь отмечается скачкообразное изменение величины и направления вариации магнитного поля. Выполненные расчеты поля методом сферического гармонического анализа и построенные карты наблюденных и рассчитанных величин показывают, что источники изменения поля принадлежат главному полю Земли. Это может свидетельствовать в пользу того, что поведение геомагнитного поля, его вековые вариации в большой степени зависят от солнечной деятельности.

THE BEHAVIOUR OF THE EARTH MAIN MAGNETIC FIELD AFTER STORMS

Kysonskiy O.A., Bebnev A.S. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The peculiarities of geomagnetic field variation, observed after storms, are considered in the paper. According to world observatory data it was established that after many magnetic storms jump-like change of the value and direction of magnetic field variation was noted. The fulfilled calculations of the field with the method of spherical harmonic analysis and compiled maps of observed and calculated values show that the sources of field change are in the Earth main field. It may testify that geomagnetic field behavior, its secular variations mainly depend on solar activity.

Введение

Происхождение главного магнитного поля Земли и его вариаций по современным представлениям связано с вихревыми движениями вещества в жидком электропроводящем ядре и неоднородностями на границе ядро–мантия. Вековые вариации главного поля могут быть вызваны рядом физических причин, каждая из которых обуславливает определенный вид векового хода геомагнитного поля. Часть из них, имеющая характерные времена около 60 лет и амплитуды до 50–80 нТл в год, может быть вызвана региональными процессами, протекающими в недрах Земли на границе «ядро–мантия». Эти процессы неподвижны относительно мантии и приводят к возникновению и разрушению особенностей поля величиной до 2 ÷ 3 тыс. нТл на поверхности Земли. На вековые вариации влияют также неоднородности глубинного строения, которые образуются в результате перемещения и распада континентов. Завихрения токов, огибающих эти неоднородности, создают фокусы вековых вариаций геомагнитного поля. Кроме того, на вековых вариациях поля могут сказываться изменения намагниченности земной коры под действием деформационных процессов в горных породах, в которых содержатся ферромагнитные минералы. Так, вековые вариации с периодами, не превышающими первые десятки лет, могут создаваться относительными перемещениями блоков тектоносферы по разломам, нарушающим нормальное положение магнитной оболочки Земли [1–6].

Вековой ход геомагнитного поля на поверхности Земли в различных местах по данным обсерваторских наблюдений имеет различную величину. Поле изменяется от 0 нТл/год до максимальных величин– 150 нТл/год в Антарктике [7]. По наблюдениям обсерватории «Арти» вековой ход модуля МПЗ на Урале за 2001 г. составил 49 нТл/год, за 2002 – 52 нТл/год, за 2003 – 53 нТл/год. В 2004 г. началось резкое уменьшение, и он составил уже 40 нТл/год, за 2005 – 36 нТл/год, за 2006 – 32 нТл/год.

Теория, объясняющая образование источников главного геомагнитного поля, его вековых вариаций, в основном опирается на механизм внутриземного их происхождения [8]. Внешние факторы, влияющие на величину и направление вектора намагниченности источников, например, такие как солнечные процессы, принимаются во внимание в меньшей степени. Данные мировой сети обсерваторий подтверждают существование связи годовой вариации с

солнечной активностью. Так, в годы максимума солнечной активности амплитуда годовой вариации вдвое больше, чем в годы минимума [9].

На Урале вековые изменения поля исследуются с 1836 г., со времени образования обсерватории «Екатеринбург».

Впервые выявлена корреляция аномальных скачкообразных изменений поля и магнитных бурь одновременно по всем обсерваториям мира. Величина этих изменений поля не исчезает с прекращением бури, а сохраняется в последующий период. Эта связь, приводящая к изменению поля Земли, может свидетельствовать о существовании воздействия магнитных бурь на источники геомагнитного поля, приводящие к изменению их магнитного момента и направления намагниченности [10].

1. Методика исследования поведения геомагнитного поля после магнитных бурь

Рассмотрим данные по геомагнитному полю за 2004 г. по наблюдениям на обсерватории «Арти». В течение года было зарегистрировано 16 магнитных бурь, которые по интенсивности оценены как умеренные, большие и очень большие. Зарегистрировано также 24 малые магнитные бури. Для сравнения укажем, что в 2003 году эти цифры составляли соответственно 30 и 23. Уменьшение возмущенности поля по сравнению с предыдущим годом связано с наблюдающимся спадом 23 цикла солнечной активности.

В табл. 1 приведены характеристики пяти наиболее сильных магнитных бурь.

Обозначения в табл. 1: *D* – склонение вектора геомагнитного поля, *H* – горизонтальная компонента вектора, *Z* – вертикальная компонента.

Целая серия очень больших магнитных бурь в 2004 г. наблюдалась с 22 июля по 31 августа. Самая большая буря зарегистрирована в период с 7 по 12 ноября. Это одна из наиболее интенсивных бурь, наблюдавшихся за последние 15 лет. На графиках медианных суточных величин компонент поля эти дни выделяются наибольшими амплитудами (рис. 1). Возмущения поля осложняют график суточных величин поля, делая его изрезанным в большей или меньшей степени. На графиках за 2004 г. поведение поля подчиняется вполне определенным закономерностям (рис. 1).

Для примера взяты данные всех компонент по обсерваториям «Арти» ARS (56.433°N, 58.567°E), и *Z*-компонента для станций «Иркутск» (52.167ºN, 104.450ºE), «Новосибирск» NVS (22.900°N, 55.033°E, Россия) и FUR (11.280°N, 48.170°E, Германия) (рис.1, 2).

В отдельные периоды поле изменяется более или менее плавно, в другие – скачкообразно, ступенчато. Так, с начала года до 22 июля отмечено плавное возрастание компонент и модуля поля. Для обсерватории ARS наблюдается возрастание компоненты *Z* на 15–20 нТл, *H* – на 10 нТл, модуль вектора *T* увеличился примерно на 20 нТл, а склонение *D* несколько уменьшилось, примерно на 10–20 мин. В этот период произошло 8 магнитных бурь, причем только одна из них большая

Таблица 1. Сильнейшие магнитные бури 2004 года по данным обсерватории «Арти»

Начало бури		Конец бури		Продолж. бури, час	Амплитуда		
Дата	Время, ч:м	Дата	Время, ч:м		*D*, мин.	*H*, нТл	*Z*, нТл
22.01	01:36	28.01	24:00	166	60,8	167,6	258,3
22.07	10:36	23.07	21:00	34	33,8	226,7	182,2
26.07	22:51	29.07	10:00	59	98,3	718,1	650,0
29.08	10:04	31.08	24:00	62	52,1	153,8	258,9
07.11	10:52	12.11	23:00	132	140,5	931,2	1267,0

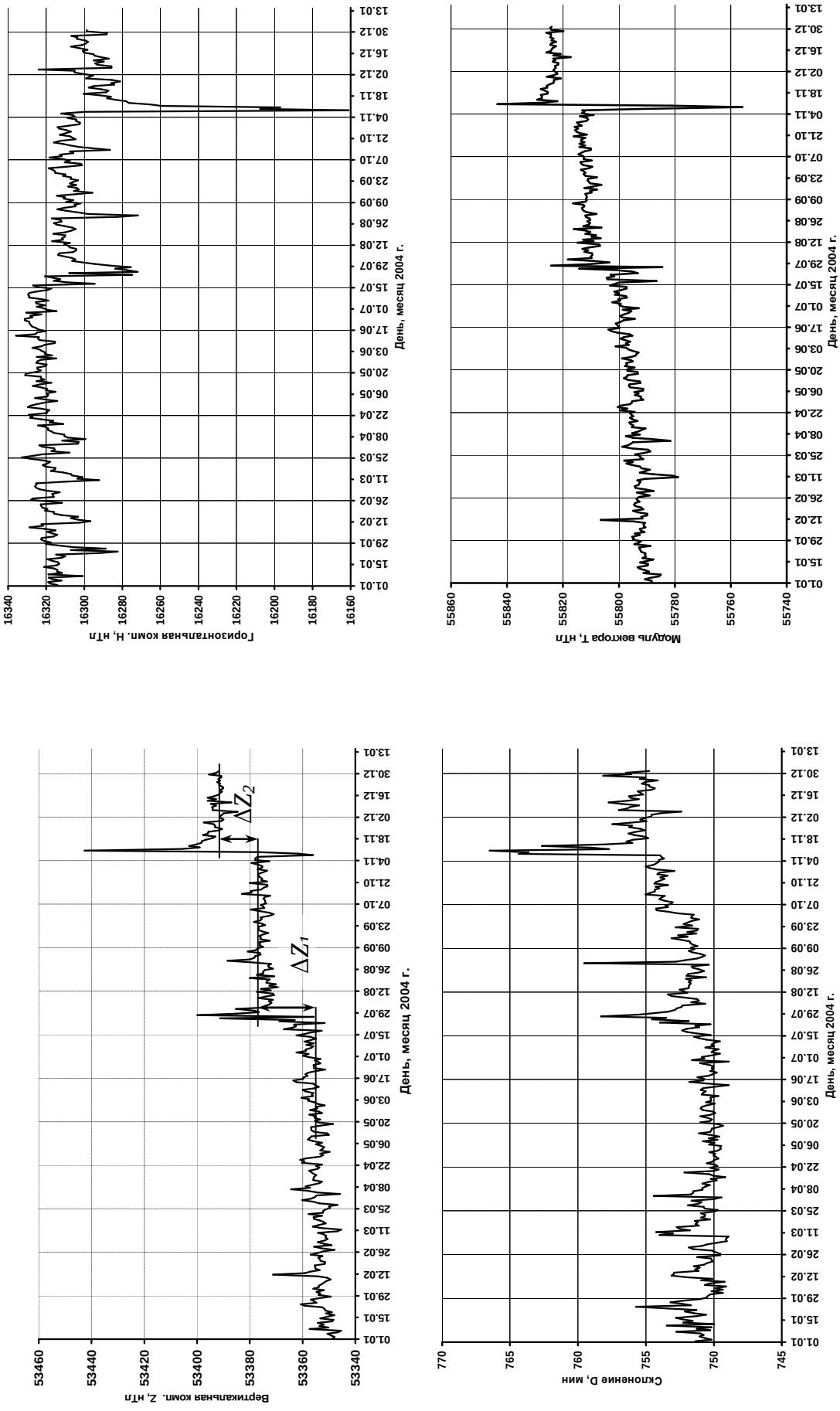


Рис. 1. Графики компонент *Z*, *H*, *D* и модуля вектора геомагнитного поля *T*, зарегистрированные на обсерватории «Арти» в 2004 г.

(с 22 по 28 января), и зарегистрировано 15 малых возмущений поля длительностью от 54 до 166 часов.

С 22 июля отмечается отчетливое скачкообразное изменение (приращение) всех компонент поля. Для обсерватории ARS *Z*-компонента возросла в течение нескольких дней на 15–20 нТл, *H* – уменьшилась примерно на 15 нТл (напомним, что до этого оно возрастало), *T* – возрос на 7–8 нТл, *D* – возросло на 2 мин.(причем до этого склонение уменьшалось). Для обсерватории NVS, например, в *Z*-компоненте наблюдается скачок +18 нТл, для FUR – +19 нТл.

Скачкообразное изменение поля (обозначим величину приращения в компонентах поля *Z, H, D* соответственно величинами ΔZ_1, ΔH_1, ΔD_1, где 1 – порядковый номер скачка) приурочено к серии сильных магнитных бурь, зарегистрированных с 22 июля по 31 августа (рис. 1). Произошедшие изменения поля сохранялись в дальнейшем вплоть до 7 ноября, когда было отмечено второе аналогичное скачкообразное изменение поля. В этот день началась очень сильная буря. Изменения поля в результате второго скачка составили для обсерватории ARS: ΔZ_2= +15 нТл, ΔH_2= −10 нТл, модуля вектора ΔT_2= +10 нТл и ΔD_2= +1 мин. Аналогичные скачки поля, приуроченные к этим бурям, наблюдаются и на других обсерваториях. Эти изменения также носят необратимый характер и сохраняются в последующий период после затухания бури и релаксации поля.

Величина приращений и векового хода за 2004 г. по обсерватории «Арти», определенного по стандартной методике (среднегодовая величина компонент поля по всем дням за 2004 г. минус среднегодовая величина за 2003 г.) соизмеримы. Так, вековой ход составил по компонентам *D*= +1,7 мин., *H*= +12 нТл, *Z*= +44 нТл, *T*= +40 нТл. Два скачкообразных приращения поля в течение года, приуроченные к магнитным бурям, составили Δ*D*= +3 мин., Δ*H*= –25 нТл (уменьшение компоненты), Δ*Z*= +(30–35) нТл, по модулю Δ*T*= +18 нТл.

Таким образом, можно считать, что в 2004 г. существенное влияние на величину векового хода оказывали магнитные бури.

2. Результаты исследований

Аналогичные изменения поля, приуроченные к периодам магнитных бурь, наблюдаются и по другим обсерваториям. По 115 магнитным станциям мировой сети получены данные о величинах скачкообразного изменения поля, наблюдаемых после магнитных бурь 22 июля – 31 августа 2004 г., и построены карты параметров Δ*D*, Δ*H*, Δ*X*, Δ*Y*, Δ*Z* (рис. 2а). Установлено, что величины Δ*H* и Δ*Z* изменяются по поверхности Земли и зависят в основном от широты места расположения точки наблюдения. Параметр Δ*H* имеет величины от – 32 до 0 нТл (рис 2в). Вблизи магнитных полюсов наблюдаются нулевые изолинии параметра, а по экватору Земли отмечаются максимальные отрицательные значения, равные –28 ÷ −32 нТл. Величина параметра Δ*Z* изменяется от –20 нТл на Южном полюсе Земли до +18 нТл на Северном полюсе (рис 3а). Нулевая изолиния проходит вблизи экватора Земли. На континентах изолинии формируют экстремумы, указывающие на влияние материковых магнитных источников.

Параметр Δ*D* меняется в диапазоне от –0,02 (Антарктида) до +0,03° (Евразия). На материках изолинии параметра образуют положительные и отрицательные изометричные экстремумы величиной от –0,03 до +0,03°.

Величина (модуль) скачков поля по обсерваториям на поверхности Земли находится в пределах от 12 до 45 нТл. Большинство обсерваторий показали величину от 20 до 25 нТл. Геомагнитное поле после магнитных бурь 22 июля – 31 августа 2004 г. стало больше на указанную величину.

Математическая модель эффекта изменения поля после бури

Моделирование заключалось в расчете компонент поля по формулам сферического гармонического анализа и сравнении карт измеренных величин приращения поля и рассчитанных теоретически. Если пренебречь внешними источниками (а скачки

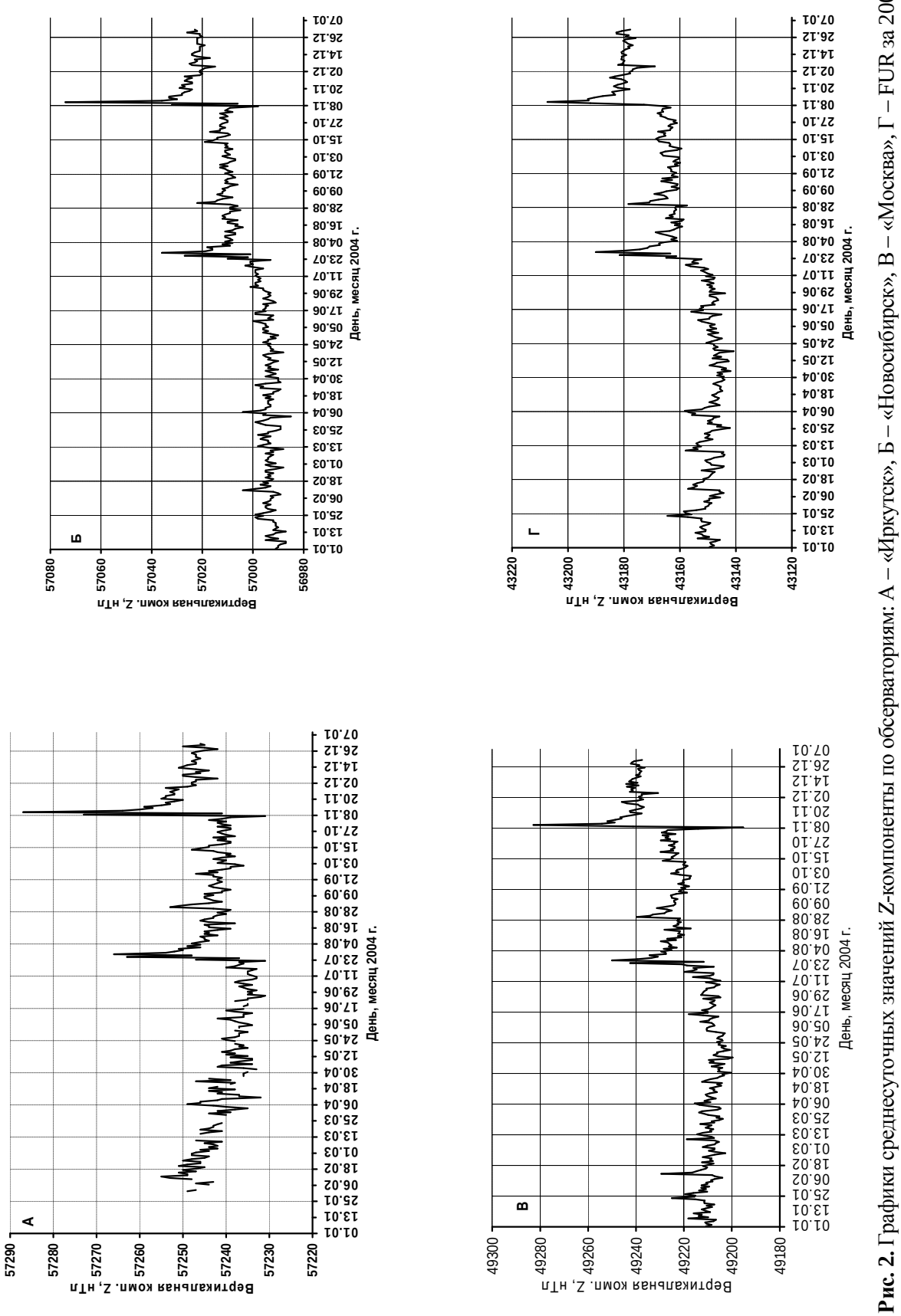


Рис. 2. Графики среднесуточных значений Z-компоненты по обсерваториям: А – «Иркутск», Б – «Новосибирск», В – «Москва», Г – FUR за 2004 г.

поля определялись по значениям поля для периодов до и после бурь), то компоненты геомагнитного поля на поверхности Земли можно вычислить по следующим формулам:

$$X=\sum_{n=1}^{n}\sum_{m=0}(g_n^m\cos ml+h_n^m\sin ml)\frac{dP_n^m(\cos q)}{dq}$$

$$Y=\sum_{n=1}^{n}\sum_{m=0}(g_n^m\sin ml+h_n^m\cos ml)\frac{mP_n^m(\cos q)}{\sin q}$$

$$Z=\sum_{n=1}^{n}\sum_{m=0}(g_n^m\cos ml+h_n^m\sin ml)(n+1)P_n^m(\cos q)$$

где $g_n^m, h_n^m, P_n^m(\cos q)$ – соответственно коэффициенты Гаусса и присоединенные функции Лежандра в нормировке Шмидта степени n и порядка m, θ – дополнение географической широты, λ – географическая долгота точки наблюдения.

Применительно к нашему случаю формулы приобретут следующий вид:

$$\begin{cases}\Delta X_i=\sum_{n=1}^{n}\sum_{m=0}(\Delta g_n^m\cos ml_i+\Delta h_n^m\sin ml_i)\frac{dP_n^m(\cos q_i)}{dq}\\ \Delta Y_i=\sum_{n=1}^{n}\sum_{m=0}(\Delta g_n^m\sin ml_i+\Delta h_n^m\cos ml_i)\frac{mP_n^m(\cos q_i)}{\sin q_i}\\ \Delta Z_i=\sum_{n=1}^{n}\sum_{m=0}(\Delta g_n^m\cos ml_i+\Delta h_n^m\sin ml_i)(n+1)P_n^m(\cos q_i)\end{cases}$$

где ΔX_i, ΔY_i, ΔZ_i – приращения (скачкообразные изменения) элементов геомагнитного поля на i-обсерватории, $\Delta g_n^m, \Delta h_n^m, P_n^m(\cos q_i)$ – соответственно приращения коэффициентов Гаусса и присоединенные функции Лежандра в нормировке Шмидта степени n и порядка m для i-обсерватории, q_i, l_i – соответственно дополнение географической широты и географическая долгота i-обсерватории. Решая полученную систему уравнений относительно коэффициентов Гаусса, можно определить их приращения.

Сферический гармонический анализ геомагнитного поля по данным 115 магнитных станций, проведенный для эпох 20 июля 2004 г. и 30 июля 2004 г. (соответственно период спокойного поведения поля, предшествующий буре, а также период спокойного поля после завершения бурь), показал, что после бури коэффициент g_1^0, характеризующий поле аксиального диполя, скачкообразно увеличился на 11 нТл, в то время как остальные коэффициенты изменились незначительно. Это свидетельствует в пользу того, что магнитные бури могут подмагничивать источники главного поля Земли.

Построены карты фактически наблюденных и рассчитанных величин скачкообразных изменений компонент ΔX_i, ΔY_i, ΔZ_i (рис. 3).

На карте наблюденных скачков по Z-компоненте выделяются положительные и отрицательные экстремумы величиной +37,5 нТл (Антарктика) и –25 нТл (Антарктида). Американскому континенту соответствует отрицательный экстремум –15 нТл.

Изолинии нулевого значения скачка проходят вблизи земного экватора в восточном полушарии, а в западном полушарии наблюдается значительное отклонение на север в районе Американского континента. Еще одна нулевая изолиния проходит также в области Антарктиды (рис. 3а).

Карта рассчитанных величин поля по своей морфологии близка к наблюденным значениям скачков (рис. 3б).

На картах северной компоненты отмечается обширный экстремум субширотного простирания величиной +25 нТл, совпадающий с Южно-Американским континентом, и второй экстремум –32,5 нТл, наблюдаемый в южной части Евразии.

Рассчитанная карта по морфологии и величине поля также близка к наблюденной (рис. 3в, 3г).

И, наконец, на картах восточной компоненты скачки имеют величины от –12 до +12 нТл. Две нулевые изолинии имеют субмеридиональное направление.

Карта рассчитанных значений также сохраняет общие черты с наблюденными данными (рис. 3д, 3е).

Модель источников, задействованных в эффекте скачков поля и объясняющих положение экстремумов на картах, можно представить набором 6 диполей постоянно-

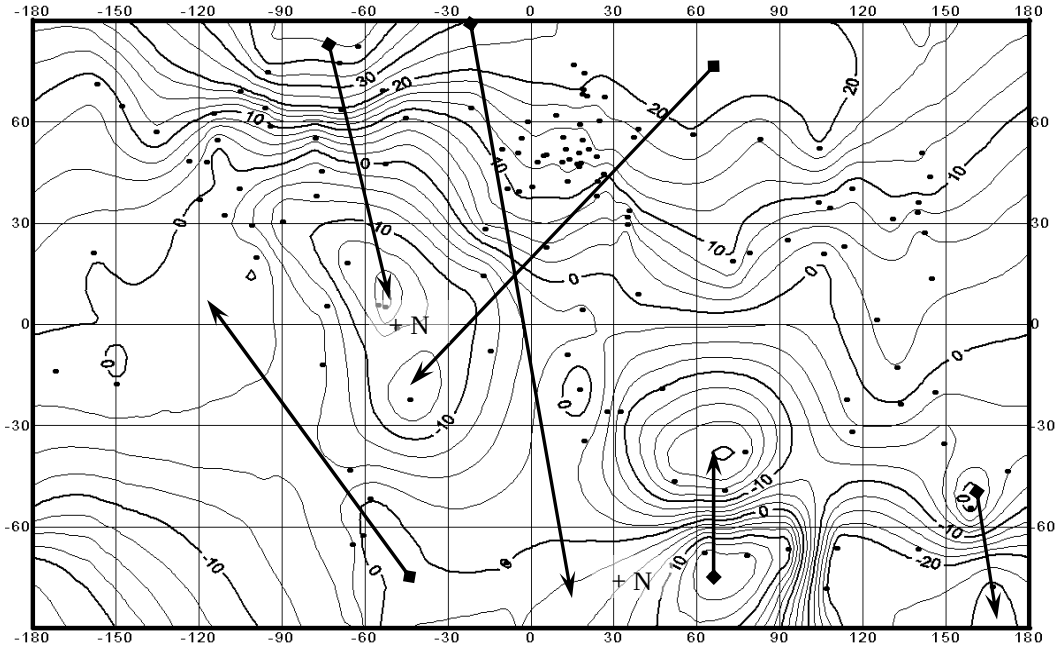


Рис. 3а. Карта наблюденной величины приращения поля в вертикальной компоненте на дневной поверхности Земли по данным обсерваторий (местоположение обсерваторий показаны точками) для эпохи 22 – 30 июля 2004 г., стрелки – предполагаемое положение диполей. Изолинии проведены через 2,5 нТл

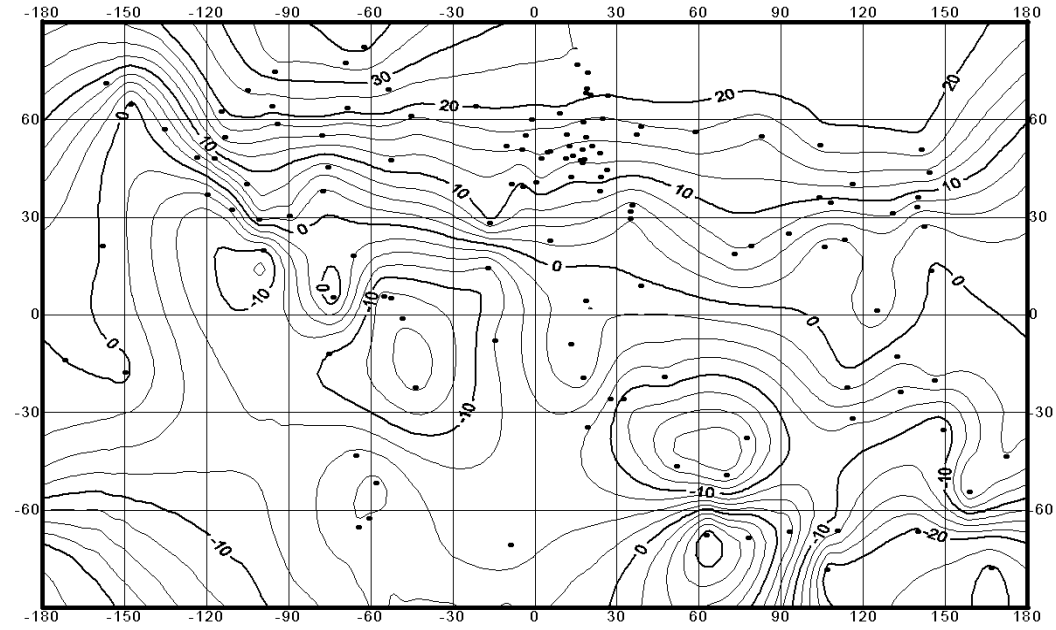


Рис. 3б. Карта рассчитанного в модели приращения поля в вертикальной компоненте на дневной поверхности Земли для эпохи 22–30 июля 2004 г. Изолинии проведены через 2,5 нТл

го магнитного поля. Их предполагаемое положение показано стрелками (рис. 2а). Направление стрелки соответствует северному положительному полюсу диполя. Они включают главный диполь и диполи второго порядка (источники материковых аномальных полей).

Отсюда можно сделать вывод о том, что скачкообразное изменение поля под влиянием магнитных бурь обусловлено источниками главного магнитного поля Земли. Полученные данные свидетельствуют о том, что после магнитной бури 22–30 июля 2004 г. геомагнитное поле скачкообразно возросло и изменило направление. Это может быть объяснено только соответствующим увеличением магнитного момента источников поля.

Оценим величину изменения магнитного момента источника дипольного поля Земли. Магнитный момент можно определить по следующей формуле:

$$M = R^3 \sqrt{\left(g_1^0\right)^2 + \left(g_1^1\right)^2 + \left(h_1^1\right)^2} \ ,$$

где R – радиус Земли в метрах (R≈6400 км).

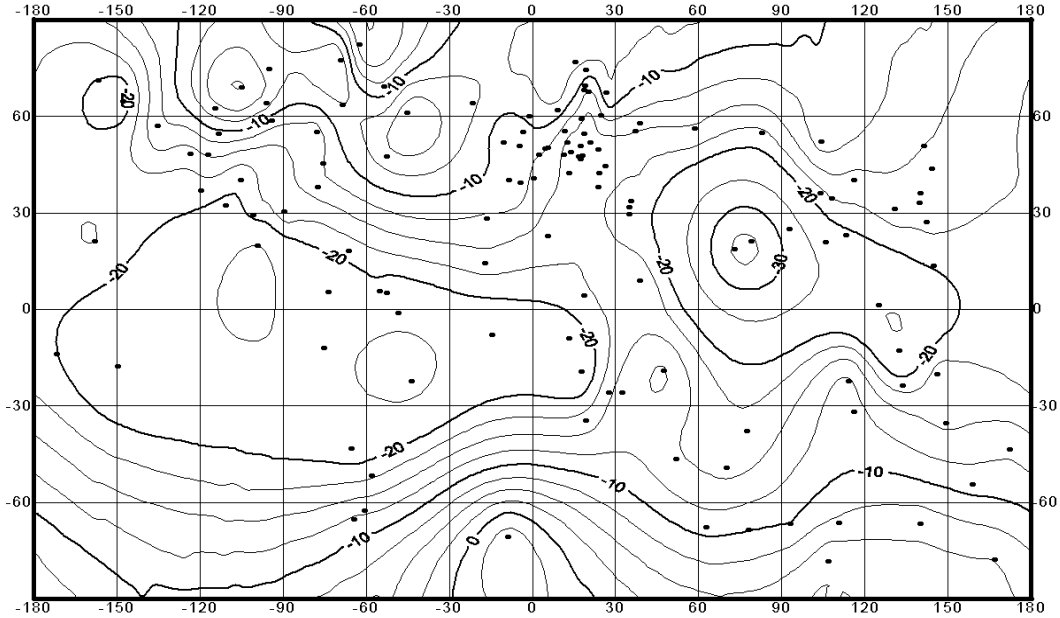


Рис. 3в. Карта наблюденного приращения поля в северной компоненте для эпохи 22–31 июля 2004 г.

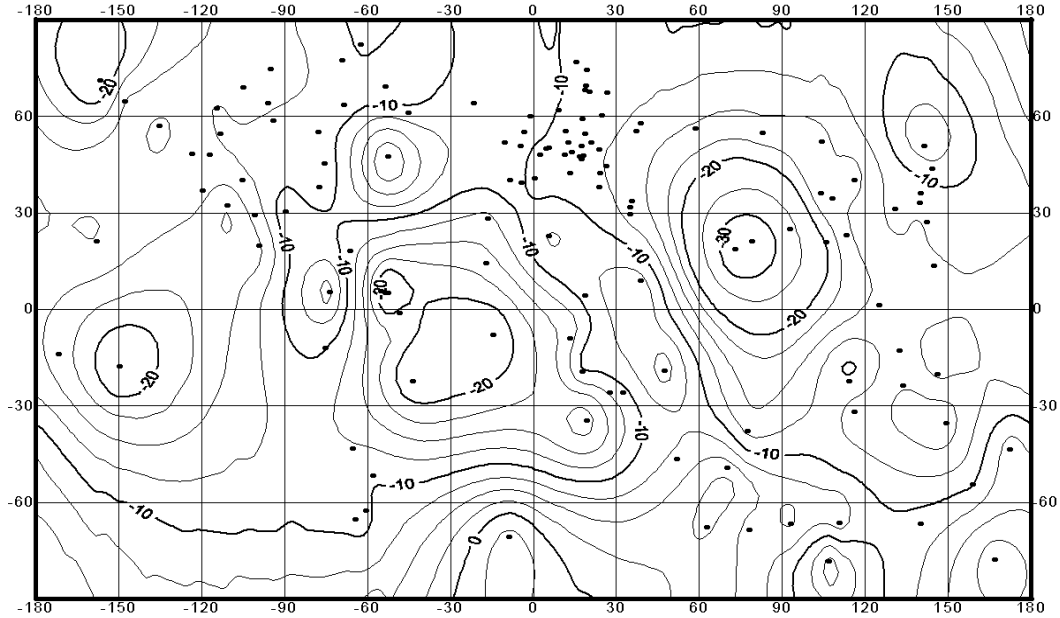


Рис. 3г. Карта рассчитанного в модели приращения поля в северной компоненте для эпохи 22–31 июля 2004 г.

В нашем случае необходимо рассчитать приращение магнитного момента. Формула примет вид:

$$\Delta M = R^3 \sqrt{\left(\Delta g_1^0\right)^2 + \left(\Delta g_1^1\right)^2 + \left(\Delta h_1^1\right)^2} \ .$$

В результате сферического гармонического анализа были определены коэффициенты $\Delta g_1^{\,0}$ = +11 нТл, $\Delta g_1^{\,1}$ = −0,2 нТл, $\Delta h_1^{\,1}$ = +0,3 нТл.

Подставив значения в формулу, получим ΔM=2,9·10^{19} А·м^2, что составляет ≈ 0,05% от величины современного дипольного момента Земли ($M \approx 8 \cdot 10^{22}$ А·м^2).

Таким образом, выявлен эффект скачкообразного увеличения магнитного момента источника дипольного поля Земли под влиянием магнитных бурь на фоне постоянного его уменьшения, наблюдаемого за последние 400 лет (за этот период он уменьшился на 25%). Это может свидетельствовать о подмагничивании источников главного поля Земли магнитными бурями.

По данным наблюдений уральских обсерваторий «Екатеринбург» (с 1887 по 1932 гг.), «Высокая Дубрава» (с 1932 по 1973 гг.) и «Арти» (с 1969 по 2006 гг.) выделены эпохи, в которые вековая вариация испытывает большие скачкообразные изменения, связанные с магнитными бурями.

Такие изменения разной величины и в основном в сторону увеличения поля прослеживаются в его вариациях по всем годам. В связи с этими данными обсерваторских наблюдений можно предполагать, что вековые вариации в значительной степени могут быть обусловлены магнитными бурями и формироваться за счет влияния Солнца на источники главного магнитного поля Земли. Причем влияние Солнца в основном приводит к подмагничиванию источников главного магнитного поля.

Выводы

По обсерваторским данным выявлены скачкообразные приращения главного магнитного поля Земли, имеющие величины до 45 нТл, наблюдаемые после магнитных бурь. Магнитные бури влияют на источники главного магнитного поля Земли, приводят к изменению их магнитного момента. Так, после магнитных бурь, наблюдаемых в периоды 22–30 июля и 7–12 ноября 2004 г., отмечается рост величины дипольного магнитного момента Земли примерно на 0,05% на фоне длительного процесса его уменьшения, отмечаемого за последние столетия. В связи с этим можно предположить, что и магнитный момент источников, и вековые вариации главного магнитного поля Земли в значительной степени и напрямую находятся под влиянием солнечных процессов.

Литература

1. *Калинин Ю. Д.* Геомагнитные вековые вариации в СССР и внутреннее строение Земли. Л.: Гидрометеоиздат, 1946. 48 с. (Тр. Научно-исследов. Института земного магнетизма. Сер. VI, вып. 6).
2. *Orlov V. P.* The leading trends of the secular variation investigation // J. Geomagnet. and Geolectr. 1965. 17. № 3–4.
3. *Яновский Б. М.* Земной магнетизм. Л.: Изд-во Ленингр. унив-та, 1978. 591 с.
4. *Петрова Г. Н.* Вековые вариации и граница ядро-мантия // Геомагнитные исследования, 1976. № 17. С. 15–21.
5. *Петрова Г. Н. Бурлацкая С. П.* Современные представления о вековых вариациях // Проблемы изучения вековых вариаций магнитного поля Земли. Владивосток: Изд. АН СССР, 1979. С. 5–15.
6. *Тяпкин К. Ф.* Геомагнитная модель тектоносферы Земли // Геофизический журнал, 1997. 19. № 3. С. 16–24.
7. *Яременко Л. Н., Мищенко, Ю. П., Шендеровская О. Я.* О различиях вековых геомагнитных вариаций в Арктике и Антарктике // Геофизический журнал, 2001. 23. № 12. С. 67–72.
8. *Брагинский С. И.* О теории магнитного поля Земли // О. Ю. Шмидт и советская геофизики 80-х годов. М.: 1983. С. 98–105.
9. *Головков В. П., Зверева Т. И., Чернова Т. А.* Годовая вариация магнитного поля Земли // Геомагнетизм и аэрономия, 2004. Т. 44. № 1. С. 129–134.
10. *Кусонский О. А., Бородин П. Б., Мигачев А. Е., Хрущева В. В.* Особенности векового хода геомагнитного поля по данным обсерваторий Урала // 170 лет обсерваторских наблюдений на Урале: история и современное состояние / Материалы Международного семинара, Екатеринбург, 17–23 июля 2006 г. Екатеринбург: Институт геофизики УрО РАН, 2006. С. 116–118.

МЕТОД СИММЕТРИЙ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ЗАДАЧИ СОПРЯЖЕНИЯ С ВЕЩЕСТВЕННЫМ ОПЕРАТОРОМ

Ладовский И.В, Мартышко П.С. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург.

Аннотация. Граничные задачи логарифмического потенциала для моделей кусочно-однородных сред относятся к классу задач линейного сопряжения кусочно-аналитических функций. Простой слой на границе контакта сопредельных областей удовлетворяет уравнению Коши с вещественно заданным оператором. Для замкнутого К-параметризованного аналитического контура это уравнение эквивалентно краевой задаче Римана – Гильберта для круга. Подпространство решений на функциях пар симметрий однолистных функций реализуется формулой Коши.

THE METHOD OF SYMMETRIES FOR INTEGRAL EQUATION OF CONJUGATION PROBLEM WITH REAL OPERATOR

Ladovsky I.V., Martyshko P.S. – Institute of Geophysics, UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Boundary –value problems of logarithmic potential for piecewise homogeneous media models belong to the problem class of linear conjugation of piecewise-analytical functions. A simple layer at the boundary of adjoining area contact satisfies the Cauchy equation with real predetermined operator. For closed K-parametrized analytical loop this equation is equivalent to Riemann-Gilbert boundary-value problem for a circle. The subspace of solutions based on functions of symmetries' pairs of single-sheet function is realized by the Cauchy function.

1. Введение

В работе [8] приведена интегральная формула решения прямой задачи сопряжения стационарных тепловых полей для изолированного тела в однородной среде. Граничные условия сопряжения трансформируются в интегральное уравнение Фредгольма второго рода со слабой особенностью. Для двумерных моделей получена замкнутая форма решения задачи с применением аппарата интегралов типа Коши для кусочно-аналитических функций. Конструктивным элементом предлагаемого подхода является представление комплекснозначного оператора нормальной производной на регулярно аналитическом контуре $L: \bar{z} = f(z)$, заданного в форме Цирульского

$$N_z^L = 2\left(\frac{\partial}{\partial z} - f_z' \frac{\partial}{\partial \bar{z}}\right)\Big|_{\bar{z} = f(z)} \qquad (1)$$

Действие этого оператора позволяет определить:

- комплексную плотность простого слоя на аналитическом контуре L двумерного тела:

$$c(z) = N_z^L(T(z,\bar{z})) = 2\left(\frac{\partial T}{\partial z} - f_z' \frac{\partial T}{\partial \bar{z}}\right)\Big|_{\bar{z} = f(z)} \qquad (2)$$

- комплексное ядро интеграла Пуассона в формуле прямой задачи:

$$K(z_s, w) = = N_z^L\left(\ln\frac{1}{|z-w|}\right) = \left(\frac{1}{w - z_s} - \frac{f_z'}{\bar{w} - \bar{z}_s}\right)\Big|_{\bar{z} = f(z)} \qquad (3)$$

- плотность простого слоя первичного поля источников:

$$c_0(z_s) = = \frac{1}{2p}\iint\limits_{R^2/L} \frac{Q(u,v)}{l(u,v)} K(z_s, w)\, du\, dv \qquad (4)$$

Интегральная формула решения прямой задачи записывается в виде суммы первичного поля тепловых источников и вторичного поля простого слоя с неизвестной плотностью:

$$g(z,\bar{z}) = g_0(z,\bar{z}) - \frac{e}{2p\,i}\int_L \frac{c(w)dw}{w-z}$$
$$g_0(z,\bar{z}) = \frac{1}{2p}\iint_{R^2/L} \frac{Q(u,v)}{l(u,v)}\frac{du\,dv}{(w-z)} \qquad (5)$$

Граничное условие сопряжения внутреннего и внешнего поля приводит к интегральному уравнению относительно неизвестной плотности простого слоя:

$$c(z_s) + \frac{e}{2p\,i}\int_L c(w_s)K(z_s,w_s) = c_0(z_s) \quad (6)$$

В сингулярное ядро $K(z_S,w_S)$ в качестве слагаемых входит ядро Коши и его сопряженное значение. Преобразование (6) к виду, характерному для интегрального уравнения Коши составляет предмет настоящей работы.

2. Первичное поле источниковых аномалий

В качестве первичного поля $g_0(z,\bar{z})$ геотермического разреза будем рассматривать поле заданного распределения тепловых источников, не осложненное контрастом теплопроводности аномалиеобразующего тела. Полагая в общем решении (5) $l_1 = l_2$ $(e = 0)$, для комплексного температурного градиента получаем явную квадратурную формулу – интеграл Пуассона.

$$g(z,\bar{z}) = g_0(z,\bar{z}) = \frac{1}{2p\,l}\iint_{R^2/L}\frac{Q(u,v)}{(w-z)}du\,dv \quad (7)$$

В кусочно-однородной среде интеграл первичного поля обобщается суммой интегралов Пуассона по областям с постоянной теплопроводностью.

Остановимся на двух типах функций модельного распределения источников теплогенерации Q, характерных для геотермических приложений. Внутри аномалиеобразующего тела (область D с теплопроводностью l_2) избыточная мощность источников принимается постоянной; вне тела (область $C\bar{D}$ с теплопроводностью l_1) – задаются источники внешнего однородного поля. Последние эквивалентны сингулярному источнику в бесконечно удаленной точке.

$$Q(u,v) = \begin{cases} Q_2 = const; & (u,v)\in D \\ Q_1\,d\,(u-u_0, v-v_0); & (u,v),\,(u_0,v_0)\in C\bar{D} \end{cases} \qquad (8)$$

Интеграл первичного поля в (5) распадается на две составляющие относительно распределения источников $g_0 = g_{01} + g_{02}$:

$$g_{01} = \frac{Q_1}{2p\;l_1}\int_{C\bar{D}}\frac{d(u-u_0)d(v-v_0)dudv}{w-z};$$
$$g_{02} = \frac{Q_2}{2p\;l_2}\iint_D\frac{du\,dv}{w-z};$$

Во внешности тела $z \in C\bar{D}$ обе эти функции аналитические за исключением точки $z_0 = u_0 + \imath v_0$ источника Q_1.

Поле сингулярного источника, локализованного в точке z_0, вычисляется прямым интегрированием:

$$g_{01}(z) = \frac{Q_1}{2p\;l_1}\frac{1}{z_0 - z} \qquad (9)$$

На бесконечности порядок роста мощности источника Q_1 вытекает из теоремы Гаусса: суммарный поток q_1 через замкнутый контур, охватывающий точку z_0, остается постоянным:

$$2p\,|z - z_0|\,q_1 = Q_1.$$

Отсюда при $|z_0| >> |z|$ имеем асимптотическую формулу для плотности однородного поля глубинного теплового потока:

$$q_1 = \frac{Q_1}{2p\,|z_0|},$$

так что (9) принимает вид, характерный для комплексной напряженности внешнего однородного поля, заданного под углом q к линии горизонта (оси x)

$$g_{01}(z) = \frac{q_1}{l_1}e^{-iq};\quad q = arg(z_0) \qquad (10)$$

Аномальное внешнее поле от внутренних источников выражается через известную формулу для комплексной напряженности логарифмического потенциала [11]. Если $\overline{w} = f(w)$ К-уравнение кривой в комплексных координатах с особенностями правой части $f(w)$ внутри D, то [10, 12]

$$g_{02}(z) = \frac{Q_2}{4p\;l_2\,i}\int_L\frac{\overline{w}dw}{w-z} = \\ = \frac{Q_2}{4p\;l_2\,i}\int_L\frac{f(w)\,dw}{w-z} = -\frac{Q_2}{2\,l_2}[f(z) - f_\infty(z)] \qquad (11)$$

где $f_\infty(z)$ – главная часть аналитического продолжения $f(z)$ в окрестности бесконечно удаленной точки.

Окончательная формула для комплексного геотермического градиента первичного поля источников имеет вид:

$$g_0(z) = g_{01}(z) + g_{02}(z) =$$

$$= \frac{q_1}{l_1} e^{-iq} - \frac{Q_2}{2\,l_2}\left[f(z) - f_\infty(z)\right]$$

3. Нормальная проекция комплексной напряженности

В интегральное уравнение для источников простого слоя входят сопряженные переменные, связанные *K*-уравнением аналитического контура *L*: [12]

$$z = z_L \in L : \bar{z} = f(z)$$

Отображение $z_L(V)$ единичной окружности в плоскости t

$$t = V \in \Gamma : V\bar{V} = 1$$

на регулярно-аналитический контур L в плоскости z позволяет реализовать операцию «комплексное сопряжение» на функциях пар симметрий относительно окружности *G*.

Пусть $z(t)$ аналитическая и однолистная функция в некоторой окрестности $t \in \Delta$ контура *G*, а при $t \to V$ непрерывно примыкает к своему граничному значению $z_L(V)$. Симметричная ей функция $z^*(t_*) = \bar{z}(1/t_*)$; $t_* \cdot \bar{t} = 1$ аналитическая и однолистная в сопряженной окрестности $t_* \in D^*$ контура *G*, а при $t_* \to V$ примыкает к своему сопряженному значению $\overline{z_L(V)}$ [13]. Если пересечение $E = D \cap D^*;\ E \neq \varnothing$ целиком содержит в себе контур *G*, то справедливо:

Утверждение 1. Полусумма Дирихле односторонних пределов функций пар симметрий $z(t)$ и $z^*(t_*)$ в E – окрестности G равна вещественной части отображения $z_L(V)$. Действительно

$$\frac{1}{2}\left(z(t) + z^*(t_*)\right) =$$

$$= \frac{1}{2}\left(z(t) + \bar{z}\left(\frac{1}{t_*}\right)\right) = \frac{1}{2}\left(z(t) + \bar{z}(\bar{t})\right)$$

Откуда

$$Re\, z_L(V) = \lim_{t \to V} \frac{z(t) + z^*(t_*)}{2}. \qquad (12)$$

Утверждение 2. В *E*-окрестности контура *G* функции пар симметрий удовлетворяют *K*-уравнению кривой *L*:

$$z^*(t_*) = f(z(t));\ t_* \bar{t} = 1$$

Производная правой части этого уравнения на *G* отлична от нуля и равна отношению производных функций пар симметрий. Действительно

$$z^*(t_*) = \bar{z}\left(\frac{1}{t_*}\right) = \bar{z}(\bar{t}) = f(z(t))$$

Дифференцируя обе части полученного равенства по *t*, найдем производную сложной аналитической функции $f_z'(z(t))$:

$$\frac{\partial z^*(t_*)}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial t}.$$

В силу однолистности $z(t);\ (z_t' \neq 0)$

$$f_z'(z(t)) = \frac{1}{z_t'} \frac{\partial z^*(t_*)}{\partial t}$$

но

$$\frac{\partial z^*(t_*)}{\partial t} = \frac{\partial \bar{z}(1/t_*)}{\partial t} =$$

$$= \frac{\partial \bar{z}(\bar{t})}{\partial t} = \frac{\partial \overline{z(t)}}{\partial \bar{t}} \cdot \frac{\partial \bar{t}}{\partial t} = \overline{z_t'} \cdot \left(-\frac{1}{t^2}\right) = -\overline{z_t'} \cdot \frac{\overline{t_*}}{t}$$

Поскольку существуют лево- и правосторонние пределы производных функций пар симметрий на *G*, то при $t \to V + 0;\ t_* \to V - 0$ имеем

$$f_z'(z(V)) = f_z'(z(t)) = -\frac{\overline{z_t' \cdot t}}{z_t' \cdot t};\ t \to V \in G \qquad (13)$$

Корректное определение производной (13) правой части К-уравнения кривой *L* в *E*-окрестности контура *G* позволяет сопоставить комплекснозначный оператор (1) нормальной производной $N_z^L(.)$ на плоскости *z* и его прообраз $N_t^G(.)$ на плоскости *t*:

$$\mathrm{N}_t^\Gamma = 2\left(\frac{\partial}{\partial z} - f_z' \frac{\partial}{\partial \bar{z}}\right)\Bigg|_{\overline{z(t)} = f(z(t))} =$$

$$= \frac{2}{z_t' \cdot t}\left(\frac{\partial}{\partial z} z_t' \cdot t + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \overline{z_t' \cdot t}\right) = \frac{2}{z_t' \cdot t} \mathrm{Re}\left\{t \cdot 2 \frac{\partial}{\partial t}\right\} \qquad (14)$$

Вещественную часть *t*-производной (14) на окружности *G*, вычисленную как предел отношения производных пар симметрий, на-

зовем оператором «нормальной проекции» на G.

Утверждение 3. При отображении $L \Rightarrow G$ уравнение граничной задачи для источников простого слоя сводится к особому интегральному уравнению типа Коши с вещественно заданным оператором.

Действительно, проектируя функцию (2) с контура L на окружность G, получаем:

$$c\left(z(t)\right) = N_t^G\left(T(t)\right) = \frac{2}{z_t' \cdot t}\, g(t); \quad t = V \in G \ ,$$

где $$g(t) = Re\left\{t \cdot 2\frac{\partial T}{\partial t}\right\} = Re\left\{t\, z_t'\, g(z(t))\right\}$$

Аналогично преобразуется первичное поле источников:

$$c_0\left(z(t)\right) = N_t^G\left(T_0(t)\right) = \frac{2}{z_t' \cdot t}\, g_0(t); \quad t = V \in G \ ,$$

где $g_0(t) = Re\left\{t \cdot 2\frac{\partial T_0}{\partial t}\right\} = Re\left\{t\, z_t'\, g_0(z(t)\right\}$

и, соответственно, ядро (3) интегрального оператора

$$\mathrm{K}\left(z(t) - w\right) = \mathrm{N}_t^{\Gamma}\left(\ln\frac{1}{|z(t) - w|}\right) =$$

$$= \frac{2}{t \cdot z_t'}\,\mathrm{Re}\left\{\frac{t \cdot z_t'}{w - z(t)}\right\};\ t = V \in \Gamma$$

Таким образом, на контуре $t = V$ единичной окружности G вспомогательной плоскости t имеем особое интегральное уравнение с вещественно заданным оператором:

$$g(V) + \frac{e}{p\,i} Re \int_G g(t)\frac{z_t'}{w(t) - z(V)} \cdot \frac{V}{t} dt = g_0(V) \ . \quad (15)$$

Для однолистной функции подстановки $z(V)\ (z_t' \neq 0)$ порядок нуля знаменателя в ядре интегрального оператора (15) не меньше единицы

$$w(t) = z(V) + z_t'(t - V) + \ldots.$$

$$\frac{z_t'}{w(t) - z(V)} \cdot \frac{V}{t} \sim \frac{1}{(t - V)\cdot\left[1 + O(t - V)\right]}$$

Сингулярность интегрального уравнения (15) связана с вещественной частью ядра Коши в переменных t и $t = V$. Но характеристическое неоднородное уравнение с ядром Коши безусловно разрешимо. Более того, в классе автоморфных ядер (при условии их аналитичности) с первым порядком сингулярности даже полное интегральное уравнение разрешимо в конечном виде [2]. Оператор *Re* предполагает выполнение операции «комплексное сопряжение». Сопряженные ветви ядра Коши в t-плоскости строятся по методу симметрий. Аналоги формул Сохоцкого решают поставленную задачу.

4. Координаты эллипса и формула решения прямой задачи

Контур эллипса является одним из тестовых примеров регулярно аналитический кривой, изоморфной единичной окружности. Функция отображения $z(t)$ – рациональная функция с изолированными полюсами в нуле и бесконечно удаленной точке. Кроме того, для эллипса известно явное аналитическое представление комплексной напряженности внешнего гравитационного и магнитного потенциалов в задачах гравии- и магнитометрии [1, 12]; известно также и комплексное представление для индуцируемых аномалий в однородном внешнем подмагничивающем поле (задача МИП в постановке 1) [7].

Пусть $D \subset R^2$ – эллипс с полуосями a и b ($a > b$); L – его граница:

$$L\ :\ \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

K-уравнение границы эллипса в комплексных координатах:

$$\bar{z} = f(z) = \frac{(a^2 + b^2)\, z - 2\,a\,b\sqrt{z^2 - c^2}}{c^2};$$

$$z = z_L \in L$$

где $c = \sqrt{a^2 - b^2}$ – линейный эксцентриситет эллипса; $2c$ – его фокальный отрезок.

Рациональная функция $z_L(V)$ отображает единичную окружность $G\ :\ V \cdot \bar{V} = 1$ на контур L, сохраняя направление обхода

$$z_L(V) = R\left(V + \frac{a}{V}\right);\ R = \frac{a+b}{2} > 0, a = \frac{a-b}{a+b} < 1 \quad (16)$$

Построим функции пар симметрий. Аналитическая функция

$$z(t) = R\left(t + \frac{a}{t}\right)$$

конформно отображает кольцо $D\ :\ \sqrt{a} < |t| < \infty$ плоскости t на внешность фокального отрезка эллипса плоскости z, сохраняя неподвижной бесконечно удаленную точку. Симметричная ей функция

$$z^*(t_*) = f(z(t)) = R\left(\frac{1}{t_*} + a\,t_*\right);\quad t_* \cdot \bar{t} = 1$$

антиконформно отображает кольцо $D^*: 0 < |t_*| < 1/\sqrt{a}$ на те же внешние точки плоскости z, инвертируя ноль в бесконечно удаленную точку. Каждая из однолистных функций пар симметрий задает в плоскости z эллиптическую сетку координат с линией особенностей, совпадающей с фокальным отрезком эллипса. Аналитическая *E*-окрестность пар симметрий – кольцо $E: \sqrt{a} < t < 1/\sqrt{a}$ покрывает конформно эквивалентную область плоскости *z*, целиком содержащую в себе контур *L*.

В интегральной формуле (5) решения прямой задачи сделаем замену переменных:

$$z = z(t);\ w = w(t);\ c(w(t)) = \frac{2}{t \cdot w_t'}\, g(t)$$

и перейдем к системе криволинейных координат эллипса.

$$g(z(t)) = g_0(z(t)) - \frac{e}{p\,i}\int_\Gamma \frac{g(t)}{w(t) - z(t)}\frac{dt}{t};\quad \sqrt{a} < t < \infty$$

Аномальная часть комплексной напряженности $g - g_0$ – аналитическая вне *G* функция переменной $t \neq t$. На самой окружности имеем особый интеграл. Выделяя главную часть особенности ядра интегрального оператора в области однолистности $z(t)$, получаем:

$$\frac{1}{w(t) - z(t)} = \frac{t}{t \cdot z_t'}\left(\frac{1}{t - t} - \frac{1}{t - \frac{a}{t}}\right)$$

$$z_t' = R\left(1 - \frac{a}{t^2}\right) \qquad (17)$$

Таким образом, интеграл типа Коши с вещественной плотностью $g(t)$ решает прямую задачу сопряжения кусочно-аналитических функций в системе *t*- координат эллипса:

$$g(z(t)) = g_0(z(t)) -$$

$$-\frac{e}{t \cdot z_t'}\frac{1}{p\,i}\int_\Gamma g(t)\left(\frac{1}{t - t} - \frac{1}{t - \frac{a}{t}}\right)dt \qquad (18)$$

Здесь необходимо отметить следующее. В формуле (17) интеграл берется по замкнутому контуру, ограничивающему область однолистности $z(t)$ внешней или внутренней краевой задачи. При $1 < |t| < \infty$ получаем регулярное решение во внешности эллипса с нулем не ниже $1^{го}$ порядка в бесконечно удаленной точке. При $\sqrt{a} < |t| < 1$ имеем решение внутренней задачи. Естественное граничное условие – отсутствие потока за контуром фокального отрезка эллипса [5] обращает в ноль плотность простого слоя $g(t)$ на круге $|t| = \sqrt{a}$. Таким образом, каждая из ветвей кусочно-аналитической функции (17) непрерывно примыкает к своим односторонним граничным значениям. Сопряжение ветвей на окружности $G: t = V$ контролируется величиной плотности простого слоя $g(V)$ из уравнения (15). Но, согласно (12) и (17), в *E*-окрестности *G* допустимо представление особого ядра в виде суммы его главной и регулярной части:

$$\mathrm{Re}\,\frac{t \cdot z_t'}{t \cdot (w(t) - z(t))} = \mathrm{Re}\left(\frac{1}{t - t} - \frac{1}{t - \frac{a}{t}}\right);\quad t = V \in \Gamma$$

Следовательно, искомая плотность простого слоя, уточняющая формулу прямой задачи в *t*-координатах эллипса, является вещественной частью решения полного интегрального уравнения Коши:

$$g(V) + e\,Re\frac{1}{p\,i}\int_G g(t)\left(\frac{1}{t - V} - \frac{1}{t - \frac{a}{V}}\right)dt = g_0(V) \qquad (19)$$

Полное интегральное уравнение Коши с постоянными коэффициентами разрешимо в конечном виде при условии аналитичности его регулярной части [2]. Для особого уравнения (19) с вещественным оператором данное условие не выполнимо. Однако сохраняется возможность свести наше уравнение к аналогу задачи Римана – Гильберта для сопряженных на *G* значений граничных функций [2, 9].

5. Задача Римана – Гильберта

Двустороннее условие задачи Римана предполагает линейную связь на контуре *L* между значениями граничных функций, аналитических в сопредельных областях. В условиях задачи Гильберта задается веще-

ственная часть линейной комбинации односторонних граничных значений аналитической функции в области [2]. В уравнении простого слоя (19) задачи сопряжения интегрирование ведется по единичной окружности *G*. Вещественная часть интегрального оператора связывает граничные значения кусочно-аналитической функции (18) $g(z(t))$ вне и внутри единичного круга.

Изящная трансформация условий задачи Гильберта для круга к условиям задачи Римана с применением метода симметрий выполнена И.И. Мусхелишвили [9]. Реализация операции комплексного сопряжения на функциях пар симметрий приводится и для уравнения (19) граничной задачи сопряжения.

Продолжим вещественную функцию комплексного переменного $g(V)$ с окружности *G* на всю плоскость переменного *t* при помощи кусочно-аналитической функции $F(t)$:

$$F(t)=\frac{1}{2\pi i}\int_G \frac{g(t)dt}{t-t};\quad \begin{matrix} F(\infty)=0 \\ |F(0)|<\infty \end{matrix}, \qquad (20)$$

где, как обычно, две ветви $F^+(t), F^-(t)$ аналитические внутри и вне единичного круга. Их односторонние граничные значения на $G: t=V$ связаны формулами Сохоцкого:

$$\Phi^+(V)+\Phi^-(V)=\frac{1}{\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t-V};$$
$$\Phi^+(V)-\Phi^-(V)=g(V) \qquad (21)$$

Плотность $g(V)$ на окружности *G* выражается через разность двух функций, аналитических в сопредельных областях. Следовательно, интеграл в решении прямой задачи (18) можно вычислить по формуле Коши:

$$g(z(t))=g_0(z(t))-$$
$$-\frac{2e}{t\cdot z_t'}\times\begin{cases}\Phi^-(t)-\Phi^+(a/t); & 1<|t|<\infty \\ \Phi^+(t)-\Phi^+(a/t); & \sqrt{a}<|t|<1\end{cases} \qquad (22)$$

В решении (22) разница между комплексной напряженностью внутреннего и внешнего поля усматривается непосредственно. Необходимо лишь указать соответствие внешних и внутренних точек плоскости $\langle z\rangle$ точкам переменной a/t в плоскости $\langle t\rangle$.

Образы точек переменной $t\in(\sqrt{a},\infty)$ принадлежат первому листу Римановой поверхности над плоскостью $\langle z\rangle$; образы точек переменной $a/t\in(0,\sqrt{a})$ лежат на втором листе. Внешность эллипса $1<|t|<\infty$ первого листа соответствует его же внешности $0<a/|t|<a$ на втором листе; внутренность эллипса на первом листе $\sqrt{a}<|t|<1$ также соответствует его внутренности $a<a/|t|<\sqrt{a}$ в смысле второго листа Римановой поверхности $t(z)$.

На окружности $G: t=V; |V|=1$ функция $F^+(a/t)$ непрерывна. Скачок функции $F(V)$ связан уравнением простого слоя (19). По формулам Сохоцкого (21) интегральное уравнение (19) для $g(V)$ преобразуется в задачу линейного сопряжения для кусочно-аналитической функции $F(t);\ t\to V\pm 0, V\in G$:

$$(1+e)\left(F^+(V)-F^-(V)\right)+$$
$$+2e\,Re\left\{F^-(V)-F^+(a/V)\right\}=g_0(V) \qquad (23)$$

По своему типу краевая задача для $F(t)$ соответствует неоднородной задаче Римана со сдвигом Карлемана с элементами граничных условий задачи Гильберта [2].

Обозначим через $t_-=V+0$ и $t_+=V-0$ предельные граничные точки, лежащие справа и слева относительно ориентированной окружности *G*. Если *t* и t_* – точки из *E*-окрестности пар симметрий, то полагая в граничной задаче (23) $t=t_-;\ t_*=t_+$ получаем, что из всех предельных переходов $t\to V$ выбирается единственный путь по нормали к окружности *G*.

Строим пары симметрий граничных функций $Re\left\{F^-(V)\right\}$ и $Re\left\{F^+(a/V)\right\}$.

Действительно,

если $\Phi^-(t_-)=\frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t-t_-}$, то

$$\overline{\Phi^-(t_-)} = -\frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)\overline{dt}}{\bar{t}-\bar{t}_-} = \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t^2\left(\frac{1}{t}-\frac{1}{t_+}\right)} =$$

$$= \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t\left(1-\frac{t}{t_+}\right)} = \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)\,dt}{t} - \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t-t_+}$$

и $\overline{F^-(V)} = F(0) - F^+(V)$; при $t_+, t_- = V$.

Аналогично,

если $\Phi^+\left(\frac{a}{t_-}\right) = \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t-\frac{a}{t_-}}$, то

$$\overline{\Phi^+\left(\frac{a}{t_-}\right)} = -\frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)d\bar{t}}{\bar{t}-\frac{a}{t_-}} = \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t(1-a\,t_+\,t)} =$$

$$= \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t} - \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t-\frac{1}{a\,t_+}};$$

и $\overline{F^+\left(\frac{a}{V}\right)} = F(0) - F^-\left(\frac{1}{aV}\right)$; при $t_+, t_- = V$.

Постоянная величина $F(0);\ |F(0)| < \infty$ определяется из условия разрешимости прямой задачи [4]

$$F(0) = \frac{1}{2\pi i}\int_G \frac{g(t)dt}{t}.$$

Согласно формуле (12) *(Утверждение 1)*, полусумма пар симметрий задают вещественную часть функций контура. Следовательно, оператор «Re» исключается из задачи (23) и мы приходим к классической краевой задаче Римана со сдвигом:

$$\left[\Phi^+(V) - e\,\Phi^+\left(\frac{a}{V}\right)\right] - \left[\Phi^-(V) - e\,\Phi^-\left(\frac{1}{aV}\right)\right] = g_0(V) \qquad (24)$$

При этом еще раз необходимо подчеркнуть, что задаче (24) удовлетворяют не произвольные кусочно-аналитические функции $F^\pm(t)$, а лишь те которые «сшиваются» по направлению нормали к окружности *G*.

6. Метод моментов

Частное решение задачи (22), (24) зависит от вида функции $g_0(V)$, посредством которой задано первичное поле источников. Например, используя Лорановское разложение $g_0(t)$ можно вычислить соответствующие моменты функций Φ^+, Φ^-.

Сопоставим кусочно-аналитической функции $F(t)$ (20) ее ряд Тейлора во внутренности и внешности единичного круга:

$$\begin{aligned} \Phi^+(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} C_n t^n; \qquad |t| < 1 \\ \Phi^-(t) &= -\sum_{n=1}^{\infty} C_{-n} t^{-n}; \qquad |t| > 1 \end{aligned} \qquad (25)$$

Коэффициенты разложения C_n называются моментами функции $F(t)$ относительно нуля $(n \ge 0)$ и бесконечно удаленной точки $(n \le -1)$.

$$C_n = \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t^{n+1}}; \qquad C_{-n} = \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{g(t)dt}{t^{-n+1}} \qquad (26)$$

Тогда при $t = V$ по формулам Сохоцкого (21) получаем ряд Лорана для искомой плотности $g(V)$:

$$g(V) = \Phi^+(V) - \Phi^-(V) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n V^n \qquad (27)$$

Если $g(V)$ – Гельдеровская функция, то ее ряд Лорана (27) сходится равномерно на единичной окружности *G*. Причем, в силу вещественности плотности $g(t)$, коэффициенты (26) этого ряда удовлетворяют условию сопряжения:

$C_{-n} = \overline{C_n}$

Подставляя ряды Тейлора (25) в условие (24) задачи Римана, получаем алгебраическое уравнение относительно моментов C_n лорановского разложения функции $g(V)$:

$$C_0(1-e) + \sum_{n=1}^{\infty}\left[\left(C_n - eC_{-n}a^n\right)V^n + \frac{C_{-n} - eC_n a^n}{V^n}\right] = g_0(V) \qquad (28)$$

и, в силу полноты рядов Лорана, величина моментов C_n будет однозначно определяться коэффициентами аналогичного разложе-

ния известной функции $g_0(V)$, посредством которой задано первичное поле источников.

7. Внешние источники однородного поля

Комплексная напряженность однородного первичного поля $g_0^1(z)$, направленного под углом q к большой оси эллипса, имеет вид (10):

$$g_{01}(z)=\frac{q_1}{l_1}e^{-iq}$$

Переходя на t-плоскость и проектируя $g_{01}(z(t))$ на нормаль к единичной окружности G, получаем:

$$g_{01}(V)=Re\left\{t\,z_t'\,g_{01}(z(t))\right\}\Big|_{t=V\in G}=$$

$$=\frac{q_1 R}{l_1}Re\left\{\left(V-\frac{a}{V}\right)e^{-iq}\right\};$$

но заданная на окружности вещественная часть аналитической функции (*Утверждение 1*) равна пределу полу суммы соответствующих пар симметрий в E-окрестности G:

$$g_{01}(x)=\frac{q_1 R}{2\,l_1}\left[\left(e^{-iq}-a\,e^{iq}\right)V+\frac{\left(e^{iq}-a\,e^{-iq}\right)}{V}\right] \quad (29)$$

Подставляя (29) в алгебраическое уравнение (28) относительно моментов C_n, находим, что только два из них отличны от нуля:

$$\begin{cases}C_n-e\,C_{-n}a^n=\dfrac{q_1 R}{2\,l_1}\left(e^{-iq}-e\,e^{iq}\right)d_{n,1}\\ C_{-n}-e\,C_n a^n=\dfrac{q_1 R}{2\,l_1}\left(e^{iq}-e\,e^{-iq}\right)d_{n,1}\end{cases}.$$

Откуда

$$C_1=\overline{C}_{-1}=\frac{q_1 R}{2\,l_1}\cdot\frac{\left(1-e\,a^2\right)e^{-iq}-e(1-e)\,e^{iq}}{1-e^2a^2};\quad (30)$$

$$C_n=\overline{C}_{-n}=0,\quad n\neq 1$$

Найденные коэффициенты полностью определяют вид кусочно-аналитической функции $F(t)$ (25), решающей задачу сопряжения для эллипса во внешнем однородном поле.

8. Внутренние источники избыточной теплогенерации

Первичное поле $g_{02}(z)$ тепловых источников Q_2, однородно распределенных внутри эллипса, имеет вид (11)

$$g_{02}(z)=-\frac{Q_2}{2\,l_2}\left[f(z)-f_\infty(z)\right],$$

где [12]

$$f(z)=\frac{(a^2+b^2)z-2ab\sqrt{z^2-c^2}}{c^2}$$ и

.

$$f_\infty(z)=\frac{a-b}{a+b}z=a\,z$$

Переходим на t-плоскость,

$$z(t)=R\left(t+\frac{a}{t}\right);\ R=\frac{a+b}{2}>0, a=\frac{a-b}{a+b}<1 \quad (31)$$

и, с учетом вида функции В.К. Иванова [3]

$$z^*(t)=f(z(t))=R\left(\frac{1}{t}+a\,t\right),$$

вычисляем прообраз первичного поля внутренних источников:

$$g_{02}(z(t))=-\frac{Q_2}{2\,l_2}\left[z^*(t)-a\,z(t)\right]=$$

$$=-\frac{Q_2R(1-a^2)}{2\,l_2\,t}=-\frac{M_2}{2pR\,l_2}\,\frac{1}{t},$$

где $M_2=p\,Q_2R^2\left(1-a^2\right)=p\,Q_2ab$ – полная «тепловая масса» эллипса.

Проектируя $g_{02}(z(t))$ на нормаль к единичной окружности G, получаем:

$$g_{02}(V)=Re\left\{t\,z_t'\,g_{02}(z(t))\right\}\Big|_{t=V\in G}=$$

$$=-\frac{M_2}{2p\,l_2}Re\left(1-\frac{a}{V^2}\right)=-\frac{M_2}{2p\,l_2}\left[2-a\left(\frac{1}{V^2}+V^2\right)\right] \quad (32)$$

Из уравнения (28) находим моменты C_n для плотности $g_{02}(V)$:

$$\begin{cases}(1-e)C_0=-\dfrac{M_2}{2p\,l_2}\\ C_n-e\,C_{-n}a^n=\dfrac{M_2a}{4p\,l_2}d_{n,2}\\ C_{-n}-e\,C_n a^n=\dfrac{M_2a}{4p\,l_2}d_{n,2}\end{cases}$$

Здесь уже три коэффициента разложения $F(V)$ отличны от нуля. Причем, условие

$C_n = \overline{C}_{-n}$ заменяется более сильным $C_n = C_{-n}$.

$$C_0 = -\frac{M_2}{2p\, l_2(1-e)};\ C_2 = C_{-2} = \frac{M_2 a}{4p\, l_2\left(1-e\,a^2\right)}$$

и $C_n = C_{-n} = 0, \quad n \neq 0,2$ (33)

Эти коэффициенты задают вид кусочно-аналитической функции $F(t)$ (25) для эллипса с постоянной плотностью источников внутренней теплогенерации.

9. Решение прямой задачи для внешности эллипса

Формула решение внешней задачи (22) содержит разность двух аналитических функции:

$$g(z(t)) = g_0(z(t)) - \frac{2e}{z_t' \cdot t}\left[F^-(t) - F^+(a/t)\right]$$

Но функции F^+ и F^- в соответствующих областях аналитичности представимы своими рядами Тейлора (25) с коэффициентами (30) и (33).

$$\Phi^+(t) = C_0 + C_1 t + C_2 t^2;\ \sqrt{a} < |t| < 1$$

$$\Phi^-(t) = -\frac{C_{-1}}{t} - \frac{C_{-2}}{t^2};\ \ 1 < |t| < \infty$$

Вычисляем

$$\Phi^+\left(\frac{a}{t}\right) = C_0 + C_1\frac{a}{t} + C_2\frac{a^2}{t^2};\quad 0 < \left|\frac{a}{t}\right| < a$$

и разность

$$\Phi^+\left(\frac{a}{t}\right) - \Phi^-(t) = C_0 + \frac{C_1 a + C_{-1}}{t} + \frac{C_{-2} + C_2 a^2}{t^2}$$

Первичное поле разделено по порождаемым его источникам:

$$g_0(z(t)) = g_{01} + g_{02} = \frac{q_1}{l_1}e^{-iq} - \frac{M_2}{2pR\,l_2}\frac{1}{t}.$$

Соответственно разделяется и вторичное (аномальное) поле по степеням $1/t$:

$$g_1(z(t)) = \frac{q_1}{l_1}e^{-iq} + \frac{2e}{t\cdot z_t'}\cdot\frac{C_1 a + C_{-1}}{t}$$

$$g_2(z(t)) = -\frac{M_2}{2p\,R\,l_2}\frac{1}{t} + \frac{2e}{t\cdot z_t'}\cdot\left(C_0 + \frac{C_{-2} + C_2 a^2}{t^2}\right)$$

Подставляя явные значения коэффициентов (30), (33) и учитывая, что $C_{-1} = \overline{C}_1$, $C_{-2} = C_2$, получаем решение внешней прямой задачи сопряжения в t-координатах эллипса:

$$g_1(z(t)) = \frac{q_1}{l_1}\left(e^{-iq} + \frac{2e}{t\cdot z_t'}\cdot\frac{ab}{2R}\cdot\frac{\aleph(q)}{t}\right)$$

$$g_2(z(t)) = -\frac{M_2}{2p\,l_1}\cdot\frac{1}{t\cdot z_t'}\left(1 - \frac{(1-e)}{1-e\,a^2}\,\frac{a}{t^2}\right). \quad (34)$$

Здесь комплексная величина $\aleph(q)$ обозначает аналог «тензора размагничивания» [5]

$$\aleph(q) = \frac{e^{iq} + a\,e\,e^{-iq}}{1-a^2e^2} = \frac{\cos q}{1-ae} + i\frac{\sin q}{1+ae}$$

и учтено, что

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{1+e}{1-e} \text{ и } M_2 = p\,Q_2\,ab$$

В однородной безграничной среде комплексная напряженность для круга постоянной плотности пропорциональна $1/t$. Это решение является фундаментальным в теории логарифмического потенциала [13]. Следовательно, решение задачи сопряжения (34) можно представить в виде линейной комбинации фундаментального решения и его последовательных производных. И здесь просматривается прямая аналогия с задачами гравии и магнитометрии, поля которых связаны теоремой Пуассона [1].

10. Поля мультиполей в задаче сопряжения

Переход от t-координат эллипса на исходную плоскость переменного z

$$g(z) = g(z(t(z)))$$

позволяет построить компактную формулу решения задачи линейного сопряжения и разделить аномальное поле на составляющие «гравитационного» и «магнитного» типа в смысле теоремы Пуассона. Причем, имея в виду в последующем методику применения алгоритмов ТОЗ (теоретической обратной задачи логарифмического потенциала) [14], речь идет лишь о внешней прямой задаче.

Функция (31) $z(t)$, $|t| > 1$ и $z_t'(\infty) > 0$; ставит во взаимно однозначное соответствие точкам t вне единичной окружности G точки z вне регулярно аналитического контура L. Это означает, что аналитическая функция $z(t)$ однолистна во внешности единичного круга.

Но тогда обратная функция $t(z)$ будет аналитической и однолистной во внешности эллипса и справедливо соотношение для обратной производной:

$$t'_z(z) = [z'_t(t(z))]^{-1}.$$

Пусть $1/t(z)$ – фундаментальное решение для круга, а $1/t^2(z)$ – его первая производная, взятая со знаком минус. Тогда:

$$-\frac{1}{t^2(z)} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{t}\right) = z'_t \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{t(z)}\right). \qquad (35)$$

Из явного вида $z(t)$ для эллипса (31) следуют очевидные тождества

$$t = \frac{z(t) + t \cdot z'_t}{2R} \quad \text{и} \quad \frac{a}{t} = \frac{z(t) - t \cdot z'_t}{2R} \quad . \qquad (36)$$

Однолистная во внешности эллипса обратная функция $t(z);\ t(\infty) \sim z/R$ известна [12]:

$$t(z) = \frac{z + \sqrt{z^2 - 4R^2 a}}{2R}.$$

Строим фундаментальное решение для эллипса:

$$\frac{1}{t(z)} = \frac{z - \sqrt{z^2 - 4R^2 a}}{2Ra} =$$

$$= \frac{2R}{c^2}\left(z - \sqrt{z^2 - c^2}\right) = \frac{2R}{c}\Omega(z)$$

,

где $c = 2R\sqrt{a} = \sqrt{a^2 - b^2}$ – линейный эксцентриситет эллипса, равный половине его фокального отрезка; $W(z)$ – безразмерная комплексная напряженность потенциала, через которую выражаются все элементы решения прямой задачи (22)

$$W(z) = \frac{z - \sqrt{z^2 - c^2}}{c} = \frac{\sqrt{z + c} - \sqrt{z - c}}{\sqrt{z + c} + \sqrt{z - c}}. \qquad (37)$$

Решение в однородном внешнем поле в виде аномалии «магнитного» типа получается непосредственной подстановкой (35) в первую из формул (34):

$$g_1(z) = \frac{q_1}{l_1}\left(e^{-iq} - \frac{2e\,ab}{c} \cdot \aleph(q) W'_z(z)\right). \qquad (38)$$

Решение в поле внутренних тепловых источников содержит члены, пропорциональные $W(z)$ и производной $W'_z(z)$. Подставляя (36) во вторую из формул (34), и, выделяя слагаемые с $1/t(z) \sim W(z)$ и $1/t^2(z) \sim W'_z(z)$, получаем:

$$g_2(z) = -\frac{M_2}{2p\ l_1 c} \cdot [k_P\, W(z) - k_M\, z\, W'_z(z)]. \qquad (39)$$

Здесь k_P и k_M – коэффициенты влияния контраста теплопроводности эллипса на поле внутренних тепловых источников. Коэффициент k_P связан с изменение эффективной «тепловой массы» тела:

$$k_P = 1 + \frac{1 - e}{1 - e\,a^2}.$$

Коэффициент k_M ответственен за составляющую «магнитного» типа, ориентированной вдоль большой оси эллипса :

$$k_M = 1 - \frac{1 - e}{1 - e\,a^2}.$$

Естественно, что без учета контраста теплопроводности ($e = 0$) из (39) следует известное решение задачи для эллипса с постоянной плотностью:

$$g_2(z) = -\frac{M_2}{2p\ l_1 c} \cdot W(z) = \frac{M_2}{2p\ l_1 c} \cdot \frac{\sqrt{z + c} - \sqrt{z - c}}{\sqrt{z + c} + \sqrt{z - c}} \qquad (40)$$

Полученный нами замкнутый вид решения прямой задачи в виде разложения по мультиполям первого и второго порядка, прежде всего, связан с идеализированной формой аномалиеобразующего тела (эллипсом) и сравнительно простым первичным полем внутренних и внешних тепловых источников. Кроме того, найденная формульная конструкция позволяет эффективно реализовать метод подбора при решении обратной задачи логарифмического потенциала [14]. Усложнение параметров модели повлечет и усложнение конечной формы решения, но принципиально не затронет его алгоритмической основы [15]. В этом состоит преимущество предлагаемого выше аналитического метода решения задачи линейного сопряжения для кусочно-аналитических функций.

С увеличением количества тел в модели возникает вопрос о применимости принципа суперпозиции отдельных аномалий. Для задачи в приближенной постановке 2 [6, 7] этот вопрос решается положительно. Важно лишь указать адекватные условия подобно-

го приближения. В геотермическом разрезе таким условиям удовлетворяют слабоконтрастные по теплопроводности тела пологого залегания ($e, a \to 0$).

11. Заключение

1. Предлагаемый алгоритм сквозного счета для решения стационарной задачи сопряжения тепловых полей (равенства температур и нормальных составляющих теплового потока на границе раздела контрастных по теплопроводности сред) позволяет построить интегральную формулу решения прямой задачи, не требующей «сшивания» внутреннего и внешнего поля на границе сопредельных сред. В двумерной постановке для изолированного тела, ограниченного регулярно аналитической кривой, решение записывается в виде интеграла типа Коши с неизвестной плотностью простого слоя. Последняя находится из интегрального уравнения Коши с вещественно заданным оператором.

2. Граничные условия задачи линейного сопряжения кусочно-аналитических функций трансформируются к условиям задачи Римана со сдвигом Карлемана. Комплексно сопряженные ветви заданной на контуре граничной функции строится по методу симметрии. Формула Коши решает поставленную задачу.

3. На примере изолированного эллипса, выделяемого в пространстве по контрасту теплопроводности и теплогенерации, построено замкнутое решение тепловой задачи и продемонстрирована возможность разделения суммарной аномалии на составляющие «гравитационного» и «магнитного» типа, связанные теоремой Пуассона.

Литература

1. *Жданов М.С.* Аналоги интеграла типа Коши в теории геофизических полей. М.: Наука, 1984. 326 с.

2. *Гахов Ф.Д.* Краевые задачи. М.: Наука, 1977. 640 с.

3. *Иванов В.К.* О разрешимости обратной задачи логарифмического потенциала в конечном виде // ДАН СССР, 1956. Т. 106. № 4. С. 598-599.

4. *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: УрО РАН, 2002. С. 94–101.

5. *Лебедев Н.Н., Скальская И.П., Уфлянд Я.С.* Сборник задач по математической физике. М.: ГИТТЛ, 1955. 420 с.

6. *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.

7. *Мартышко П.С.* Обратные задачи электромагнитных геофизических полей. Екатеринбург, 1996. 143 с.

8. *Мартышко П.С., Ладовский И.В.* Интегральное уравнение двумерной задачи сопряжения стационарных тепловых полей // Физика Земли, 2005. № 12. С. 12–21.

9. *Мусхелишвили Н.И.* Сингулярные интегральные уравнения. М.: Наука, 1968. 511 с.

10. *Страхов В.Н.* К вопросу о единственности решения плоской обратной задачи теории потенциала // Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972. № 2. С. 38–49.

11. *Цирульский А.В.* К теории метода искусственного подмагничивания в двухмерном случае // Изв. АН СССР, Физика Земли, 1974. № 9. С. 70–76.

12. *Цирульский А.В.* Функции комплексного переменного в теории и методах потенциальных геофизических полей. Свердловск, 1990. 132 с.

13. *Цирульский А.В., Никонова Ф.И.* К вопросу о теоретическом решении обратной задачи логарифмического потенциала // Теория и практика применения аналитических методов интерпретации и математического моделирования геофизических полей. Свердловск, 1977. С. 31–39.

14. *Цирульский А.В., Никонова Ф.И., Федорова Н.В.* Метод интерпретации гравитационных и магнитных аномалий с построением эквивалентных семейств решений. УНЦ АН СССР, 1989. 135 с.

15. *Шестаков А.Ф., Ладовский И.В.* О решении граничных для электрического потенциала с учетом криволинейной поверхности раздела двух сред // Материалы Международной конференции, посвященной 50-летию Института геофизики УрО РАН. Екатеринбург, 2008. С. 309-314 (в печати).

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ДВУМЕРНЫХ ОБЛАСТЯХ

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

Аннотация. Проведено численное исследование влияния однородного вертикально направленного магнитного поля на развитие тепловой конвекции в двумерной области. При численном моделировании использовался метод конечных разностей. Граничные условия на горизонтальных границах области для скорости принимались твёрдыми. Исследования проводились в зависимости от различных значений безразмерных параметров, начальных условий и размеров области. Получены установившиеся колебательные и квазистационарные режимы.

RESEARCH OF ELECTRICALLY-CONDUCTING LIQUID CONVECTION IN TWO-DIMENSIONAL AREAS

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

Abstract. Numerical research of influence of the homogeneous vertically directed magnetic field on development of thermal convection in two-dimensional domain was carried.out. The method of finite differences was used in numerical experiments. Boundary conditions at horizontal domain boundaries for quickness were accepted.solid. Researches were conducted depending on various values of dimensionless parameters, entry conditions and the sizes of domain. Established oscillation and quasistationary regimes were received.

Введение

Вопрос происхождения и генерации магнитного поля Земли является одним из фундаментальных в проблемах о Земле. В настоящее время для объяснения особенностей проявления магнитного поля Земли используется теория гидромагнитного динамо. Этот же подход применяется для изучения природы магнитных полей для звёзд, включая Солнце, планет гигантов, межзвёздной среды, галактик. Качественно механизм генерации магнитного поля Земли схож с тем, что служит для объяснения магнитного поля Солнца, в отношении которого за последнее время проведено достаточно много численных исследований и накоплен большой наблюдательный материал. В крупномасштабном магнитном поле небесных тел выделяют две составляющие: полоидальную, в виде поля магнитного диполя, ось которого близка к оси вращения, а также тороидальную. Так как мантия по электропроводности по сравнению с ядром ведёт себя как изолятор, то тороидальная составляющая магнитного поля Земли практически полностью локализована в жидком высокоэлектропроводящем внешнем ядре Земли. Предложены и механизмы генерации этих составляющих, которые связаны с быстрым неоднородным вращением (ω-эффект) и действием спиральности (α-эффект) (Roberts, 1988). Не останавливаясь на детальных различиях механизмов генерации в условиях Солнца и Земли, связанных с размерами объектов, физическими параметрами среды, скоростью вращения, отметим, что существенное различие связано с типом граничных условий. С математической точки зрения использование свободных граничных условий, применяемых в моделировании генерации магнитного поля Солнца, несколько проще, в отличие от применения твёрдых граничных условий, которые необходимы для постановки краевой задачи уравнений магнитной гидродинамики в условиях внешнего ядра Земли. Обычно в работах как по исследованию устойчивости, так и численному моделированию развитой конвекции используется приближение свободных границ (Weiss et al., 2004). В последнее время большие усилия в решении уравнений магнитной гидродинамики в применении к условиям во внешнем ядре Земли, связаны с разработкой численных методов и уточнением физических моделей (A numerical …, 2001). Благодаря развитию вычислительной техники, за последние полтора десятка лет появились полные 3D модели, описывающие генерацию магнитного поля Земли. Эти модели отличаются широким разнообразием выбора значений

безразмерных параметров, часто плохо соответствующим реальным условиям во внешнем ядре Земли (Kono, Roberts, 2002). Эти различия связаны, во-первых, с достигнутой точностью оценки физических параметров среды. Для магнитной вязкости общепринятые оценки получены с использованием закона Видемана-Франца, тогда как для кинематической вязкости эти оценки отличаются на несколько порядков (Джекобс, 1979; Lumb, Aldridge, 1991). Во-вторых, – это вычислительные трудности, связанные с выбором значений безразмерных параметров при членах со старшими производными.

В работе исследуется развитая тепловая конвекция невращающейся несжимаемой жидкости в двумерной области, находящейся в однородном вертикальном магнитном поле для различных значений безразмерных параметров, начальных условий и размеров прямоугольной области. Подобная постановка задачи использовалась в исследовании конвекции в применении к условиям на Солнце (Weiss, 1981), где используются свободные граничные условия. В настоящей работе исследуется данная модель для твердых границ, которые физически более точно отражают условия для контакта внешнего ядра Земли с твёрдой мантией и внутренним ядром.

Уравнения и граничные условия

Уравнения конвекции в приближении Буссинеска для скорости **u,** температуры T и магнитного поля **B** выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u} = -\frac{1}{r_0}\nabla P + n\,\Delta\mathbf{u} - a\,\mathbf{g}(T-T_0) + \frac{1}{r_0}\mathbf{j}\times\mathbf{B} \quad ; \qquad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)T = k\,\Delta T, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla\times(\mathbf{u}\times\mathbf{B}) + h\,\nabla\mathbf{B}, \qquad (3)$$

$$\nabla\cdot\mathbf{u} = 0, \quad \nabla\cdot\mathbf{B} = 0, \qquad (4)$$

$$r = r_0[1 - a\,(T - T_0)]\,,$$

уравнения 1–4 представляют собой систему (I), где

ν – кинематическая вязкость;

α – коэффициент теплового расширения;

$\boldsymbol{g}$ – вектор ускорения свободного падения;

T_0 – равновесное распределение температуры,

$\mathbf{j}=rot\mathbf{B}$ – электрический ток;

κ – коэффициент температуропроводности;

h – коэффициент магнитной вязкости;

ρ и ρ_0 – плотность и равновесное распределение плотности.

Для того чтобы исключить градиент давления в системе (I), возьмем *rot* от уравнения (1). Далее переходим к новым переменным для скорости **u** – функции тока ψ и функции вихря ω, а для магнитного поля **B** вводим функцию магнитного потенциала A, так что

$$\mathbf{u} = \left(-\frac{\partial y}{\partial z}, 0, \frac{\partial y}{\partial x}\right), \quad \mathbf{B} = \left(-\frac{\partial A}{\partial z}, 0, \frac{\partial A}{\partial x}\right).$$

Выбирая в качестве единиц измерения: для длины – размер слоя L; времени – L^2/κ; скорости – κ/L; температуры – βL; магнитного поля – B_0, получаем следующую систему (II) нелинейных уравнений 5–8 для безразмерных переменных (Weiss, 1981):

$$\frac{\partial w}{\partial t} + J(y, w) = \mathrm{Pr}\,\Delta w - \mathrm{Pr}\,Ra\frac{\partial T}{\partial x} - \mathrm{Pr}\,z\,Q\,J(A, \Delta A), \qquad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + J(y, T) = \Delta T, \qquad (6)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} + J(y, A) = z\,\Delta A, \qquad (7)$$

$$w = -\Delta y\,, \qquad (8)$$

где

$J(f, g) = (\partial f/\partial x)(\partial g/\partial z) - (\partial f/\partial z)(\partial g/\partial x)$ – якобиан. Безразмерные параметры:

$\mathrm{Pr} = \frac{n}{k}$ – число Прандтля;

$\mathrm{Pr}_m = \frac{n}{h}$ – магнитное число Прандтля;

$Ra = \frac{g a b L^4}{kn}$ – число Рэлея, β – градиент тем-

пературы; $Q = \dfrac{B_0^2 L^2}{m_0 r_0 h n}$ – число Чандрасекара,

$z = \dfrac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr}_m} = \dfrac{h}{k}$.

Рассматривается конвекция в ограниченной области ($0 < x < \lambda$; $0 < z < 1$) в однородном направленном вертикально вверх по оси z магнитном поле B_0.

Мы принимаем, что нижняя и верхняя границы слоя являются изотермическими, а на боковых границах отсутствует тепловой поток:

$$T = 1 \quad z = 0; \quad T = 0 \quad z = 1,$$

где λ – аспектное отношение. $\lambda = L/H$ показывает отношение горизонтальных линейных размеров области L к вертикальным H.

Граничные условия для остальных переменных таковы. Для векторного потенциала магнитного поля A:

$$A = 0 \quad x = 0, \quad A = l \quad x = l;$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} = 0 \qquad z = 0,\ 1.$$

Для функций тока ψ и вихря ω принято:

$$y = w = 0 \qquad x = 0,\ l \qquad z = 0,\ 1$$

На горизонтальных границах принимаются различные граничные условия.
Твердые границы:

$$\frac{\partial y}{\partial z} = 0 \tag{9}$$

и свободные границы:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial z^2} = 0\ . \tag{10}$$

Уравнения 9 и 10 представляют собой систему (III).

Численный метод и результаты моделирования

Для численного исследования системы уравнений (II) использована консервативная, монотонная неявная разностная схема, обеспечивающая второй порядок аппроксимации $0(h^2, \tau^2)$ по пространственным и временной координатам (Берковский, Ноготов, 1976). Использовалась равномерная пространственная сетка с шагом 1/50. В начальный момент времени в центральных областях квадратных ячеек задавались возмущения для функции вихря ω. Для соседних ячеек эти значения задавались одинаковые по величине, но с чередующимися знаками. Результаты сопоставлялись с численными результатами, полученными в работе (Weiss, 1981) для модели с одной конвективной ячейкой для свободных границ при различных параметрах чисел Pr, Pr_m, ζ и Q. Получено удовлетворительное соответствие. В частности при невысокой закритичности ($\mathrm{Ra} \sim 3 \div 6 \cdot 10^3$) при различных значениях ζ=0,025, 0,05, 0,1, 0,5 и ζQ =100 (данное соотношение показывает, учитывая выражения для Pr_m и Q, что рассматриваются магнитные поля с равными B_0), получены установившиеся колебательные режимы с обращением направления движения в ячейке.

Свободные граничные условия (9) на горизонтальных границах, как отмечалось выше, характерны для описания конвекции на Солнце. Для условий конвекции во внешнем ядре Земли необходимо задать на горизонтальных границах условие (10). Качественное различие в типе граничных условий для ψ в сравнительно небольших магнитных полях заключается в том, что при одних и тех же значениях числа Ra и других параметров, при свободных граничных условиях, конвекция развивается более интенсивно. Это объясняется тем, что для твёрдых границ, благодаря большему градиенту скорости, у границ образуются вихри, создавая дополнительное трение (рис. 1). Боковые граничные условия во всех расчётах принимались свободными.

В численных моделях число Прандтля в большинстве расчётов принималось Pr=1, что соответствует оценкам для Pr в условиях внешнего ядра Земли (Roberts, Glatzmaier, 2000). В работе используется влияние величины внешнего магнитного поля B_0 и магнитной вязкости на развитие тепловой конвекции (ζ=0,1; 1; 10; 30; $\zeta Q = 10^2$, 10^3 и 10^4. А также рассматриваются численные решения при трёх значениях $\mathrm{Ra} = 10^4$, $2 \cdot 10^4$, 10^5. Эти значения чисел Рэлея значительно превышают порог закри-

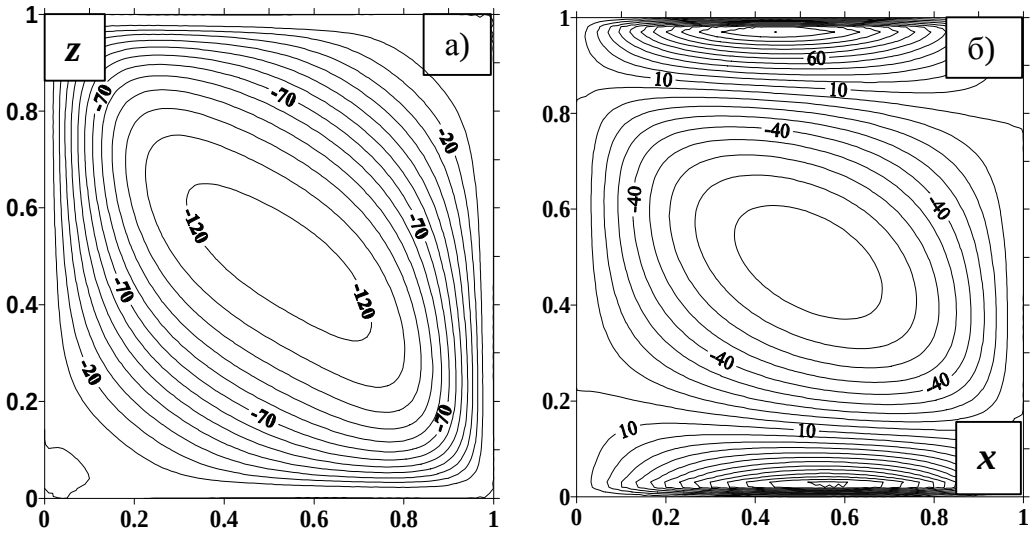


Рис. 1. Различие в изолиниях функции вихря ω для установившихся стационарных режимов при Ra=5000 для случая свободных границ (а) и твёрдых границ (б). По осям – безразмерные координаты, см. стр. 3

тичности для тепловой конвекции в бесконечном слое жидкости с твёрдыми горизонтальными границами без магнитного поля ($Ra_{кр}\approx1708$).

Получены численные решения развитой конвекции в отсутствии магнитного поля для принятых выше значений числа Ra и Pr =1. На рис. 2а представлены изолинии функции тока ψ для $Ra=2\cdot10^4$. При значениях безразмерного времени $\hat{t}$ >1,3 решение распадается.

Особенность данного решения – это более мощные как по размерам, так и по интенсивности ячейки с отрицательными значениями функции тока ψ по сравнению с положительными. Характер решений не зависит от перемены знака в начальных значениях функции вихря. На рис. 2б представлены решения для $Ra=10^4$ и $\hat{t}$ =3,2. Иной характер течений получен для $Ra=2\cdot10^4$ при Pr=0,1 и Pr=10. В первом случае, когда существенен вклад от инер-

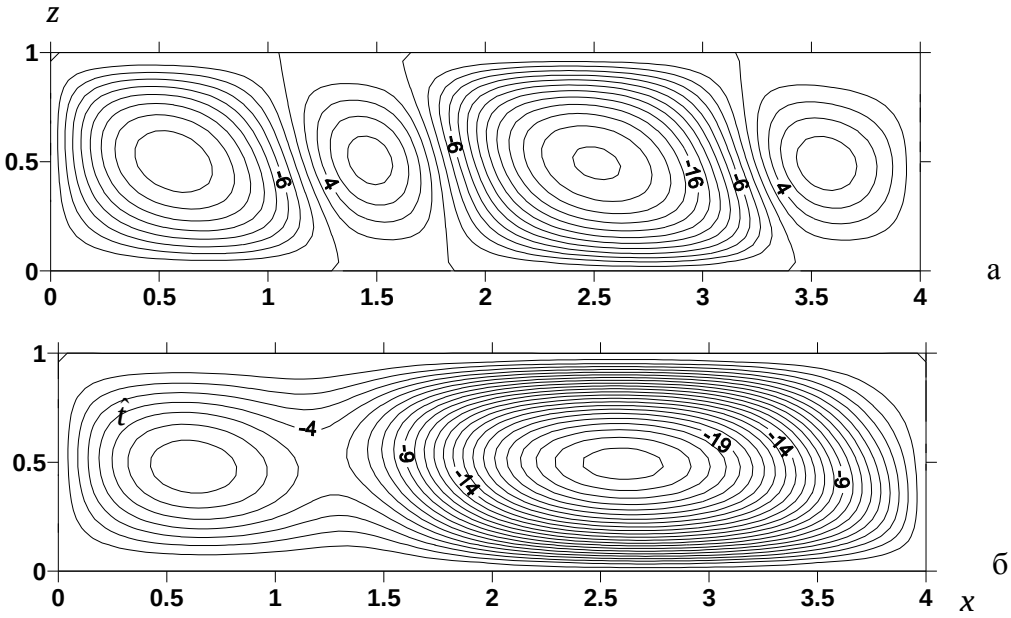


Рис. 2. Изолинии функции тока ψ для тепловой конвекции без магнитного поля при $\hat{t}$ =1,3; $Ra=2\cdot10^4$, Pr=1 и $\hat{t}$ =3,2; $Ra=10^4$, Pr=1, соответственно (а) и (б). Обозначения осей то же, что рис. 1

циальных источников (члены в левой части уравнения (5) при $\hat{t}$ =1,3, ячейки с различным направлением течений сравнимы между собой по интенсивности и размерам. Во втором случае, когда характер течений качественно обусловлен значениями числа Рэлея, при соизмеримых по размерам ячейках различной направленности, ячейки с положительными значениями функции тока существенно превышают по интенсивности отрицательные.

Случай Ra=10^4, 2·10^4. На рис. 3 представлены изолинии функции тока ψ для конвекции в однородном вертикальном магнитном поле в различные моменты времени. Малое значение параметра ζ=0,1, что соответствует достаточно высокой электропроводности и вмороженности магнитного поля в поток проводящей жидкости (7), и сравнительно небольшое внешнее магнитное поле, характеризуемое числом Чандрасекара Q =1000 при Ra=2·10^4, приводит к установлению колебательного режима. Данный режим характеризуется тем, что в

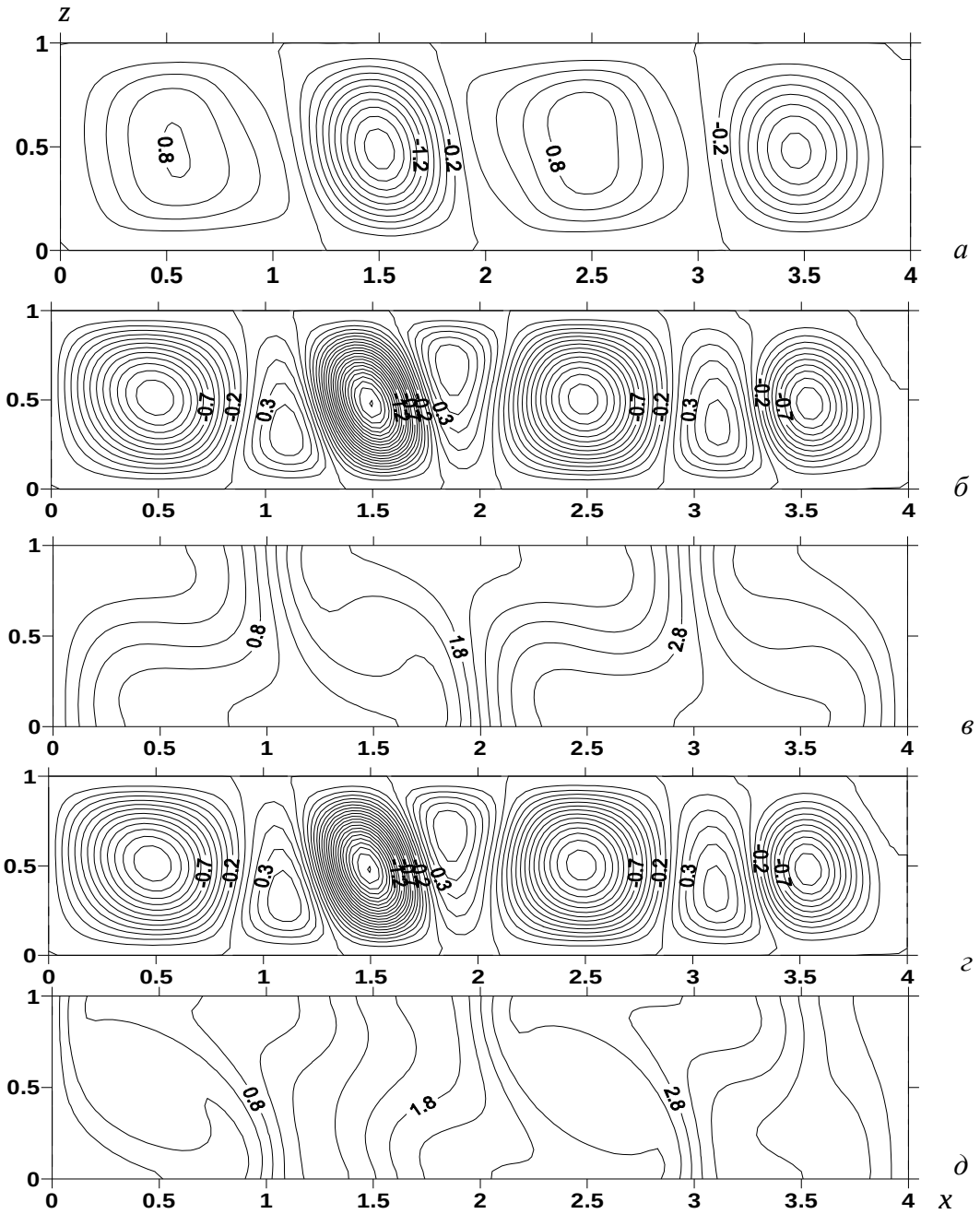


Рис. 3. Ra=2·10^4, ζ=0,1 и ζQ=100. Изолинии функции тока ψ в различные моменты времени: $\hat{t}$ = 1,8 (а), $\hat{t}$ = 2,1 (в), $\hat{t}$ =2,5 (г). Изолинии потенциала магнитного поля A при $\hat{t}$ = 1,8 (б) и $\hat{t}$ = 2,5 (д)

конвективных ячейках с течением времени происходит обращение направления движения. В переходный период происходит деформирование размеров конвективных ячеек, приводящее к увеличению одних и сжатию других с последующим увеличением количества ячеек рис. 3в. В дальнейшем количество уменьшается до начальных четырех, но уже с обратным знаком. Качественно эффект вмороженности силовых линий магнитного поля в поток высокоэлектропроводящей жидкости представлен на рис. 3б и рис. 3д. На этих рисунках видно, что при смене направления движения в ячейках меняется и структура вморженности магнитного поля. При тех же значениях ζ и Q, но при недостаточно высоком числе Рэлея $Ra=10^4$, также устанавливается колебательный режим, но значительно менее интенсивный и с меньшим периодом обращения движения.

Качественно иное решение получается при $Ra=10^4$, $\zeta=1$ и $\zeta Q=100$. На достаточно больших временах устанавливается квазистационарный (пульсирующий) режим (рис. 4а). Данный режим характеризуется тем, что в таком установившемся режиме интенсивность течений, а вследствие этого и размеры соседних ячеек попеременно изменяются, приводя к некоторому увеличению одних и соответственно уменьшению других. Причём, если в начальных значениях функции вихря задать большие значения или задать возмущения в чётных (нечётных) ячейках, то на близких временах получается режим схожий с представленным на рис.4(а). Если же задать начальные возмущения только в одной квадратной ячейке, то устанавливается квазистационарный режим, но уже с пятью вихрями. При тех же параметрах, но с $Ra=2\cdot10^4$, реализуется режим, представленный на рис. 4б и 4в с дальнейшим распадом на временах $\hat{t} > 4$. При этом видно, что на характер решений влияет размеры области. Чем больше отношение λ:1, тем меньше влияние вертикальных границ на характер течений. Для многих примеров рассчитывались задачи, как в области 4:1, так и в 8:1. В тех задачах, в которых устанавливается квазистационарный или колебательный режимы (изолинии функции тока ψ в этих режимах являются достаточно симметричными относительно центра ячеек),

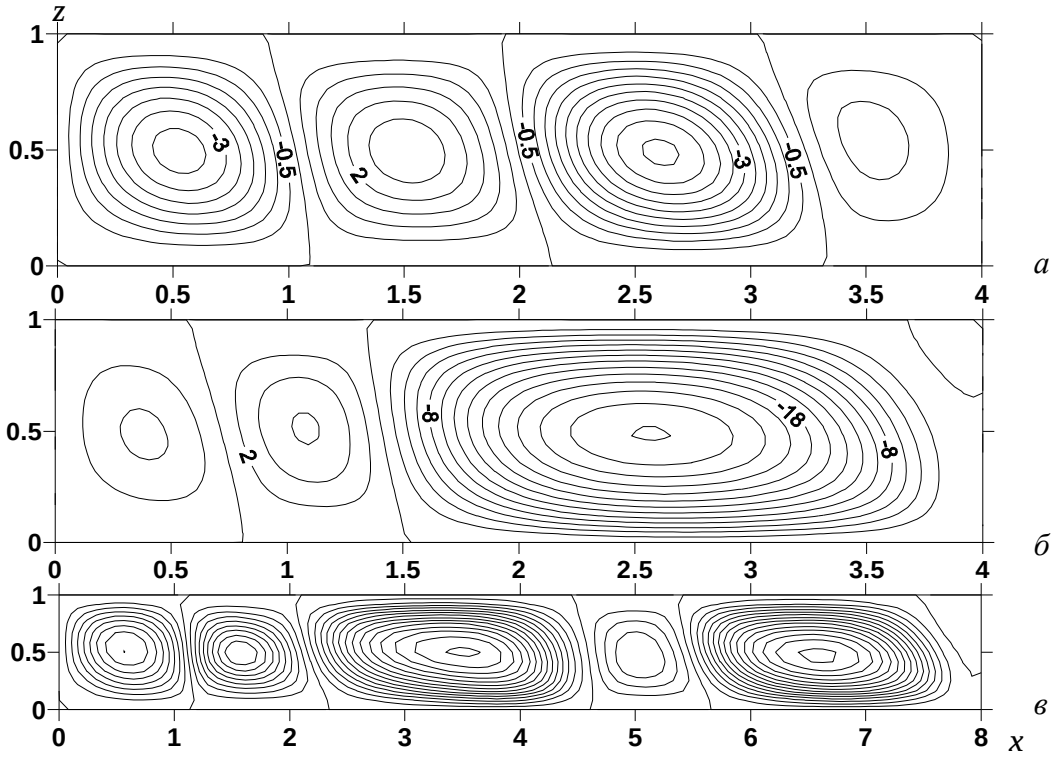


Рис. 4. $\zeta=1$ и $\zeta Q=100$. Изолинии функции тока ψ в момент времени $\hat{t}=6$ при $Ra=10^4$ (а); $\hat{t}=4$, $Ra=2\cdot10^4$ (б). На 4в тоже, что и 4б в области 8:1

размеры области не столь существенны. В тех же задачах, где решения несимметричны, влияние граничных условий на решения становятся существенными, и в различных по размерам областях при одних и тех же параметрах и начальных условиях реализуются различные пространственные структуры.

При ζ=10, Q =10, соответствующий сравнительно малым полям и плохой вморженности силовых линий, реализуется режим близкий к представленному на рис. 2, для развитой конвекции без магнитного поля.

Иной характер решений получен для ζQ=1000, соответствующий большему значению магнитного поля B_0. Для случая вмороженного поля ζ=0,1 происходит дробление масштабов, и образуются вихри, вытянутые в горизонтальном направлении рис. 5а. Качественно такой результат следует из линейной теории конвективной устойчивости, когда с увеличением числа Чандрасекара минимальные критические значения чисел Рэлея $\mathrm{Ra}_{кр}$ соответствуют более мелкомасштабной конвекции. Для ζ =1, Q =1000 достаточно высокое магнитное поле стабилизирует конвекцию (движение полностью исчезает). Для значений параметров ζ=10, Q =100 устанавливается квазистационарный режим рис. 5б.

Случай Ra=10^5. Случай Ra=10^5 соответствует более высокоинтенсивной конвекции по сравнению с рассмотренными выше. При малых значениях произведения ζQ структура течений в основном определяется значением числа Рэлея, и получаются решения близкие к тем, что получены для конвекции без магнитного поля. Для сравнительно невысоких значений магнитного поля (ζQ=1000), определяющую роль в балансе сил уравнения (5) вносят архимедовы силы. При большой диффузии магнитного поля (ζ=10) линии магнитного поля слабо вморожены в поток, и решения соответствуют тем, что получены для развитой конвекции без магнитного поля. На характерных временах порядка $\hat{t}$ =1, решения распадаются. Действие же сил Лоренца при этом уже достаточно велико, и вносит иерархичность в течения. Для ζ=0,1; 1 влияние боковых граничных условий на течение велико. Это проявляется при рассмотрении решений в областях 4:1 и 8:1. На близких временах получаются качественно различные решения рис. 6, 7.

Для ζ =10, Q =1000 устанавливается колебательный режим. Для случая ζ =30, Q =1000, который при равном числе Чандрасекара Q соответствует большим магнитным полям B_0, устанавливается квазистационарный режим. Для последнего слу-

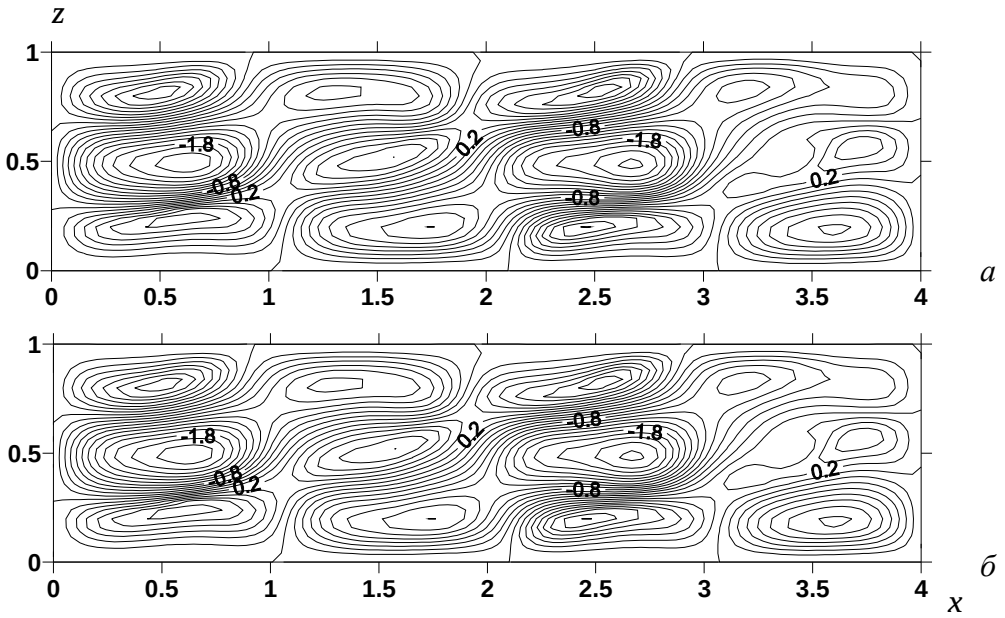


Рис. 5. Ra=2·10^4, ζ =0,1, Q =10000. Изолинии функции тока ψ в момент времени $\hat{t}$ =1,5 (а). Ra=2·10^4, ζ =10, Q =100 – квазистационарный режим (б)

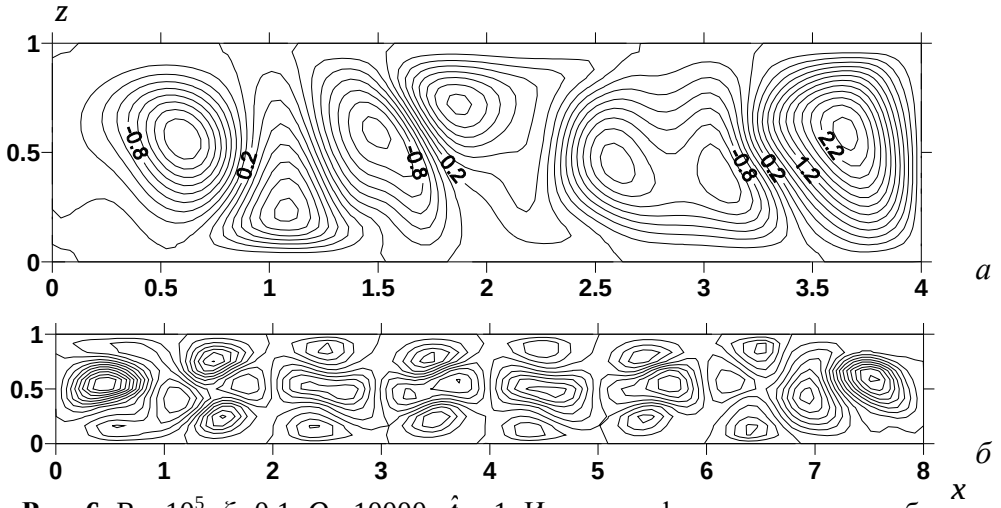


Рис. 6. Ra=10^5, ζ=0,1, Q =10000, $\hat{t}$ =1. Изолинии функции тока ψ в области 4:1 (а); в области 8:1 (б)

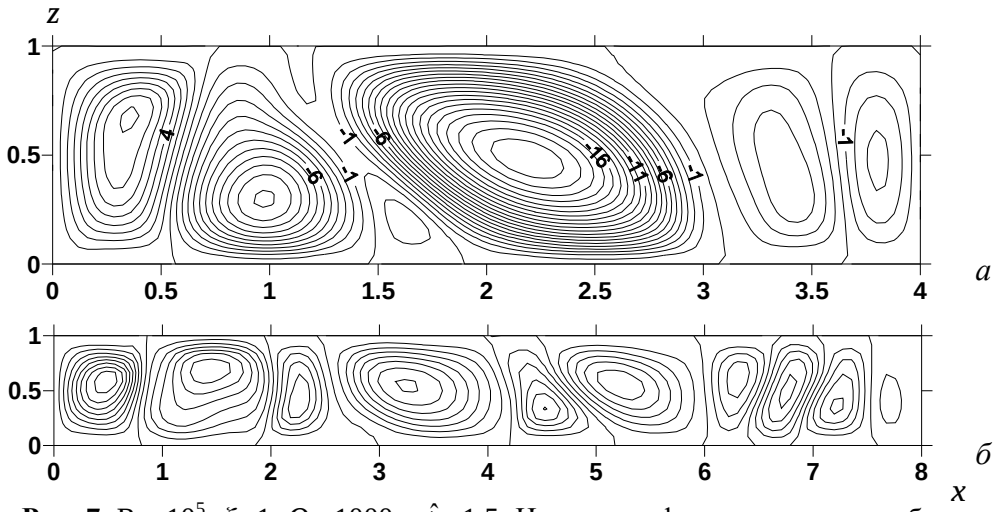


Рис. 7. Ra=10^5, ζ=1, Q =1000, $\hat{t}$ =1,5. Изолинии функции тока ψ в области 4:1 (а); в области 8:1 (б)

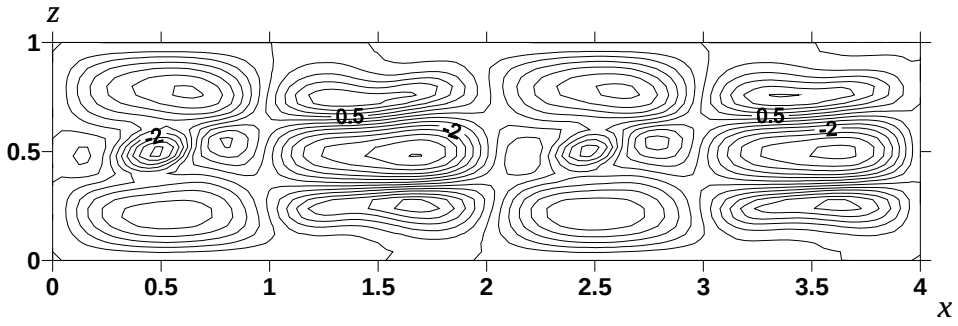


Рис. 8. Ra=10^5, ζ=1, Q =10000, $\hat{t}$ = 0,4. Изолинии функции тока ψ

чая параметров также рассматривалось установление в зависимости от различного числа начальных конвективных ячеек четырех и восьми. Получены качественно различные пространственные распределения установившихся квазистационарных режимов рис. 9. При этом количество конвективных ячеек в обоих случаях равно восьми.

Также рассматривались решения для Ra=10^6. Для этих значений числа Рэлея получены колебательные режимы при высоких значениях параметра ζ=30. При значениях $\zeta < 10$, уже на малых временах, которые значительно меньше характерного

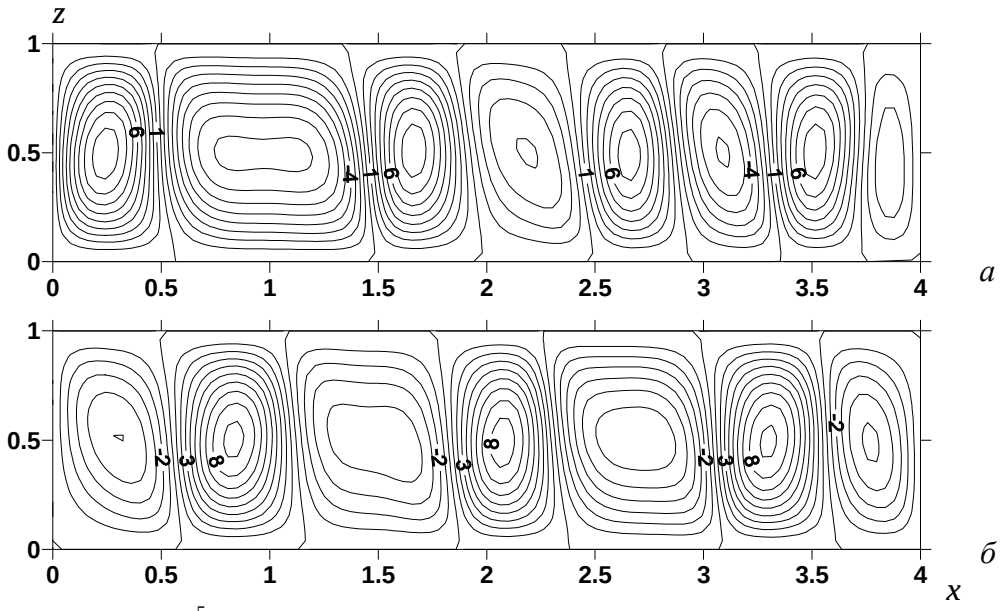


Рис. 9. Ra=10^5, ζ=30, Q =1000. Изолинии квазистационарного режима функций тока ψ с четырьмя начальными ячейками (а) и с восьмью начальными ячейками (б)

времени, происходит масштабирование конвективных ячеек, сходное с представленными на рис. 5а и 8, но уже с большим числом ячеек. Также следует отметить, что результата численного моделирования не меняются, если вектор индукции магнитного поля ***B*** имеет противоположенное направление.

Заключение

В данной работе нами исследовано влияние магнитного поля на развитие конвекции в двумерной области в зависимости от значения безразмерных параметров чисел ***Ra***, Pr, Pr_m, ζ, Q, различных начальных условий, типа условий для скорости на горизонтальных границах и размеров области. Система уравнений (II)–(III) нелинейна, поэтому выбор значений безразмерных параметров является существенным. Рассматриваемые в данной работе значения числа Рэлея $2\cdot10^4 \div 10^5$ соответствуют высокоинтенсивной конвекции. Решения для тепловой конвекции без магнитного поля на временах порядка $\hat{t} = 1$ (в единицах характерного времени диффузии температурного поля L^2/κ) и меньше распадаются. В нашей задаче при характерных размерах области 1000 км и Pr=Pr_m=1, уже сравнительно небольшое магнитное поле $B_0 \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ Тл оказывает стабилизирующее влияние. В зависимости от параметра ζ получены установившиеся колебательные и квазистационарные режимы с временами значительно превышающие характерное время. Также для некоторых примеров, в которых устанавливался квазистационарный режим, рассчитывались задачи и со свободными горизонтальными границами. В частности, для значений параметров Ra=$2\cdot10^4$, ζ =10, Q =100 в области 8:1 был получен колебательный режим. Это, в свою очередь, показывает, что учёт твердых горизонтальных границ, при одних и тех же значениях безразмерных параметров при достаточно высокой закритичности, обеспечивает более устойчивое решение по сравнению со свободными границами.

Учёт размеров области и начальных возмущений качественно не влияет на характер решений, но влияет на пространственное распределение в установившихся режимах. В областях с большим аспектным отношением λ, где меньше влияние боковых границ, решения более упорядочены и симметричны.

Из ряда полученных решений для нас в первую очередь представляют интерес колебательные и квазистационарные режимы конвекции в магнитном поле. Такие

режимы могут быть ответственными за процессы изменения главного магнитного поля Земли, проявлениями которого служат инверсии, вековые вариации, западный дрейф дипольного поля и др.

Автор благодарит профессора Хачая Ю.В. за постановку задачи и обсуждение результатов.

Литература

Берковский Б.Н., Ноготов Е.Ф. Разностные схемы исследования задач теплообмена. Минск: Наука и техника, 1976. 142 с.

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

Джекобс Дж. Земное ядро. М: Мир, 1979. 305 с.

A numerical dynamo benchmark / Christensen U.R., Aubert J., Cardin P.et al. // Physics of the Earth and planetary interiors, 2001. V. 128. P. 25–34.

Dormy E., Valet J.-P., Courtillot V. Numerical models of the geodynamo and observational constraints // Geochem. Geophys. Geosyst, 2000. **1**. paper number 2000G000062.

Kono M., Roberts P.H. Recent Geodynamo Simulations and simulations of the geomagnetic field // Reviews of Geophysics, 2002. V. 40. No .4. P. 1–54.

Lumb L.I., Aldridge K.D. On viscocity estimates for the Earth's fluid outher and core-manthle coupling // J. geomagnetism and geoelectricity, 1991. V. 43. No. 2. P. 93–110.

Roberts P.H. Future of geodynamo theory // Geoph. Astroph. Fluid Dyn, 1988. V. 44. P. 3–33.

Roberts P.H., Glatzmaier G.A. Geodynamo theory and simulations // Reviews of Modern Physics, 2000. V. **72**. №4. P. 1081–1123.

Weiss N.O. Convection in an imposed magnetic field. Part 1. The development of nonlinear convection // Journal Fluid mechanics, 1981. V. 108. P. 247–272.

Weiss N. O., Thomas J. H., Brummell N., Tobias S. The origin of penumbral structure in sunspots: downward pumping of magnetic flux // The Astrophysical Journal, 2004. V. 600. P. 1073–1090.

ДЕФОРМИРОВАНИЕ ПОРОДНЫХ МАССИВОВ НА БОЛЬШИХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ БАЗАХ

Панжин А. А. – Институт горного дела УрО РАН, Екатеринбург
Соколова О. В. – ЗАО «УралГЕОтехнологии», Екатеринбург

Аннотация. В статье приведены результаты деформационного мониторинга на больших пространственно-временных базах с использованием данных постоянно действующей GPS станции Института горного дела УрО РОН. Пространственные базы мониторинга составили от 3,5 до 2000 км, а временные – от одного месяца с дискретность в один час до 1370 суток с дискретностью измерений в 24 часа. В результате экспериментальных работ были установлены трендовые смещения породного массива, коррелирующие с аналогичными данными, полученными для GPS станции Артинской геофизической обсерватории и знакопеременные смещения с периодами от 1,25 года до 4 часов. Разработанная методика измерений и камеральной обработки GPS-векторов на больших пространственно-временных базах с высоким уровнем точности позволяет определять трендовые и знакопеременные деформации породного массива на различных иерархически-блочных уровнях.

DEFORMATION OF NATIONAL MASSIFS AT GREAT SPATIAL-TEMPORAL BASES

Panzhin A.A. – Institute of mining art UB of RAS, Yekaterinburg
Sokolova O.B. – Closed-Joint Stock Company «UralGeotechnology», Yekaterinburg

Abstract. The results of deformation monitoring at great spatial-temporal bases with use of the data of continually operating GPS-station of the mining art Institute UB of RAS are adduced. Monitoring spatial bases made up 3,5–2000 km, and temporal ones – from one mouth (in steps of one hour) to 1370 days (in steps of 24 hours). The results of experiments helped to define trend displacements of rock massif, correlated with analogous data, obtained for GPS-station of the Arti geophysical observatory, and sign-variable displacements with periods from 1,25 year to 4 hours. The developed method of measurements and processing in a laboratory of GPS-vectors at great spatial-temporal bases with high level of accuracy allows to determine trend and sign-variable deformations of rock massif at different hierarchical-block levels.

При решении различных задач геомеханики необходимо знать параметры первоначального напряженно-деформированного состояния (НДС) породного массива и закономерности его изменения во времени. Для реального массива, имеющего иерархически-блочное строение, эти параметры необходимо определять на пространственно-временных базах разных масштабных уровней. До недавнего времени геодинамические исследования в ИГД УрО РАН проводились на локальных пространственно-временных базах, линейные размеры которых не превышали 10–15 км, а измерения носили дискретный характер и производились не чаще 4 раз в год. Следует отметить, что в Уральском регионе непрерывные геодинамические наблюдения производились GPS-станцией ARTU на базах порядка 1600 км. С запуском в апреле 2003 года в эксплуатацию стационарной GPS-станции EKTB появилась возможность непрерывного мониторинга геодинамического состояния массива на базах измерений от первых сотен метров до 2000 км.

GPS – одна из наиболее точных глобальных систем определения координат. В настоящее время эта система широко используется для высокоточных координатных определений как при производстве топографо-геодезических работ, так и в научных исследованиях, связанных с вопросами геодинамики и геомеханики. Однако точность системы ухудшают ряд факторов, возникающих из-за влияния атмосферных явлений и солнечной радиации на параметры спутниковых сигналов, ухода часов спутников и т.п. Такие ошибки можно зна-

чительно уменьшить, применив дифференциальную коррекцию с использованием стационарного GPS-приемника, установленного в точке с заранее определенными координатами. Такой приемник называют базовым. С помощью этого приемника можно вычислять корректирующие значения погрешностей, возникающих в дальномерных спутниковых сигналах.

На сегодняшний день самым распространенным методом коррекции спутникового сигнала является метод дифференциальной коррекции в постобработке. Этот метод основан на накоплении данных для последующей дифференциальной коррекции на базовой станции, которая состоит из приемника с антенной, компьютера и соответствующего программного обеспечения. Мобильный GPS-приемник также накапливает данные в собственной памяти или в памяти мобильного компьютера в объеме, достаточном для последующей дифкоррекции. По окончании работ данные базы и мобильного GPS-приемника совместно обрабатываются при помощи специального программного обеспечения.

В связи с вышесказанным, актуальным является вопрос о выборе базовой GPS-станции и обеспечении ее бесперебойной работы во время всего сеанса спутниковых наблюдений. Наиболее предпочтительным вариантом размещения базовой станции является постоянно действующая базовая GPS-станция, работающая в полностью автоматическом режиме.

Весной 2003 г. Институт горного дела Уральского отделения РАН реализовал проект постоянно действующей GPS-базовой станции в Екатеринбурге (EKTB). Целью данного проекта является обеспечение непрерывными GPS-данными всех заинтересованных потребителей с возможностью удаленного доступа к ним через сеть Internet. Постоянно действующая GPS-базовая станция находится в самом центре Екатеринбурга. Ядром системы является двухчастотный GPS-приемник Trimble серии 4000SSE, работающий под управлением программного обеспечения Trimble Reference Station и антенна Trimble Compact L1/L2. Приемник круглосуточно записывает в компьютер данные для постобработки в формате RINEX с интервалом в 5 сек. Продолжительность одного файла данных составляет четыре часа, после чего он архивируется и выкладывается в Internet на FTP сервер.

Различные производители GPS-оборудования рекомендуют практически одинаковые методики полевых работ, но при этом есть некоторые различия в максимальном удалении от базовой станции, которые надо учитывать для получения заданной точности, в зависимости от типа приемников и компании изготовителя. Для оценки радиуса действия базовой станции, при использовании различных типов GPS-приемников, за основу взяты рекомендации компании Trimble по использованию оборудования и наш практический опыт работ с GPS-приемниками Trimble. Для одночастотных фазовых GPS-приемников радиус действия составляет 15 км (максимум до 20 км); радиус действия для двухчастотных фазовых приемников при использовании бортовых эфемерид – 50 км (максимум до 150 км), при использовании точных эфемерид максимальный радиус действия увеличивается до 2000 км.

Успешная реализация данного проекта открыла широкие перспективы для использования накопленных данных постоянно действующей GPS-базовой станции для производства как прикладных топографо-геодезических работ, так и исследовательских работ, связанных с изучением современной геодинамики Уральского региона. При производстве прикладных работ использование данных, накопленных базовой GPS-станцией, позволяет отказаться от установки своей локальной базовой станции и использовать освободившийся приемник для полевых работ; для комплекта из 2-х приемников GPS производительность увеличивается в два раза. Данные базовой GPS-станции также используются для увеличения надежности геодезических определений путем включения пункта базовой GPS-станции в локальную сеть для улучшения ее конфигурации и контроля точности замкнутых геодезических построений.

Удачное географическое расположение базовой GPS-станции – на восточном склоне Уральского хребта, в окружении многочисленных объектов техногенного воздействия на верхнюю часть земной коры – крупных месторождений полезных ископаемых, предопределяет использование данных базовой станции при проведении исследований современной геодинамики Уральского региона.

В настоящее время исследования проводятся по двум направлениям – с одной стороны, определяются собственные пространственные движения базовой GPS-станции относительно пунктов глобальной геодинамической сети IGS, расположенных в радиусе до 2000 км от Екатеринбурга, а с другой стороны, к данной станции привязаны локальные геодинамические полигоны, на которых Институт горного дела производит регулярные исследования современной геодинамики.

Основная часть локальных геодинамических полигонов, приуроченных к крупным месторождениям полезных ископаемых, расположена в 100–200 км от базовой станции EKTB, что позволяет не только определять изменения деформационного поля в районе ведения горных разработок, но и определять параметры напряженно-деформированного состояния большей части Уральского региона.

Однако учитывая то обстоятельство, что GPS-измерения на горных предприятиях производятся эпизодически – до четырех раз в год, наиболее целесообразным в настоящее время представляется постановка эксперимента по мониторингу напряженно-деформированного состояния массива горных пород с совместным использованием данных станции EKTB и станций постоянного мониторинга сети IGS (International Geodynamic Service). В радиусе от 1500 до 2000 км от базовой станции расположено шесть мониторинговых станций сети IGS (http://sopac.ucsd.edu), которые представлены на рис. 1.

Характеристика станций мониторинга с указанием расстояний до станции EKTB приведена в табл. 1.

Все указанные станции непрерывно накапливают сырые данные, которые в дальнейшем становятся доступными в сети Internet. Также для обработки векторов длиной 1500–2000 км необходимы точные эфемериды GPS-спутников, которые становятся доступны через 15–20 дней после проведения полевых измерений.

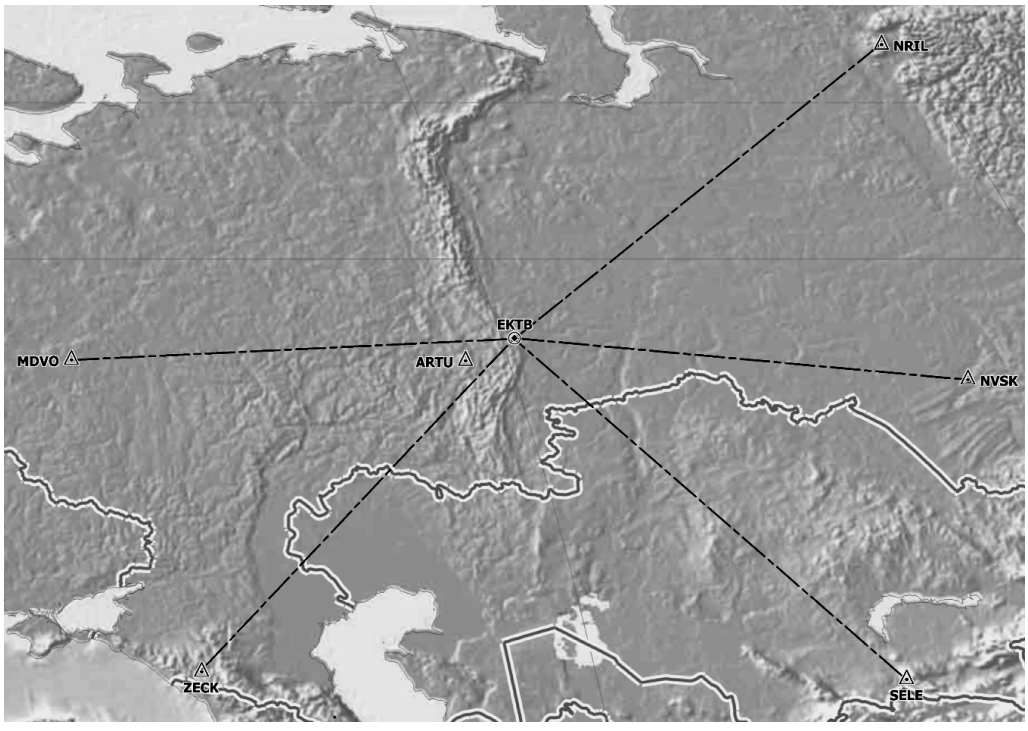


Рис. 1. Схема расположения мониторинговых станций IGS сети относительно станции EKTB

Таблица 1. Характеристика станций мониторинга сети IGS, участвовавших в экспериментах

Код станции	Местоположение станции	Расстояние до EKTB, км
MOBN	г. Менделеево, Московская область, Россия	1 502
NRIL	г. Норильск, Красноярский край, Россия	1 937
NVSK	г. Новосибирск, Россия	1 425
ZECK	ст. Зеленчукская, Карачаево-Черкесия, Россия	1 966
SELE	г. Алматы, Казахстан	1 904
ARTU	г. Арти, Свердловская область, Россия	134

На первом этапе эксперимента для камеральной обработки GPS-измерений использовалось программное обеспечение Gamit 10.30, специально адаптированное для решения сверхдлинных векторов, данные для определения которых накапливались в течение 24 часов. Обработка данных производилась в полуавтоматическом режиме с использованием сервиса SCOUT (Scripps Coordinate Update Tool), с получением текущих координат станции EKTB в динамической системе координат ITRF-2005 (International Terrestial Reference Frames), позволяющей анализировать трендовые смещения станции в пространстве.

В камеральной обработке результатов наблюдений на станции EKTB использовались данные пяти мониторинговых станций сети IGS, приведенные в табл. 1 и на рис. 1, кроме наиболее близко расположенной станции ARTU. Это было сделано с целью получения независимых друг от друга временных серий изменения пространственных координат станций EKTB и ARTU для анализа относительных смещений станций.

Координаты станции EKTB за период 2003–2007 г.г. были определены с использованием вышеупомянутого сервиса SCOUT, свободный доступ к которому открыт на сайте SOPAC (Scripps Orbit and Permanent Array Center). В результате с дискретностью в 1 сутки был получен временной ряд пространственных координат в системе ITRF-2005 станции EKTB. Аналогичные координаты за этот же временной промежуток были получены для станции ARTU из архива данных SOPAC. Для временных рядов по компонентам N (север-юг), E (запад-восток) и H (высота) были вычислены скорости абсолютных смещений станций ARTU и EKTB, а также, по разности скоростей абсолютных смещений – смещения станций относительно друг друга.

Результаты определения скорости абсолютных смещений приведены в табл. 2.

При анализе временных рядов абсолютных смещений станций ARTU и EKTB кроме трендовых смещений (рис. 2) отмечаются также знакопеременные смещения с периодом около одного года. Причем подобные знакопеременные смещения наблюдаются и на станциях, расположенных в экваториальных областях Земли, где не проявляются сезонные факторы.

Для более детального исследования знакопеременных смещений и относительных трендовых смещений станций ARTU и EKTB относительно друг друга, на следующем этапе была выполнена совместная камеральная обработка данных, накопленных станциями. На этом этапе использовалось специальное программное обеспечение –

Таблица 2. Абсолютные и относительные смещения станций ARTU и EKTB

Исследуемая компонента	Тренд по станции ARTU	Тренд по станции EKTB	Разность трендов ARTU-EKTB
N (север-юг)	4,4 мм/год	5,3 мм/год	0,9 мм/год
E (запад-восток)	25,1 мм/год	25,6 мм/год	0,5 мм/год
H (высота)	-0,3 мм/год	-1,3 мм/год	-1,6 мм/год

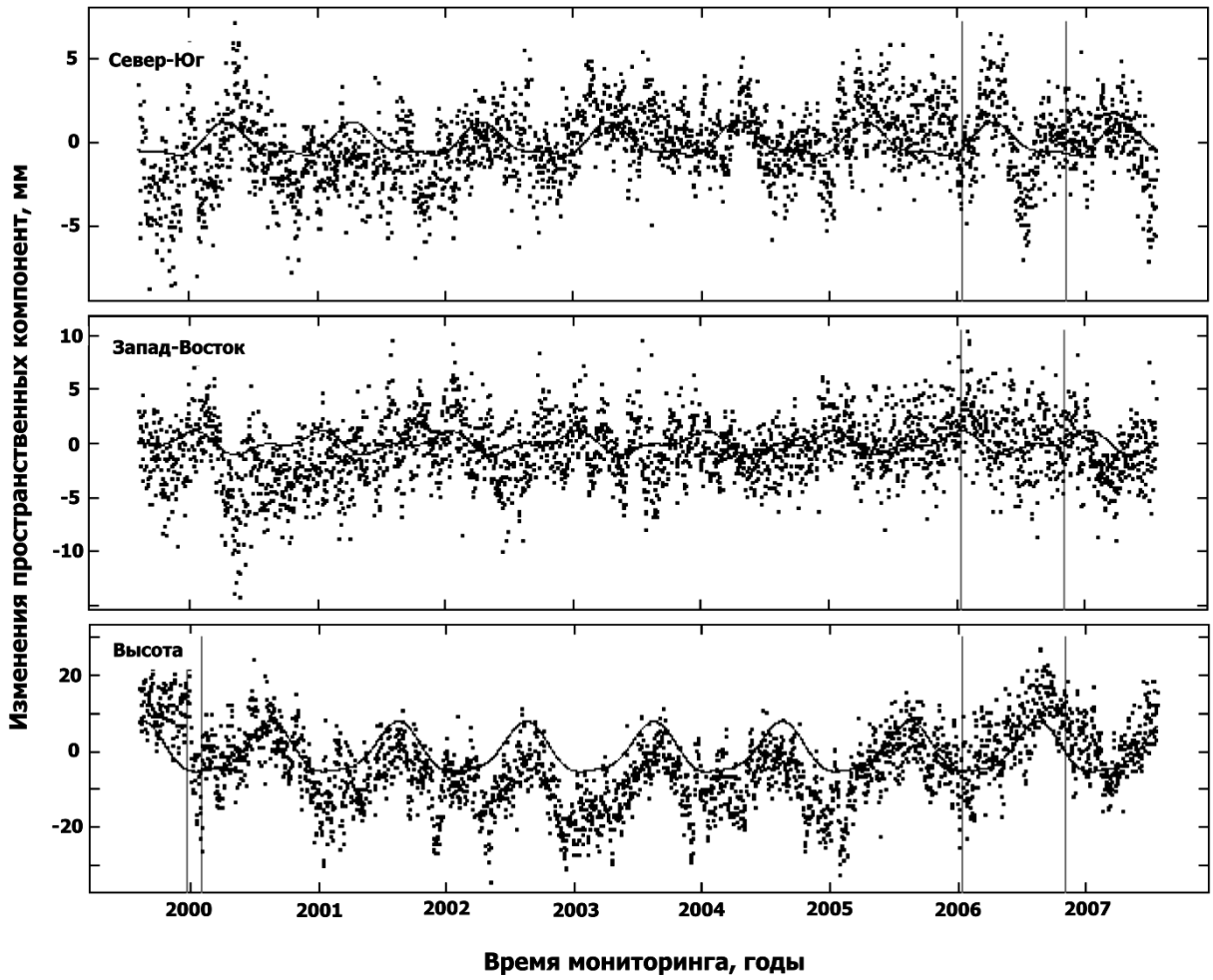


Рис. 2. Временные ряды абсолютных смещений станции ARTU с трендовыми и знакопеременными смещениями

Trimble Total Control (ex-GeoGeneus), адаптированное для решения длинных векторов. Обработка данных производилась в полуавтоматическом режиме с использованием набора шаблонов вычислений с оптимальными параметрами и правилами обработки базовых линий, установленных опытным путем. Поскольку при проведении геодинамического мониторинга необходимо сравнивать равноточные измерения, достаточно остро стояла проблема создания набора шаблонов и правил обработки, гарантирующих получение целочисленного решения для векторов.

Станция ARTU расположена на западном склоне Уральского хребта, в 135 км к юго-западу от Екатеринбурга, на базе геофизической обсерватории «Арти» Института геофизики УрО РАН. Относительная близость базовых станций ARTU и EKTB определяет возможность качественного расчета компонент вектора между этими станциями, изменения которых во времени представлены в табл. 3. и на рис. 3.

Среднеквадратическая ошибка определения компонент вектора по результатам суточных измерений не превышала 0,5 мм (2σ). Дискретность интервала обработки была принята равной одним суткам. Оценивались изменения компонент вектора ARTU-EKTB: N (север-юг), E (запад-восток), H (высота) и L (расстояние между станциями). Обработке был подвергнут временной интервал равный 1370 суткам – с 2003 по 2007 год.

На данном этапе исследований оценивались изменения компонент вектора ARTU-EKTB и определялись гармоники знакопеременных смещений компонент вектора по методике, приведенной в [1].

Таблица 3. Относительные смещения станций ARTU и EKTB и гармоники знакопеременных смещений

Исследуемая компонента	**Тренд по интервалу EKTB-ARTU**	**Гармоники знакопеременных смещений**	**Разность трендов ARTU-EKTB (см. табл. 2)**
N (север-юг)	0,5 мм/год	456 сут.=1,25 года	0,9 мм/год
E (запад-восток)	0,2 мм/год	342 сут., 182,5 сут.=0,5 года	0,5 мм/год
H (высота)	-1,8 мм/год	342 сут., 182,5 сут.=0,5 года	-1,6 мм/год
L (расстояние)	0,02 мм/год	342 сут.	-

Как видно из данных, приведенных в табл. 3., полученные из двух независимых решений тренды компонент вектора ARTU-EKTB совпадают в пределах точности измерений, что позволяет в дальнейшем определять абсолютные величины пространственных смещений станции EKTB менее трудоемким способом – через изменения компонент вектора ARTU-EKTB.

Выявленная разность трендов пространственных смещений ARTU-EKTB свидетельствует о различном характере деформирования породных массивов, расположенных на западном (ARTU) и восточном (EKTB) склонах Уральского хребта, при этом скорости смещений станции EKTB в горизонтальной плоскости на 20% выше, чем скорости смещений станции ARTU, а в вертикальной плоскости – превышает в 4 раза.

Также на графиках изменения компонент вектора ARTU-EKTB и расстояний между станциями (рис. 3) очень контрастно проявляется знакопеременный характер деформирования породного массива. В результате проведения спектрального Фурье-анализа были определены основные гармоники временных рядов. Ряд выявленных гармоник, кратных 0,25 года свидетельствует об имеющем место сезонном факторе, однако наиболее контрастным является период в 342 суток, не совпадающий с сезон-

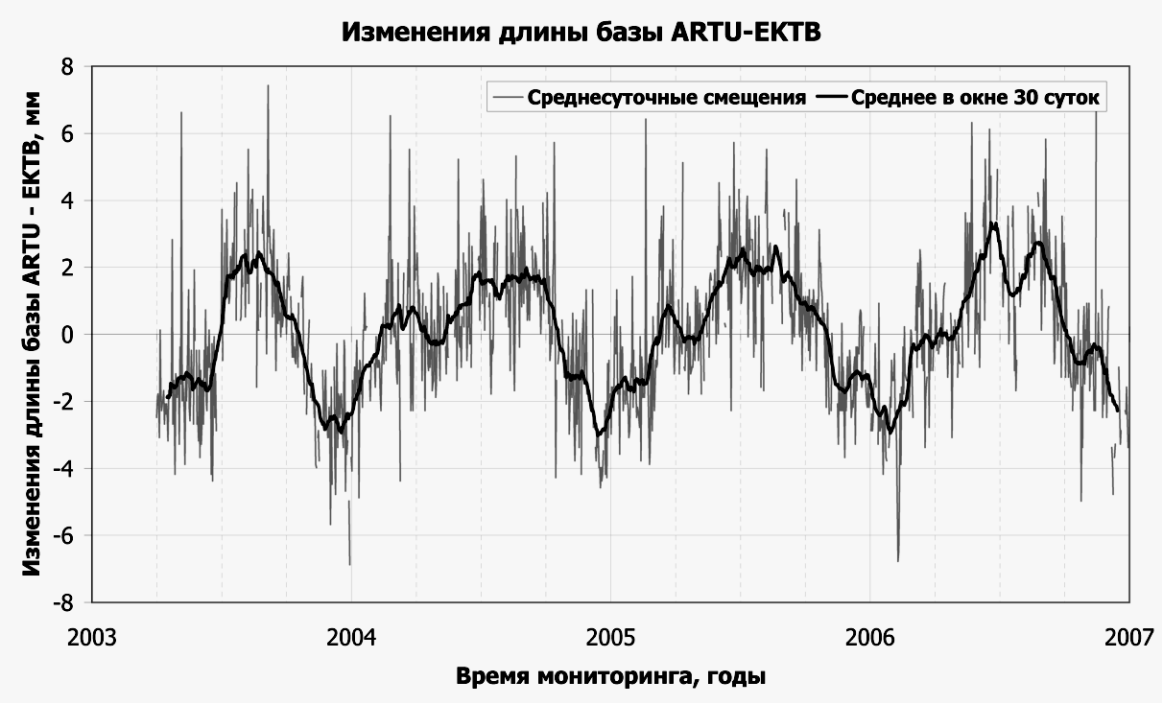


Рис. 3. Изменения длины интервала ARTU-EKTB

ным. Окончательные же выводы о наличии или об отсутствии сезонного фактора в деформировании породных массивов на больших базах могут быть сделаны после проведения дополнительных измерений на временных базах, превышающих сезонную гармонику минимум в 10–15 раз.

Для уточнения гармоник знакопеременных деформаций породного массива на больших пространственно-временных базах был поставлен дополнительный эксперимент. Поскольку достаточно большое расстояние между станциями ARTU и EKTB не позволяет увеличить дискретность измерений выше, чем один раз в сутки, для исследований знакопеременных деформаций породного массива на малых временных базах использовались данные, накопленные станцией UGTE, принадлежащей ОАО «УралГеоТехнологии», расположенной в Екатеринбурге в 3,5 км юго-западнее станции EKTB, как показано на рис. 4(цветная вкладка).

Станции UGTU и EKTB расположены на разных крыльях мощного тектонического нарушения субмеридионального простирания, пересекающего город по центральной части, что создает предпосылки о наличии знакопеременных деформаций породного массива, которые можно обнаружить с помощью геодезических GPS-измерений. В результате эксперимента, который проводился в течение мая 2007 г., были определены деформации породного массиве с дискретностью в один час, представленные на рис. 5.

Как и в предыдущих случаях, оценивались изменения компонент вектора N (север-юг), E (запад-восток) и H (высота), с определением гармоник знакопеременных деформаций по спектральному анализу Фурье. В результате были получены основные гармоники знакопеременных деформаций породного массива равные 24 часам (одни сутки), кроме этого достаточно сильные гармоники вертикальных деформаций с периодом 4 часа, что соответствует уже выявленным гармоникам короткопериодных деформаций, полученных на малых пространственно-временную базах.

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных работ была разра-

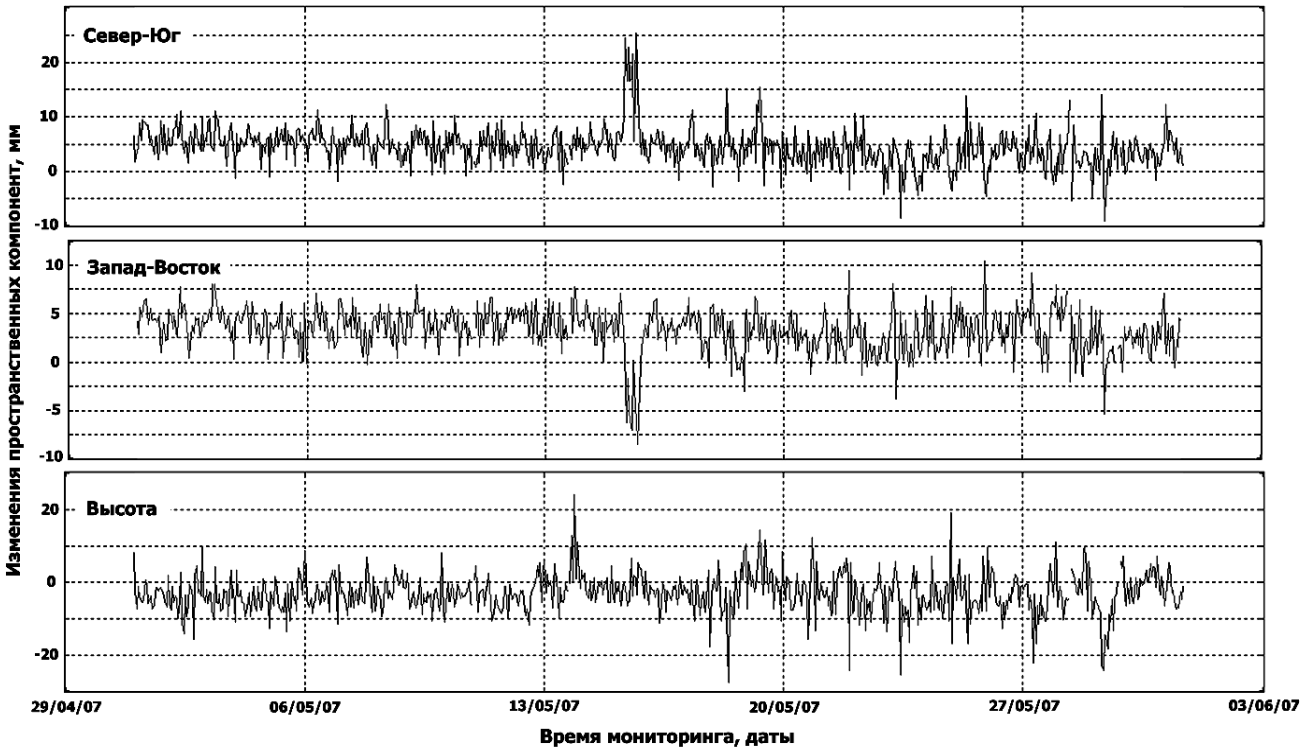


Рис. 5. Изменения пространственных компонент вектора UGTU-EKTB

ботана и опробована для условий Уральского региона методика измерения и камеральной обработки GPS-векторов на больших пространственно-временных базах с высоким уровнем точности и получены данные о геодинамической активности массива горных пород на базах от 3,5 до 2000 км. Основной ее особенностью является использование не требующей значительных капитальных вложений корпоративной GPS-инфраструктуры и существующей сети IGS-станций.

При переходе от больших пространственно-временных баз к малым было получено соответствие гармоник на периоде в 4 часа, что позволяет говорить о знакопеременных деформациях породного массива на различных иерархически-блочных уровнях как о форме существования геологической среды.

Полученные в результате экспериментов результаты свидетельствуют о перспективности продолжения данной работы с целью определения величин деформаций массива на больших и малых базах и закономерностей их изменения во времени.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Совета по грантам Президента РФ.

Литература

1. *Панжин А.А.* Исследование короткопериодных деформаций разломных зон верхней части земной коры с применением систем спутниковой геодезии. Маркшейдерия и недропользование, № 2(8). Апрель-июнь. 2003.

2. *Панжин А.А.* Методы мониторинга короткопериодных деформаций массива горных пород. // Геомеханика в горном деле: Доклады международной конференции. Екатеринбург, ИГД УрО РАН. 2003.

3. *Panzhin A.A., Sashourin A.D., Kostrukova N.K., Kostrukov O.M.* Experimental researches dynamics of displacements in faults zones. // Rock Mechanics – a challenenge for society: Proceedings of the ISRM regional Symposium EUROCK 2001, Espoo, Finland. /Balkema/ Rotterdam. Brookfield. 2001.

АППАРАТУРА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НИЗКИХ ЧАСТОТ

Сокол-Кутыловский О.Л., Тягунов Д.С. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Разработан комплект аппаратуры, предназначенной для регистрации индукции слабого магнитного поля низких частот. Преобразователь магнитного поля выполнен на основе колебательного контура с сердечником из аморфного ферромагнитного сплава с компенсированной магнитострикцией, работающего в режиме автопараметрического усиления. Выходной сигнал преобразуется в цифровой код и подается на персональный компьютер. Даны основные технические характеристики и представлена блок-схема преобразователя магнитной индукции. Приведены фрагменты записи диаграмм вертикальной составляющей магнитного поля.

THE EQUIPMENT FOR REGISTRATION OF A MAGNETIC FIELD OF LOW FREQUENCIES

Sokol-Kutylovskiy O.L., Tyagunov D.S. – Institute of geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The complete set of equipment intended for registration of tinduction of low frequency weak magnetic field was developed. The magnetic field converter is executed on the base of an oscillatory contour with a core made of amorphous ferromagnetic alloy with compensated magnetostriction. The converter works in a mode of auto parametrical amplification. The target signal will be transformed to a digital code and moves to a personal computer. The basic characteristics are given and the block diagram of the magnetic induction converter is submitted. The fragments of record of the diagrams of a vertical component of a magnetic field are given.

Аппаратура для измерения слабого магнитного поля предназначена для исследования геомагнитных вариаций и для регистрации магнитного поля техногенного происхождения, область частот которого попадает в диапазон собственных частот органов и систем человеческого организма и прямо или косвенно может влиять на их жизнедеятельность. Собственно аппаратура состоит из датчиков – преобразователей магнитной индукции в электрический сигнал, программируемых аналогово-цифровых преобразователей и персонального компьютера, который управляет последовательностью преобразования, сохраняет полученную информацию для каждого из каналов измерения и обрабатывает ее по заданной программе.

Автопараметрический преобразователь магнитной индукции предназначен для измерения индукции слабого магнитного поля низких частот. Принцип работы автопараметрического преобразователя магнитной индукции основан на зависимости амплитуды переменного электрического напряжения в колебательном LC-контуре с аморфным ферромагнитным сердечником от величины внешнего магнитного поля. Такая зависимость имеется в любом колебательном LC-контуре с ферромагнитным сердечником, однако крутизна характеристики «магнитная индукция – амплитуда напряжения» обычно настолько мала, что не позволяет применить данный метод для надежной регистрации изменения магнитной индукции ниже ~1 нТл.

Применение в качестве сердечника колебательного LC-контура полоски аморфного ферромагнитного сплава, полученного методом быстрой закалки из расплава, позволяет увеличить коэффициент преобразования в сотни раз, если обеспечить в колебательном LC-контуре режим параметрического усиления амплитуды электрического сигнала, соответствующего изменению магнитной индукции. С этой целью обычно используют дополнительный генератор, действующий на какой-либо из параметров (емкость или индуктивность) колебательного LC-контура с частотой, кратной частоте основного сигнала. Но в том случае, когда в качестве сердечника LC-контура применена полоска аморфного ферромагнитного сплава, дополнительный генератор параметрического возбуждения контура не

требуется. Из-за чрезвычайно высокого магнитоупругого взаимодействия, свойственного аморфным ферромагнетикам, полученным методом быстрой закалки, при возбуждении их переменным магнитным полем в них всегда, кроме основной частоты, наблюдается и удвоенная частота изменения магнитной индукции. Это явление относится в полной мере и к аморфным сплавам с компенсированной магнитострикцией [1]. Поэтому режим параметрического возбуждения в колебательном LC-контуре с аморфным ферромагнитным сердечником можно получить без дополнительного источника накачки путем оптимального выбора амплитуды высокочастотного напряжения возбуждения LC-контура, резонансной частоты LC-контура и величины внешнего магнитного поля. Такой режим работы колебательного LC-контура соответствует режиму автопараметрического усиления [2].

На рис. 1 представлена схема возбуждения колебательного LC-контура с аморфным ферромагнитным сердечником и показана зависимость первой гармоники напряжения частоты возбуждения на нем от магнитного поля в режиме автопараметрического резонанса. На графике (рис. 1) показана область оптимальных значений амплитуды напряжения на LC-контуре, в которой наблюдается максимальная крутизна преобразования, обозначенная на рис. 1 «U_m», а этой оптимальной амплитуде напряжения соответствует магнитное поле смещения ~$24x10^{-6}$ Тл. При намагничивании сердечника LC-контура в различных направлениях наблюдается некоторый гистерезис (направление изменения магнитного поля при намагничивании показано стрелками).

Поэтому для однозначности рабочей точки целесообразно выбирать ее на той части зависимости, которая соответствует выходу ферромагнитного сердечника из состояния насыщения. При значительном увеличении амплитуды возбуждения автопараметрического LC-контура происходит рост величины гистерезиса и скачкообразный срыв зависимости «амплитуда напряжения – магнитное поле», а при уменьшении амплитуды снижается крутизна преобразования, а зависимость «амплитуда напряжения – магнитное поле» стремится к обычному релаксационному спектру, показанному на рис. 1 пунктиром. В качестве

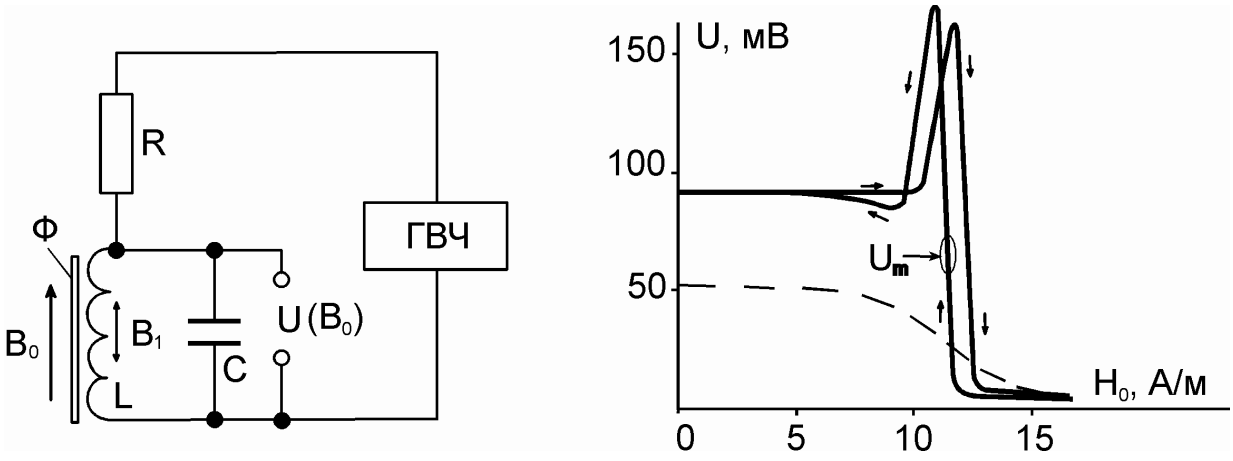


Рис. 1. Схема возбуждения колебательного LC-контура с аморфным ферромагнитным сердечником и зависимость амплитуды первой гармоники переменного напряжения на LC-контуре от величины внешнего магнитного поля при продольном возбуждении сердечника: Ф – аморфный ферромагнитный сердечник; ГВЧ – генератор электрического тока высокой частоты; R – ограничительный резистор; L – катушка контура; C – емкость контура; B_0 – постоянное магнитное поле; B_1 – магнитное поле возбуждения контура; $U(B_0)$ – напряжение на контуре, зависящее от внешнего магнитного поля B_0; H_0 – напряженность магнитного поля в катушке LC-контура; U_m – оптимальная амплитуда напряжения высокой частоты на LC-контуре

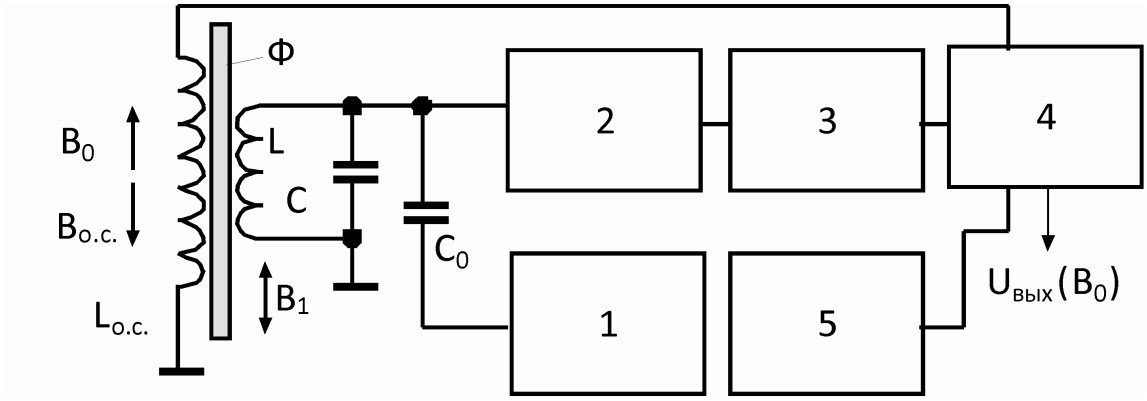


Рис. 2. Блок-схема автопараметрического преобразователя магнитной индукции: Ф – аморфный ферромагнитный сердечник; B_0 – внешнее магнитное поле, $B_{о.с.}$ – магнитное поле, создаваемое катушкой обратной связи $L_{о.с.}$; B_1 – магнитное поле возбуждения; L – катушка индуктивности контура; C – электрическая емкость контура; C_0 – конденсатор связи; 1 – генератор высокой частоты; 2 – усилитель электрического напряжения высокой частоты; 3 – детектор; 4 – электронный регулятор; 5 – источник опорного электрического напряжения

сердечника LC-контура использовалась лента из аморфного ферромагнитного сплава с компенсированной магнитострикцией, полученная методом быстрой закалки из расплава, имеющая размеры 40x1x0,02 мм. Частота возбуждения LC-контура ~300 кГц.

На рис. 2 представлена блок-схема одного канала измерительного преобразователя магнитной индукции.

Напряжение на LC-контуре, усиленное и выпрямленное детектором, и напряжение источника опорного напряжения сравниваются в электронном пропорционально интегрирующем регуляторе, который совместно с катушкой обратной связи образует цепь отрицательной обратной связи по магнитному полю.

Преобразователь магнитной индукции работает следующим образом. В момент включения источника питания по катушке обратной связи проходит максимальный электрический ток, в результате чего аморфный ферромагнитный сердечник входит в состояние магнитного насыщения, а амплитуда напряжения на контуре становится намного ниже величины электрического напряжения источника опорного напряжения, которое соответствует выбранной рабочей точке. Поэтому на выходе электронного регулятора возникает электрическое напряжение, создающее в катушке обратной связи магнитное поле направленное таким образом, что амплитуда напряжения на контуре увеличивается до достижения величины, соответствующей оптимальной амплитуде возбуждения LC-контура автопараметрического преобразователя магнитной индукции и заданному магнитному полю смещения. По достижению равенства опорного напряжения и напряжения на выходе детектора происходит «захват» рабочей точки электронным регулятором, а любое отклонение магнитного поля от величины, соответствующей магнитному полю смещения автопараметрического преобразователя магнитной индукции, автоматически компенсируется цепью отрицательной обратной связи по магнитному полю. При этом напряжение на выходе электронного регулятора пропорционально величине внешнего магнитного поля. Так как при изменении внешнего магнитного поля рабочая точка преобразователя непрерывно поддерживается системой отрицательной обратной связи по магнитному полю, то характеристика преобразователя оказывается строго линейной. А так как рабочая точка смещена относительно истинного «нулевого» магнитного поля (на величину магнитного поля смещения), то выходная характеристика автопараметрического преобразователя магнитной индукции по напряжению также смещена.

Для обеспечения работы преобразователя в магнитном поле Земли при произвольной ориентации датчика коэффициент его преобразования (чувствительность) устанавливается в пределах 0,05 ÷ 0,2 мВ/нТл, в зависимости от величины напряжения питания (±5 ÷ ±15В). Типичная величина собственного магнитного шума автопараметрического преобразователя магнитной индукции не превышает 5 пТл×Гц$^{-1/2}$ в диапазоне частот от 0,1 Гц до 1 кГц, но для некоторых сердечников может быть в 2 – 3 раза меньше.

Режим автопараметрического усиления в LC-контуре с аморфным ферромагнитным сердечником может быть получен на частотах возбуждения от 0,1 МГц до 10 МГц. При этом длина ферромагнитного сердечника может находиться в пределах от 70 мм до 10 мм.

В качестве ферромагнитного сердечника колебательного LC-контура в автопараметрическом преобразователе магнитной индукции могут также применяться ленты из нанокристаллических магнитомягких сплавов (типа «Finemet»), однако при аналогичных размерах сердечника оптимальная рабочая точка при использовании нанокристаллических сплавов находится в 1,5 – 2 раза большем магнитном поле, а типичный уровень собственного магнитного шума в них в несколько раз выше, чем в чисто аморфных лентах ферромагнитных сплавов с компенсированной продольной

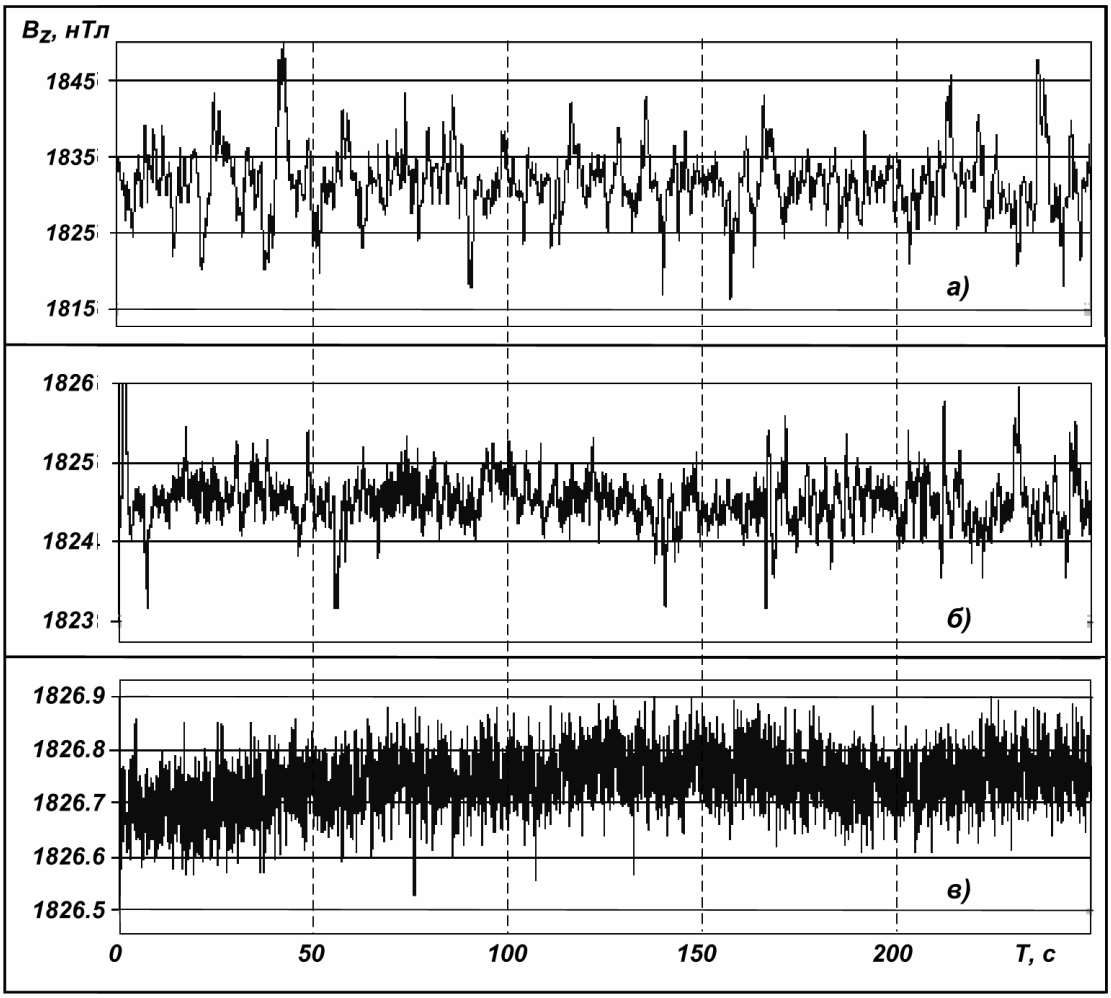


Рис. 3. Диаграммы записи вертикальной составляющей магнитного поля: а) в пределах города Екатеринбурга (Юго-Западный район); б) при удалении на запад от первоначальной точки на расстояние около 10 км; в) на территории обсерватории АРТИ (расстояние от Екатеринбурга около 150 км

магнитострикцией.

Для полной реализации разрешающей способности преобразователя по магнитному полю (~5 пТл) при произвольной ориентации датчиков в постоянном магнитном поле Земли (±60000 нТл) целесообразно отсечь с помощью фильтра верхних частот постоянную составляющую напряжения выходного сигнала, ограничившись нижней частотой регистрации ~0,05 Гц. Верхняя частота регистрации выбрана равной 10 Гц, что позволяет с помощью многоступенчатой фильтрации эффективно подавить основную промышленную частоту помех, 50 Гц, до уровня ниже порога чувствительности датчиков в рабочем диапазоне частот.

Чтобы согласовать уровень выходного напряжения преобразователя магнитной индукции (±12 В) с уровнем входного сигнала аналого-цифрового преобразователя (0 ÷ 5 В), был применен выходной каскад усиления на базе операционного усилителя с однополярным включением и с искусственной средней точкой, а также резистивный делитель напряжения, совмещенный с пассивным фильтром нижних частот.

В качестве аналого-цифрового преобразователя в аппаратуре используется 24-х разрядный программируемый АЦП AD7714 в типовом включении. Частота дискретизации 80 Гц.

Изменения магнитного поля в рабочем диапазоне частот (0,05 ÷ 10 Гц), переведенные в цифровой код, записываются на персональный компьютер и отображаются на экране монитора в реальном режиме времени.

На рис. 3 приведены фрагменты диаграмм записи вертикальной составляющей магнитного поля, выполненные при помощи комплекта описанной здесь аппаратуры на различном расстоянии от крупного промышленного центра.

Во время проведения записей, по данным магнитовариационной станции обсерватории АРТИ, геомагнитное поле было спокойным. То есть эти измерения показали почти стократное превышение техногенного магнитного шума в крупном промышленном городе над естественными геомагнитными вариациями.

Литература

1. *Сокол-Кутыловский О.Л.* Особенности резонанса магнитной восприимчивости в лентах аморфных и нанокристаллических ферромагнитных сплавов. ИГ УрО РАН Екатеринбург, 1996. 13с., ил.4, Библиогр. 7 назв. Деп. в ВИНИТИ 30.10.96 № 3162-В96.

2. *Sokol-Kutylovskij O.L.* Magnetic field sensors on the base of amorphous alloys for high-sensitivity low-frequency measurements. // Sensors and Actuators: A. Physical, Vol. 62/1-3, July. 1997. P. 496–500.

РАДОН – ИНДИКАТОР ГЕОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

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

Аннотация. Представлен обзор исследований по радоновому мониторингу как предвестнику сейсмических событий: тектонических землетрясений и горных ударов в глубоких шахтах. Представлена схематическая модель среды и изменение объемной активности радона (ОАР) при воздействии нагрузки. На основании исследований в шахтах показано, что поведение ОАР перед событием различно в зависимости от расположения измерительного пункта. Аналогичные результаты получены при интерпретации эксперимента по радоновому мониторингу США и Северному Тянь-Шаню. Показана нелинейность выхода радона в зависимости от изменения напряженного состояния среды и особенности регистрации поля радона. Представлена геодинамическая модель и рассмотрены ожидаемые эффекты в поле радона. Приведены результаты изменения поля радона перед землетрясениями. Показано, что заметные изменения в поле радона наблюдаются за 90–100 дней до сейсмического события и характерные – за 3–5 дней. Показано как реагирует поле радона в пределах комплекса осадочных пород на прохождение волн удаленных землетрясений. Представленные данные показывают высокую однозначность показаний мониторинга радона при изучении процесса подготовки землетрясений.

RADON – THE INDICATOR OF GEODYNAMIC PROCESSES

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

Abstract. The review of researches on radonic monitoring, as the predict of seismic events: tectonic earthquakes and mountain impacts in deep mines is presented. The schematic model of environment and change of volumetric activity of radon (VAR) at influence of loading is presented. On the basis of researches in mines it is shown, that behaviour VAR before event variously depending on an arrangement of measuring site. Similar results are received at interpretation of experiment on radonic monitoring the USA and in investigations Northern TIAN-Shan. Nonlinearity of an output of radon depending on change of the intense condition of environment and feature of registration of a radon field is shown. The geodynamic model is presented and expected effects in a radon field are considered. Results of a radon field change before earthquakes are resulted. It is shown, that appreciable changes in a radon field are observed 90-100 days prior to seismic event and characteristic for 3-5 days. It is shown as within the limits of a complex of sedimentary breeds the radon field reacts to passage of waves of the removed earthquakes. The presented data show high unambiguity (determined) of indications of radonic monitoring at studying process of earthquakes

На фоне многочисленных предвестников землетрясений и горных ударов в глубоких шахтах всегда отмечается роль радона, начиная с первых исследований этого предвестника (Мавлянов, 1976), как постоянного, но неоднозначного признака.

Вместе с тем исследования последних лет показывают, что проблема неоднозначности поведения радона перед сейсмическим событием связана с проблемами построения геодинамической модели подготовки события. Можно сказать, что при корректно построенной модели поведение радона однозначно (или детерминировано) отражает изменение напряженно-деформированного состояния среды перед сейсмическим событием. Обзор результатов, полученных за последнее десятилетие в Институте геофизики УрО РАН, подтверждающих данный тезис, рассматривается в данной статье.

Модель среды

Все горные породы можно описать моделью некоторой трещиновато-пористой средой, которая состоит из основного скелета и хаотически расположенных открытых, проницаемых трещин и закрытых пор (Уткин, 2000). Выделяющийся из массива (скелета) радон находится частично в пространстве закрытых пор и частично в трещинах (рис. 1).

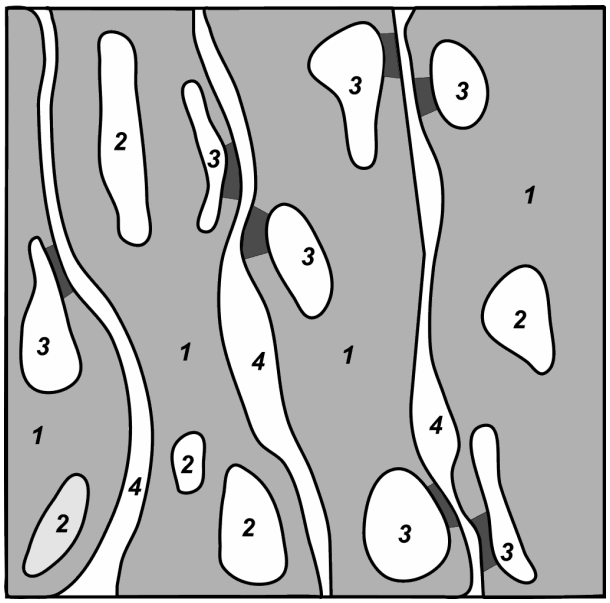


Рис. 1. Применяемая модель трещиновато-пористой среды: 1 – скелет (основа) горной породы; 2 – изолированные поры; 3 – разрушающиеся поры при изменении давления; 4 – трещины

Выделение радона из такой среды при изменении нагрузки имеет весьма специфическое поведение. Предположим, что начальной нагрузке Ро объемной активности радона в породе соответствует концентрация Со (рис. 2). При сжатии (Р увеличивается и становится больше Ро) за счет уменьшения трещин в первый момент выход радона увеличивается. Затем трещины перекрываются, выход радона уменьшается.

Далее при увеличении нагрузки происходит разрушение массива, ломаются слабые перемычки между порами, и выделение радона существенно увеличивается.

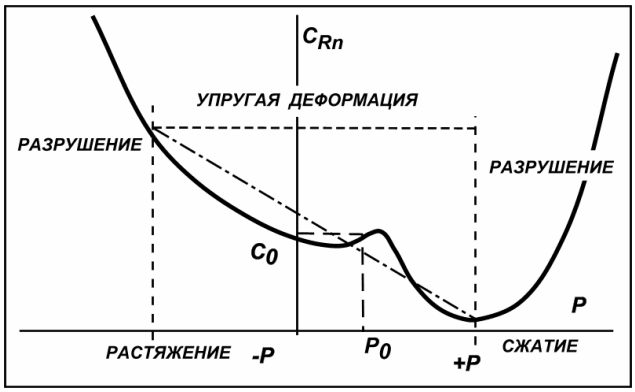


Рис. 2. Качественная характеристика изменения концентрации радона в горной породе при изменении нагрузки

При растяжении массива (Р уменьшается и становится меньше Ро) сначала происходит уменьшение выхода радона за счет увеличения объема трещин. Затем расширение трещин и раскрытие пор приводит к сущесвыхода радонатвенному увеличению .

Таким образом, существует некоторая область квазиупругих деформаций, при которых сжатие вызывает уменьшение выхода радона, а растяжение – увеличение.

Рассмотренная модель была положена в основу разработки методов прогноза тектонических событий – землетрясений и горных ударов в глубоких шахтах.

Горные удары в глубоких шахтах

Первые опыты были проведены в глубоких (500–700 м) шахтах Североуральского бокситового рудника (СУБР). В процессе экспериментов регистрировалась объемная активность радона в стенках шахты (Булашевич, 1996а, 1996б). Итоговые результаты данных экспериментов показали следующее. На расстояниях до 150 метров от эпицентра будущего горного удара всегда наблюдается существенное снижение концентрации радона (иногда в 3–4 раза). На рис. 3 приведены графики снижения объемной активности почвенного радона (ОАР) перед горным ударом. Заметное снижение ОАР начинается приблизительно за 23 часа до основного события. События меньшей энергии, но происходящие на большем расстоянии от измерительной аппаратуры, задерживают восстановление ОАР до фонового (55 имп/мин) значения ОАР. На основании представленных данных можно утверждать, что вблизи будущего эпицентра перед событием всегда наблюдается сжатие массива. Кроме того, было определено, что временные параметры предвестника существенно зависят от упругих свойств среды, в которой расположен детектор: в жестких известняках начало уменьшения ОАР начинается приблизительно за час до удара, а в более пластичных бокситах или аргиллитах за 20–25 часов (рис. 3).

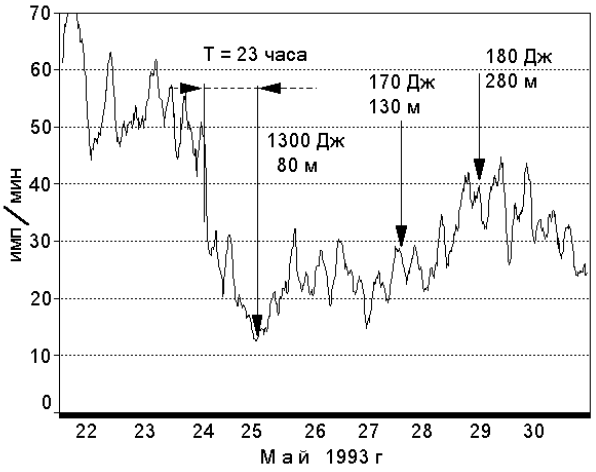


Рис. 3. Поведение ОАР перед горным ударом на малых расстояниях от будущего эпицентра. Стрелками отмечены горные удары, их энергия и расстояние эпицентра от точки наблюдения. Датчик радона был расположен в бокситах

На больших расстояниях от будущего эпицентра поведение ОАР оказалось совершенно противоположным. Перед горным ударом наблюдалось не уменьшение, а увеличение ОАР в 8–10 раз (рис. 4).

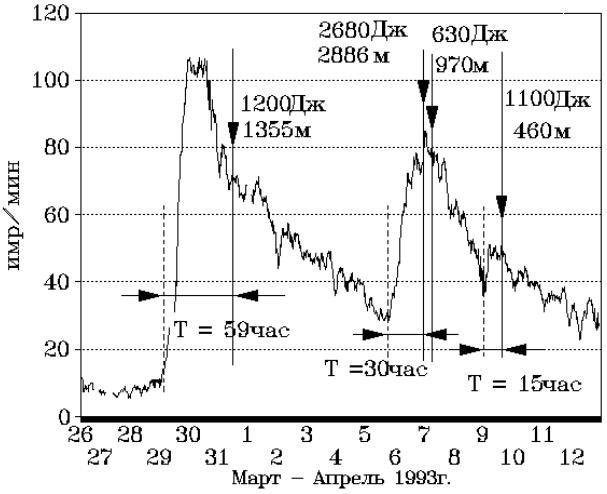


Рис. 4. Поведение ОАР перед горным ударом на больших расстояниях от будущего эпицентра. Стрелками отмечены горные удары, их энергия и расстояние эпицентра от точки наблюдения

Указанное поведение радона легко объяснить. Согласно предлагаемой модели такое поведение ОАР возможно, если датчик расположен в зоне растяжения. Это обстоятельство очевидно, ибо в сплошной среде при ее деформации обязательно должны наблюдаться зоны как сжатия, так и растяжения. Очевидно, должна существовать и третья зона – нейтральная, в которой при деформации массива не происходит существенных изменений напряженного состояния среды. Следовательно, поведение радона при подготовке сейсмического события определяется условиями расположения детектора – в зоне сжатия (снижение ОАР), в зоне растяжения (увеличение ОАР) или в нейтральной зоне (ОАР практически неизменно). Проведенные эксперименты объяснили причины неоднозначности поведения радона как предвестника сейсмического события.

Интерпретация данных по радоновому мониторингу вдоль разлома Сан-Андреас

Разработанные принципы были положены в основу интерпретации результатов уникального эксперимента Геологической службы США (King Chi-Yu, 1980, 1991). Существо эксперимента следующее. Вдоль системы разломов Калифорнии (Сан-Андреас, Калаверас, Хайвард) было расположено 60 точек наблюдения за выходом радона. В каждой точке измерения проводились трековым детектором при экспозиции от 7 до 50 дней. Полученные результаты были проинтерпретированы нами на основе изложенных принципов. Примеры интерпретации приведены на рис. 5-6 (Уткин, 1997а, 1997б, 1998).

Практически по всем точкам измерения (станции 42, 44, 45, 46, 47, 49) наблюдается снижение ОАР (графики на правой стороне рисунков). Эти изменения искажаются короткими выбросами радона, которые связаны, как правило, с форшоками (землетрясениями малого энергетического класса). Заметное уменьшение ОАР начинается приблизительно за 90–100 дней до основного события. В точках, расположенных на значительном удалении от эпицентра (станции 10, 29, 30), наблюдается тенденция увеличения ОАР приблизительно за то же время (90–100 дней).

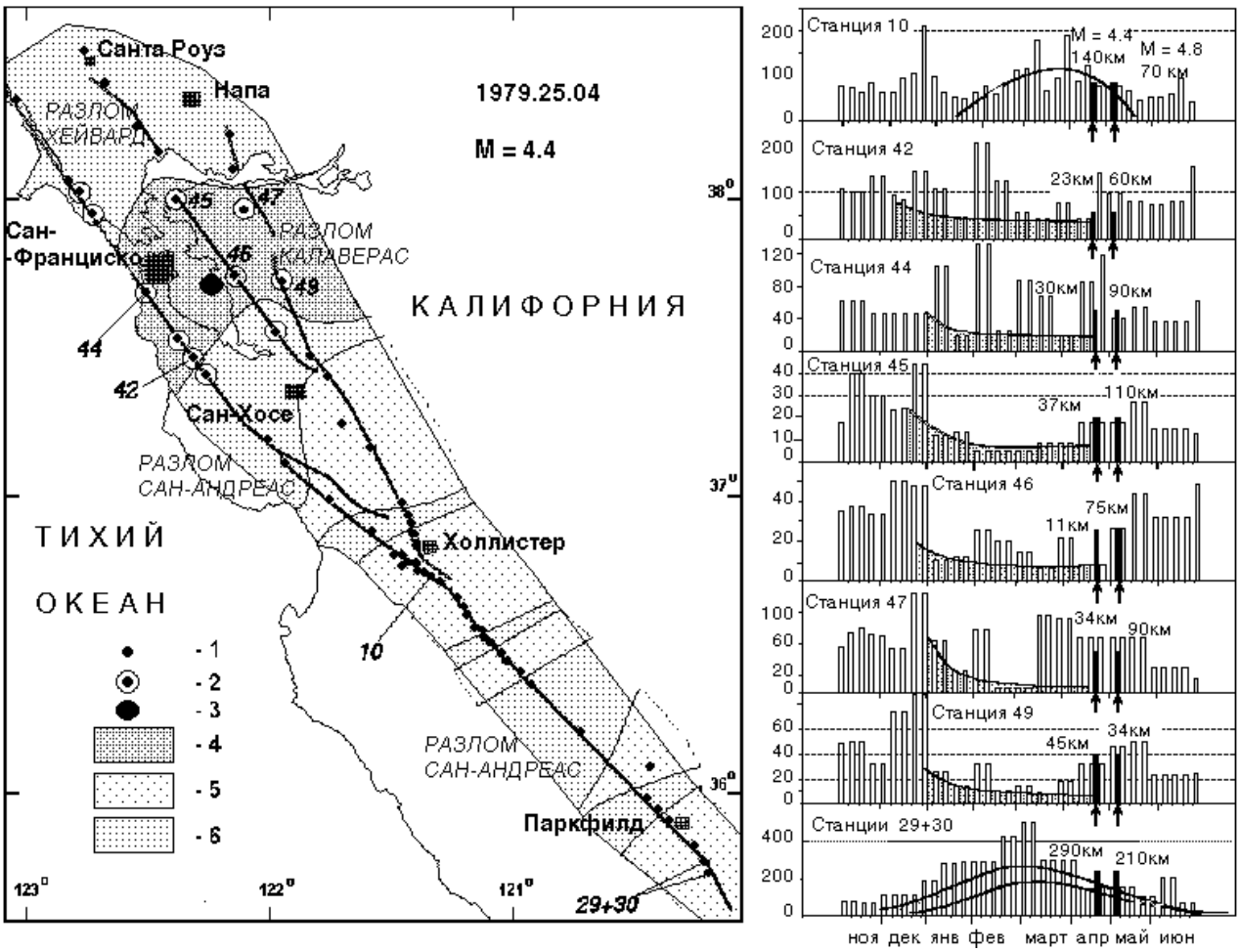


Рис. 5. Поведение радона перед землетрясением с магнитудой 4,4 25 апреля 1979 г.: 1 – расположение точек измерения; 2 – точки, в которых регистрировалось сейсмическое возмущение; 3 – эпицентр события; 4 – зона сжатия (зона уменьшения ОАР); 5 – зона растяжения (зона увеличения ОАР); 6 – нейтральные зоны

Данные поведения радона перед землетрясением 05 августа 1979 года с магнитудой 5,8 представлены на рис. 6.

Из приведенной схемы видно, что во всех точках измерения, расположенных на небольших расстояниях от будущего эпицентра (станции 39, 2, 8, 10, 12, 15), наблюдается значительное уменьшение ОАР – в 3–4 раза. В точках 21 и 34, расположенных на границе двух зон – растяжения и нейтральной, на временных изменениях ОАР не наблюдается закономерных изменений.

На приведенных примерах представлен интересный факт распределения в пространстве зон сжатия и растяжения, которые отражают достаточно сложную тектоническую структуру района и изменения ее напряженно-деформированного состояния.

Методы измерения, особенности аппаратуры и действующие помехи

Как показали данные проведенных измерений, основными помехами в эксперименте являются земные приливы и метеоусловия (Козлова, 2005). Поэтому для снижения уровня этих помех была предложена методика измерений объемной активности радона с откачкой почвенного воздуха из измерительной скважины.

Сопоставление «классической» схемы измерений, которую условно можно назвать «диффузионной», и предлагаемой с откачкой воздуха, которую можно назвать «конвекционной», представлены на рис. 7.

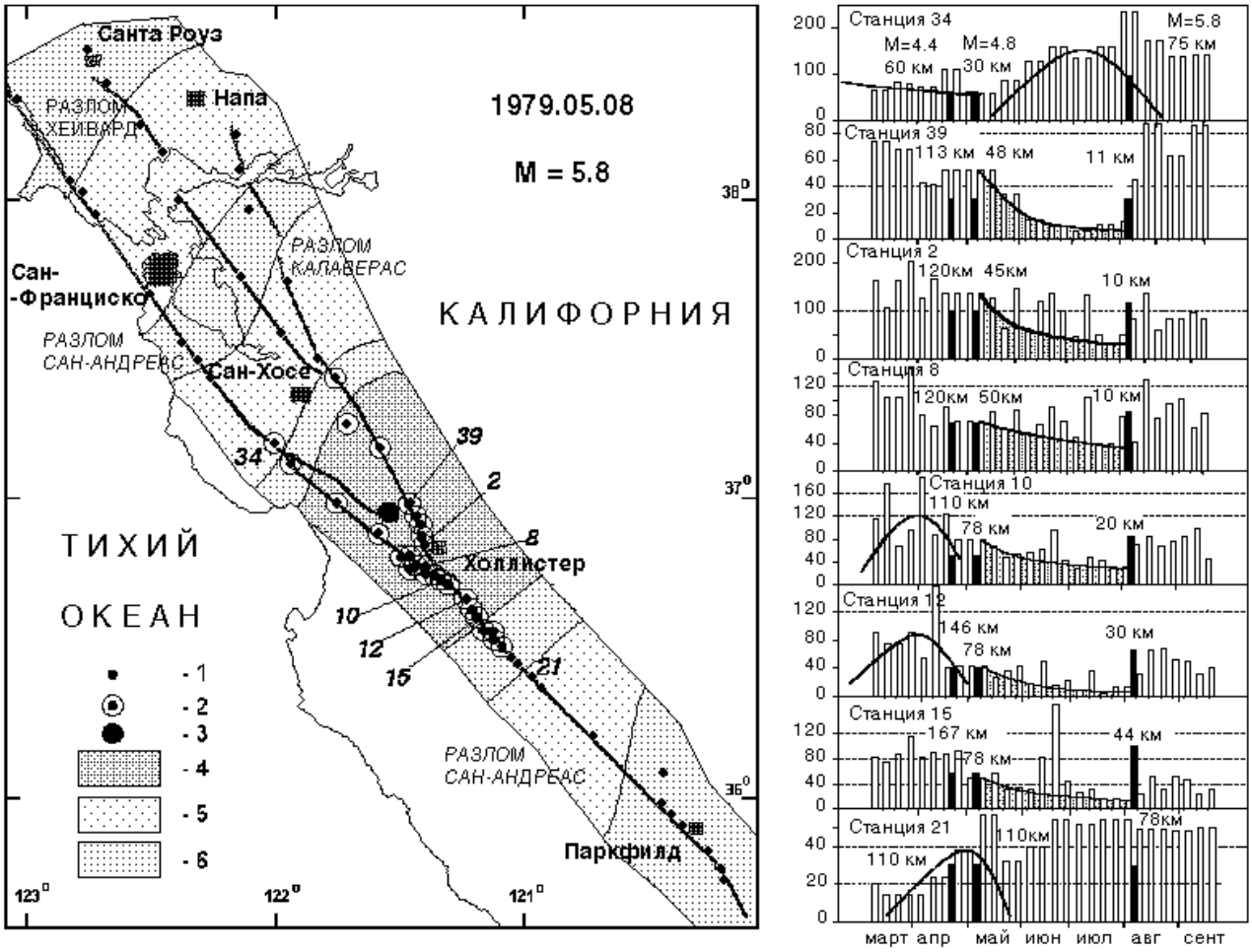


Рис. 6. Поведение радона перед землетрясением с магнитудой 5,8 05 мая 1979 г. Условные обозначения см. рис. 5

При диффузионной технологии регистрации (рис. 7а) радон поступает в обсадную трубу, нижний край которой обычно находится на глубине 0,8–1,0 м, и далее, соответственно, в измерительный прибор. Поэтому поток радона определяется только диффузионными свойствами среды. При таком способе регистрации радиус зоны поступления радона в область измерения ОАР (R) не превышает 0,25 м.

При конвекционном способе измерений насос откачивает из обсадной трубы почвенный воздух, понижая в ней давление до 20-30 мм водяного столба. Откачанный воздух далее поступает в измерительный прибор, который регистрирует ОАР в потоке почвенного воздуха. В образовавшееся разреженное пространство радон поступает уже со значительно большего объема среды. Экспериментальные оценки показывают, что радиус эффективной зоны сбора радона составляет около 0,7 м. Это позволяет увеличить чувствительность детектора почти в три раза. Одновременно снижается зависимость показаний детектора от приливных движений и метеоусловий.

Сопоставление результатов, полученных при различных методах регистрации, показано на рис. 8. На представленных графиках видно, что при диффузионной методике измерений вариации радона, вызванные приливными движениями, достигают 50 % от среднего значения (около 1500 Бк/м^3). Этот эффект достаточно давно известен. Поэтому при точных измерениях ОАР, например для целей санитарии, предлагается делать неоднократно и в различное время суток.

При конвекционной методике измере-

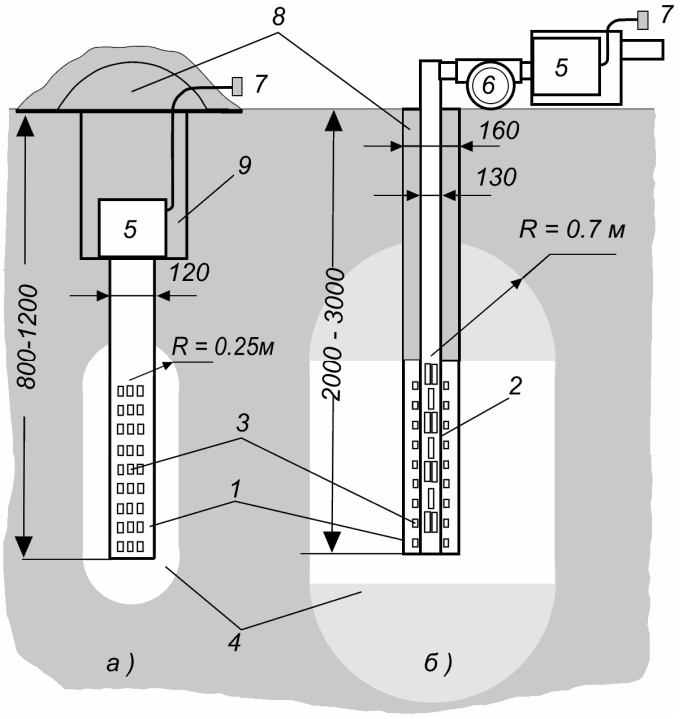


Рис. 7. Сопоставление измерительных схем для регистрации ОАР: а) диффузионная; б) конвекционная; 1 – обсадная труба; 2 – труба откачки воздуха; 3 – перфорационные отверстия; 4 – ориентировочная зона поступления радона; 5 – измерительный прибор (РГА); 6 – насос; 7 – выход на компьютер (RS-232); 8 – глиняный затвор; 9 – зумф

ний приливные вариации ОАР снижаются до 7–10 %. Как следствие этого появляется возможность выделения лунной вариации (25 дней) и, соответственно, тектонического сигнала, связанного с изменением напряженного состояния массива. Поэтому данная методика была положена в основу регистрации ОАР в эксперименте по изучению процессов подготовки тектонического землетрясения на Северном Тянь-Шане.

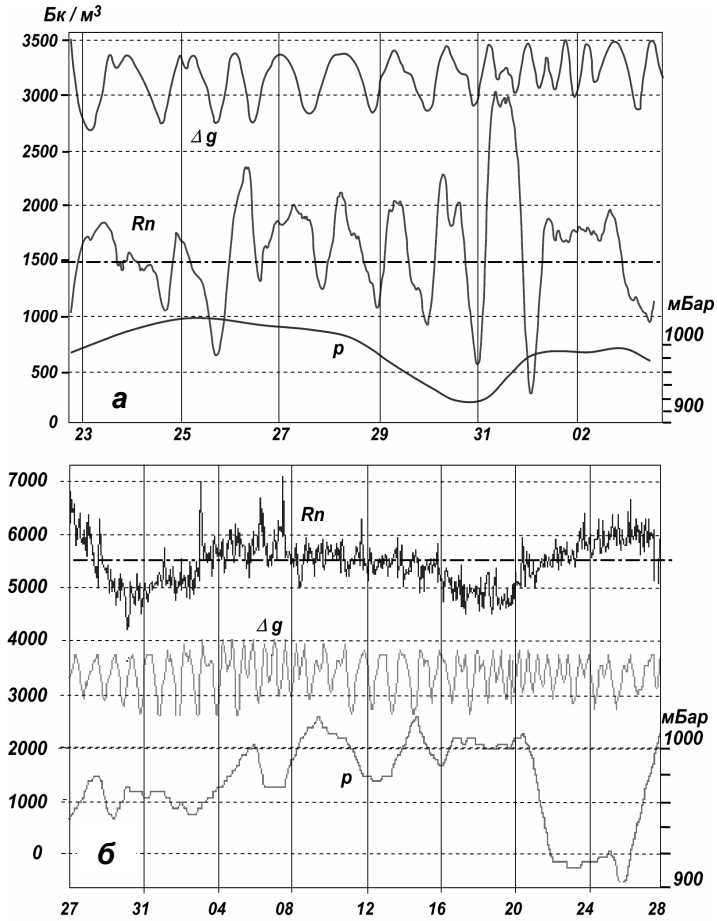


Рис. 8. Вариации ОАР при различных методиках регистрации:
а) диффузионная;
б) конвекционная;
Δg – приливные вариации;
Rn – вариации ОАР;
P – вариации атмосферного давления

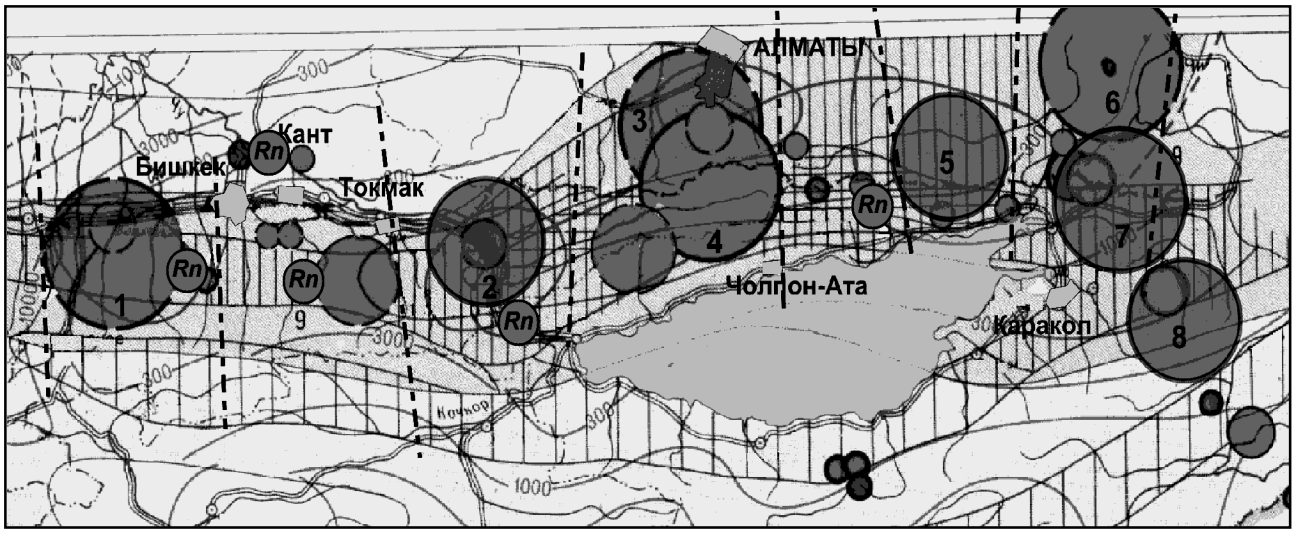


Рис. 9. Обзорная схема крупнейших тектонических землетрясений на Северном Тянь-Шане за последние 120 лет: 1 – Беловодское, M=6,9 (1885); 2 – Кемин-Чуйское, M=6,9 (1938); 3 – Верненское, M=7,3 (1887); 4 – Кеминское, M=8,2 (1911); 5 – Байсорунское, M=6,4 (1990); 6 – Чиликское, M=8,3 (1889); 7 – Заланашское, M= 7,1 (1978); 8 – Сарыкамышское, M=6,8 (1970); расположение основных трансформных разломов – прерывистая линия и мест установки радоновых станций – Rn

Результаты исследований на Северном Тянь-Шане

На рис. 9. представлен район работ с указанием наиболее крупных исторических землетрясений, расположения основных трансформных разломов, разделяющих весь район эксперимента на отдельные блоки (Рогожин, 2004).

Известно, что все землетрясения на Тянь-Шане происходят на «взбросе», то есть при надвиге тектонических пластин под действием сжимающих сил Аравийской и Индостанской плит (Юдахин, 1988). Поэтому гипоцентры практически всех землетрясений находятся в пределах восходящего наклона тектонических плит. Об этом свидетельствует и карта современных движений по данным спутникового позиционирования (GPS), предоставленная в статьях (О качестве…, 2001; Миди, 2001).

Эти данные получены в результате усреднения за достаточно длительный период измерений (1993-1999 гг.), поэтому они отражают, можно сказать, некоторые «вековые» (длительные во времени, а не мгновенные) движения блоков земной коры Тянь-Шаня. Построенные по данным GPS «вековые» смещения земной коры свидетельствуют о весьма сложной геодинамической обстановке на Северном Тянь-Шане (рис. 10). Весьма характерно, что зоны с отрицательными значениями смещений (зоны растяжения) всегда соседствуют с зонами положительного смещения (зонами сжатия), что хорошо известно из работы (Stein, 1994).

На первом этапе на станции-обсерватории Ала-Арча было проведено сопоставление деформаций, зарегистрированных при подготовке землетрясения 4 декабря 2002 г. с магнитудой около 4 деформографом этой станции, с вариациями объемной активности радона в наблюдательной скважине, расположенной непосредственно в пределах территории обсерватории (рис. 11).

Сопоставление синхронных данных по вариациям радона и деформациям массива, полученным в одной и той же точке, представляет несомненный методический интерес в плане подтверждения и обоснования высказанных ранее модельных представлений.

Как видно из представленных на рис. 11 данных, вариации как радона, так и торона в деталях повторяют данные деформографа. Видно, что деформации растяжения

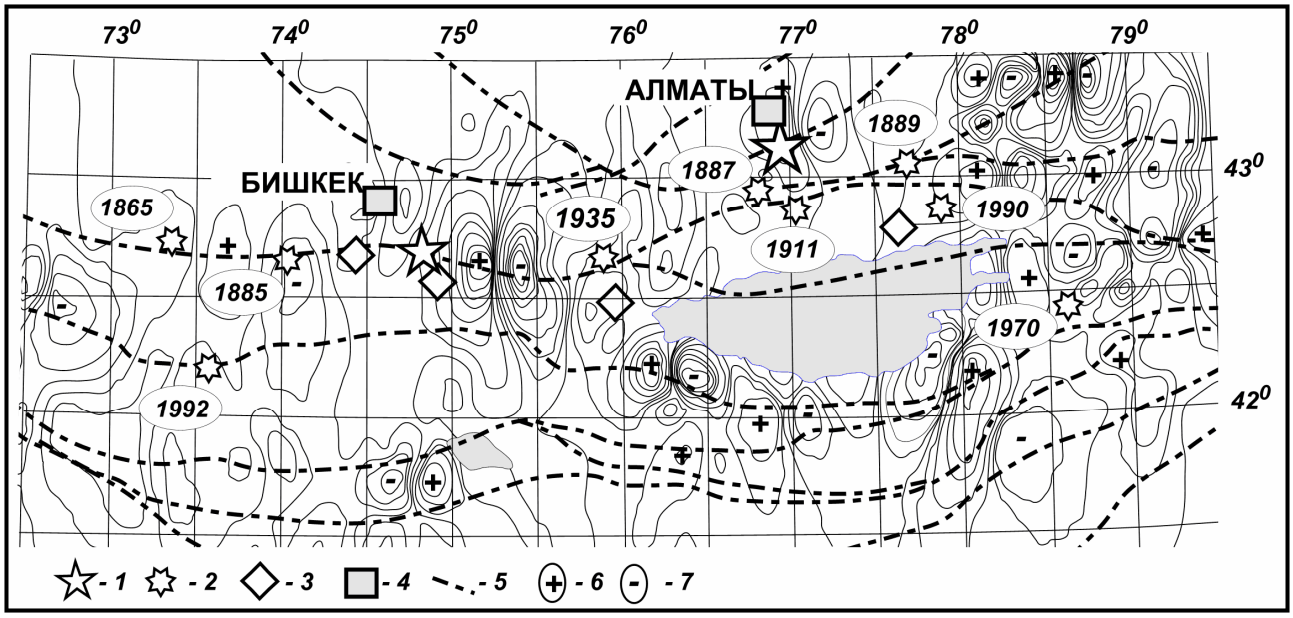


Рис. 10. Схема скоростей смещения относительно казахстанской плиты по В.Д. Брагину): 1 – опорные точки GPS: POL2 и SELE; 2 – крупнейшие сейсмические события за последние 120 лет; 3 – станции радонового мониторинга; 4 – крупные города; 5 – основные разломы; 6 – зоны сжатия; 7 – зоны растяжения

вызывают увеличение величины объемной активности, что соответствует качественно предложенной ранее модели среды (рис. 2). Однако размер вариаций существенно разный. Если деформации составляют величину порядка 10^{-7}, то вариации радона и торона превышают сотни процентов.

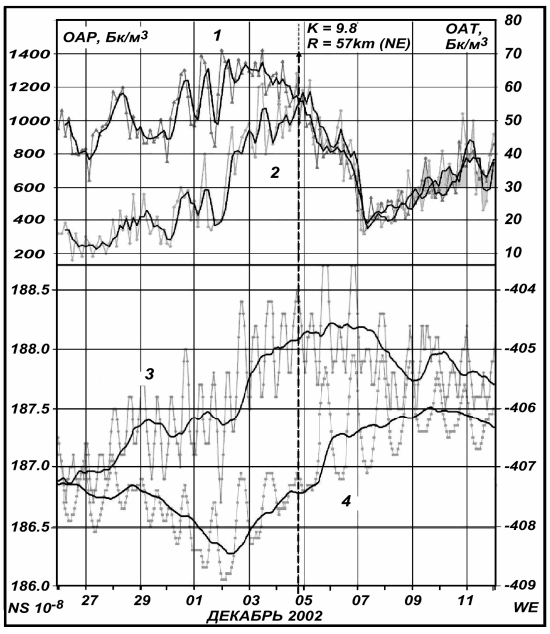


Рис. 11. Сопоставление вариаций ОАР и объемной активности торона с деформациями верхней части земной коры: 1 – вариации ОАР; 2 – вариации объемной активности торона; 3 – деформация в направлении Север-Юг; 4 – деформации в направлении Запад-Восток. Прерывистой линией отмечен момент землетрясения

При детальном рассмотрении данных рис. 11 видно, что сейсмическое событие происходит на спаде концентрации радона во времени, что уже наблюдалось ранее при изучении процесса подготовки горных ударов в глубоких шахтах (рис. 4).

Значимое увеличение концентрации радона по станции Ала-Арча (западное крыло района мониторинга) перед сейсмическим событием началось приблизительно за 90 дней. К началу декабря уровень концентрации радона составил приблизительно два фоновых (1200 по отношению к фоновым 600 Бк/м^3). В это же время наблюдается существенное увеличение деформации растяжения в направлении Север-Юг (NS). Интересно то, что кривая ОАР как бы опережает деформационные изменения в массиве. В то же время кривая объемной активности торона (ОАТ) практически следует за всеми изменения деформационной картины. Это можно объяснить малым временем жизни торона (около 1 минуты). Тектоническое событие произошло спустя 48 часов после достижения максимума концентрации радона и практически при максимальной концентрации торона. Если первый признак (событие после максимума радона)

известен и наблюдался в экспериментах как в глубоких шахтах (Булашевич, 1996а), так и при исследованиях в пределах разлома Сан-Андреас (Уткин, 1998; King Chi-Yu, 1991), то поведение торона требует дополнительных исследований, поскольку его короткое время жизни (время полураспада равно около 1 мин по сравнению с 3,8 дня для радона) позволяет получать более оперативную информацию. Интересно и то, что процессы восстановления деформационной картины и фонового значения концентрации радона происходят практически одновременно, в отличие от начала процесса подготовки сейсмического события.

Все указанные факты дают возможность предложить следующую геодинамическую модель подготовки землетрясения в Северном Тянь-Шане (рис. 12).

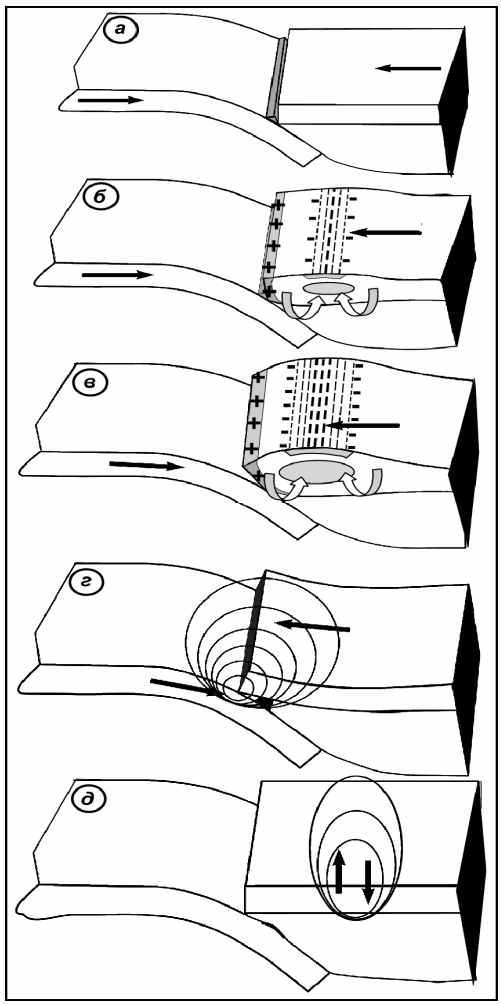


Рис. 12. Модель подготовки тектонического землетрясения для отдельного блока массива в предположении о преобладании процесов упругого сжатия перед процессами разрушения массива

Процесс подготовки начинается с возникновения препятствия для движения в виде либо неоднородности между движущимися навстречу друг другу блоками, либо за счет трения между двигающимися пластинами (рис. 12а). Остановка блока неминуемо приводит к его деформации (рис. 12*б*). При этом в головной части блока ***за счет деформации изгиба*** возникают напряжения сжатия (+), в приповерхностном слое напряжения растяжения (-), а в самом массиве развивается явление дилатансии, сопровождающееся заполнением пор глубинными флюидами. Следствием этого процесса является замедление прохождения упругих волн удаленных землетрясений через среднюю часть блока. При дальнейшем движении (рис. 12*в*) зона дилатансии увеличивается, в зоне сжатия наблюдается закрытие трещин и пор, что отмечается снижением концентраций газов, а в зоне растяжения, наоборот, увеличивается пористость и трещиноватость, что приводит к заметному увеличению газовых потоков. Наконец, упругие силы, накопленные в процессе деформации изгиба, сдвигают блок и происходит резкая разрядка напряжений с генерацией упругой волны (рис. 12*г*). В дальнейшем упругие деформации уменьшаются, и блок переходит в очередное квазиустойчивое состояние (рис. 12*д*).

Если предположить, что наш массив находится в системе движущихся тектонических блоков, то модель можно представить в следующем виде (рис. 13).

При «торможении» одного из блоков в массиве (блок ***А*** на графике рис. 13) он начинает испытывать деформационный процесс, представленный на рис. 12. Причем основное накопление энергии происходит ***за счет деформации изгиба.*** Незаторможенные блоки продолжают движение, генерируя при этом землетрясения малого энергетического класса, которые обычно сейсмологи

Рис. 13. Объемная модель системы подготовки землетрясения при движении блоков под действием тектонических сил: 1 – общее направление движения всей системы блоков; 2 – направление движения отдельного блока; 3 – землетрясения малого энергетического класса; 4 – деформация растяжения, возникающая при остановке блока ***A***

классифицируют как форшоки. В пределах же самого блока ***A*** не происходит заметных сейсмических событий, а происходит накопление упругой энергии, сброс которой в последствии генерирует сейсмическое событие. Аналогичный вывод можно сделать и на основании теоретических исследований, изложенных в статье (Гольдин, 2004).

Наиболее крупным событием за время эксперимента на Северном Тянь-Шане было землетрясение класса К=10,5, зарегистрированное севернее наблюдательной станции «Ананьево» (восточный борт района мониторинга). Это событие, учитывая имеющийся к тому времени опыт мониторинга радона на Северном Тянь-Шане, можно сказать, уже было практически спрогнозировано (рис. 14.).

Начиная с середины сентября 2003 г. уровень фонового значения (2000 Бк/м^3) объемной концентрации радона стал плавно увеличиваться и достиг к началу декабря величины 3500 Бк/м^3. Прошедшая серия удаленных от станции землетрясений не изменила тенденции увеличения ОАР. За резким снижением уровня ОАР 15 декабря сейсмическое событие ожидалось, но не последовало. Вероятно, часть энергии деформации разрядилась в процессе проскальзывания (крипа) тектонических плит. В дальнейшем последовало новое увеличение ОАР и после очередного снижения ОАР (до уровня 3600 Бк/м^3) произошло землетрясение класса 10,5. На восстановление фонового уровня ОАР потребовалось около 72 часов. Поведение торона в данном случае так же своеобразно и требует дальнейших объяснений.

Из представленных данных видно, что на показания радонового мониторинга не

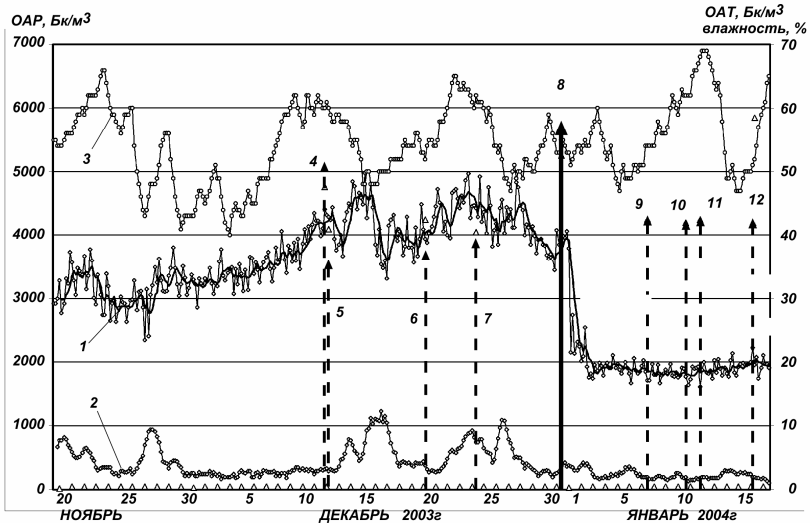


Рис. 14. Поведение объемной активности радона и торона перед событием 31 декабря 2003г: 1 – (ОАР); 2 – (ОАТ); 3 – влажность. Сейсмические события: 4 – К= 9,5; R=303 км (W – в западном направлении); 5 – К=8,2; R=301 км (W); 6 – К=8,5; R=93 км (NE – направление на северо-восток); 7 – К=8,1; R=169 км (WSW); 8 – К=10,5; R=32 км (N); 9 – К=8,5; R=117 км (WNW); 10 – К=8,4; R=8,1 км(S); 11 – К=8,5; R=103 км (W); 12 – К=8,4; R=223 км (W)

оказывают никакого влияния следующие факторы. Во-первых, удаленные землетрясения, связанные с движением других блоков массива, например события 11 декабря на графиках рис. 14. Во-вторых, события малого класса, происходящие в пределах того же блока, что является отражением нелинейности процессов выделения радона из массива при воздействии относительно малых усилий сжатия-растяжения. В-третьих, малые события, радиус воздействия которых относительно мал.

Особый интерес представляют данные, полученные по наблюдательной станции «Боом» (рис. 15), расположенной в массиве осадочных пород, так называемой «вулканической брекчии», которая обладает высокой проницаемостью и малой устойчивостью.

В ближайших окрестностях рассматриваемой зоны было зафиксировано только одно событие 12 сентября 2003 г., которое практически прошло незамеченным в поле радона и торона. Тем не менее, в поле обеих газов наблюдаются характерные скачкообразные изменения объемных активностей. Как видно из графика, этим изменениям предшествуют, как правило, либо серия удаленных землетрясений, либо события большей мощности, произошедшие не очень далеко от наблюдательной скважины. Отмеченный эффект наблюдался ранее при обработке данных эксперимента Геологической службы США (Уткин, 1997б). Этот эффект можно объяснить изменением проницаемости пород осадочного комплекса при воздействии на него упругими колебаниями даже небольшой энергии.

ВЫВОДЫ

1. Результаты эксперимента показали, что в режиме принудительной конвекции вариации концентрации почвенного радона (ОАР) надежно фиксируют процесс подготовки сейсмического события в пределах отдельного блока сейсмогенного массива, в котором располагается наблюдательная скважина.

2. Подготовка сейсмического события в соседнем блоке, отделенном тектоническим

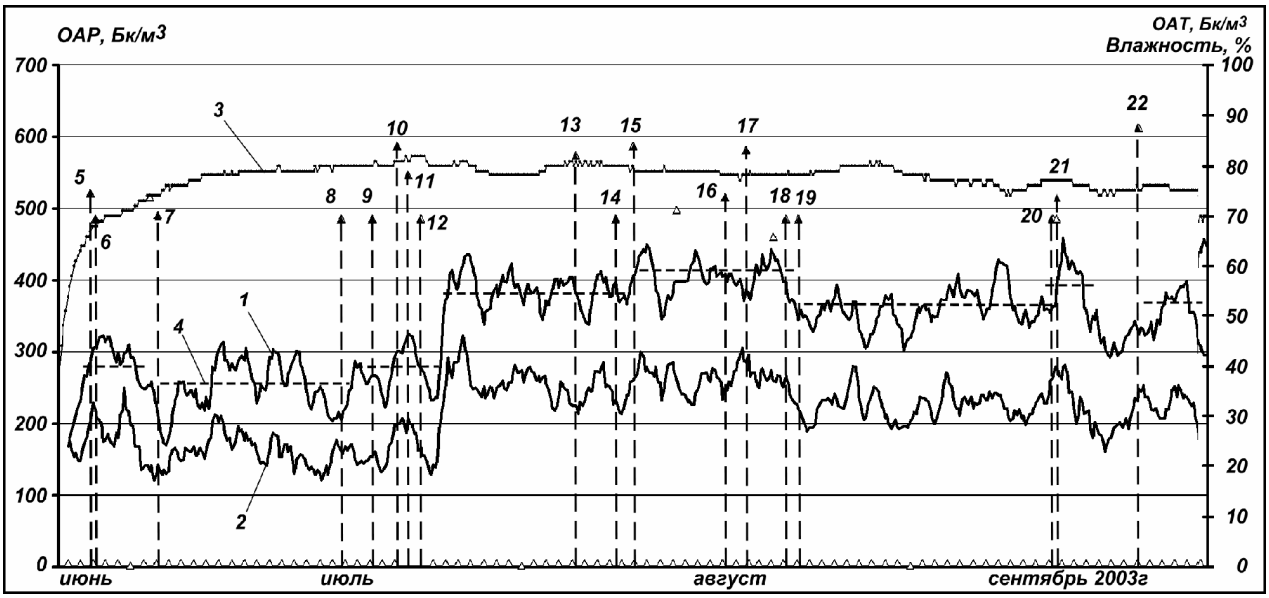


Рис. 15. Поведение объемной активности радона в районе наблюдательной станции «Боом» (осадочный комплекс пород): 1 – (ОАР); 2 – (ОАТ); 3 – влажность; 4 – средние значения ОАР в периоды затишья сейсмической активности. Сейсмические события: 5 – К = 8,7; R = 189 км (ENE); 6 – К = 8,1; R = 241 км (ESE); 7 – К = 8,6; R = 134 км (W); 8 – К = 8,1; R = 102 км (NW); 9 – К=8,1; R = 132 км (NE); 10 – К = 9,8; R = 132 км (NE); 11 – К = 9,1; R = 239 (E); 12 – К = 8,1; R = 150 км (ENE); 13 – К = 9,6; R = 105 км (NWN); 14 – К = 8,1; R = 223 км (E); 15 – К = 9,8; R = 250 км (E); 16 – К = 8,1; R = 97 км (NW); 17 – К = 9,7; R = 144 км (E); 18 – К = 8,1; R = 112 км (ENE); 19 – К = 8,1; R = 178 км (E); 20 – К = 8,1; R = 97 (NW); 21 – К = 8,5; R = 18 км (NE); 22 – К = 10,2; R = 12 км (N)

разрывом от блока, в котором установлена наблюдательная скважина, не отражается в поле радона наблюдательной скважины.

3. Начало значимого увеличения концентрации радона перед сейсмическим событием происходит за 90–100 дней до события, что позволяет оптимистически оценивать перспективы использования пространственно-временного мониторинга радона при контроле процессов подготовки тектонических землетрясений на Северном Тянь-Шане.

4. Поле радона в породах осадочного комплекса существенно зависит от общей сейсмогенной ситуации региона и скачкообразно изменяется при прохождении через массив упругих волн как местных, так и удаленных землетрясений.

5. Выбор точек регистрации объемной активности радона необходимо проводить в пределах достаточно прочных массивов и в зонах наименьшего «векового» движения массивов, определяемого по данным GPS в течение трех-четырех лет.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (проект KR-187-2) и частично Программы 013 Президиума РАН «Изменения окружающей среды и климата. Направление 1: Сейсмические процессы и катастрофы».

Литература

Булашевич Ю.П., Уткин В.И., Юрков А.К. Изменение концентрации радона в связи с горными ударами в глубоких шахтах // Доклады Академии наук, 1996а. Т. 346. № 2. С. 245–248.

Булашевич Ю.П., Уткин В.И., Юрков А.К., Николаев В.В. О возможности предсказания времени проявления горного удара по изменению концентрации радона // Горный журнал, 1996б. № 6. С. 33-37.

Гольдин С.В. Дилатансия, переупаковка и землетрясения // Физика Земли, 2004. №10. С. 37–54.

Козлова И.А., Юрков А.К. Методические вопросы измерения содержания радона-222 в почвенном воздухе при мониторинговых наблюдениях // Уральский геофизический вестник, 2005. № 7. С. 31–34.

Мавлянов Г.А., Уломов В.И. Поиски предвестников землетрясений в Узбекистане. Поиски предвестников землетрясений. Ташкент, 1976. С. 25–38.

Миди Б.Дж., Хагер Б.Х. Современное распределение деформаций в Западном Тянь-Шане по блоковым моделям, основанным на геофизических данных // Геология и геофизика, 2001. Т. 42. № 10. С. 1622–1633.

О качественных связях современных движений с геоэлектрическим разрезом земной коры Центрального Тянь-Шаня и распределением сейсмичности / В.Д. Брагин, В.Ю. Баталев, А.В. Зубович и др. // Геология и геофизика, 2001. Т. 42. № 10 С. 1610–1621.

Рогожин Е.А. Блоковое строение земной коры Северной Евразии // Физика Земли, 2004. № 10. С. 81–95.

Уткин В.И. Пространственно-временной мониторинг радона – основа среднесрочного прогноза землетрясений // Уральский геофизический вестник, 2000. № 1. С. 101–106.

Уткин В.И., Юрков А.К. Радон и проблема тектонических землетрясений // Вулканология и сейсмология, 1997а. № 4. С. 84–92.

Уткин В.И., Юрков А.К. Отражение сейсмических событий в поле эксхаляции радона // Геофизика, 1997б. № 6. С. 50–56.

Уткин В.И., Юрков А.К. Динамика выделения радона из массива горных пород как краткосрочный предвестник землетрясения // Доклады Академии наук, 1998. Т. 358. № 5. С. 675–680.

Юдахин Ф.Н. Геофизические поля и сейсмичность Тянь-Шаня. Фрунзе: НАН Кыргызстана. ФАН, 1988. 324 с.

King Chi-Yu Episodic radon changes in subsurface soil gas along activ faults and possible relation to earthquakes // J. of Geophys. Research, 1980. V. 85. N 6. P. 3065–3078.

King Chi-Yu, Walkingstick C., Basler D. Radon in soil gas along active faults in Central California. Field studies of radon in rocks, soil and water / Gunderson L. and Wanty R. editors // U.S.Geological survey bulletin: 1991. P. 77–133.

Stein, R. S., G. C. P. King, and J. Lin. Stress triggering of the 1994 M=6.7 Northridge, California, earthquake by its predecessors // Science, 1994. 265. P. 1432–

ТРИТИЙ В ВОДЕ КОЛОДЦЕВ И СКВАЖИН РАЙОНА ПРОИЗВОДСТВЕННОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ «МАЯК»

Чеботина М.Я., Николин О.А. **–** Институт экологии растений и животных УрО РАН, Екатеринбург
Смагин А.И., Мурашова Е.К. – ФГУП ПО «Маяк», г. Озерск
Рыбаков Е.Н. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В работе приводятся данные о современных уровнях концентраций трития в воде колодцев и скважин в районе ПО «Маяк» в радиусе 45 км от предприятия. Установлено, что повышенные концентрации радионуклида приурочены к территории, примыкающей с севера к ПО «Маяк», где располагается серия водоемов-отстойников, а также с южной стороны от г. Снежинска. Выявлена достоверная связь между концентрацией трития в воде и глубиной водного источника. Поскольку содержание радионуклида с глубиной залегания воды возрастает, высказано предположение о возможности загрязнения тритием воды колодцев и скважин за счет подземного источника.

TRITIUM IN THE WELLS WATER IN THE AREA OF THE ENTERPRISE «MAYAK»

Chebotina M.Ya., Nicolin O.A. – Institute of Plant and Animal Ecology UB of RAS, Ykaterinburg
Smagin A.I., Murashova E.K. – «Mayak», Ozersk
Rybakov E.N. – Institute of Geophysics UB of RAS, Ykaterinburg

Abstract. The paper reports of the tritium modern concentration levels in the well water in the 45-km area around the enterprise « Mayak». Increased concentrations were found in the north, where a series of settling reservoirs was located, and southwards of the town of Snezhinsk. A significant correlation was revealed between the levels of tritium in the water and the depth of the water source. As the content of radionuclides increases with water depth, we suppose that well water is contaminated by subsurface

Известно, что в организм человека тритий поступает в основном с водой. Согласно литературным данным, современные уровни содержания трития в питьевой воде разных территорий нашей страны, в том числе и Уральского региона, находятся в пределах уровня техногенного фона (5 Бк/л) или немного выше, в зависимости от наличия или отсутствия поблизости функционирующих предприятий ядерно-топливного цикла. Краткую информацию по этому вопросу можно найти в работах [1-4, 6, 7].

Настоящее исследование посвящено изучению уровней содержания трития в воде подземных источников (скважинах и колодцах), используемых населением района ПО «Маяк» для питьевых целей. Исследуемая территория охватывает населенные пункты, расположенные в радиусе примерно 45 км от предприятия. Отбор проб воды производили в летне-осеннее время 2005–2006 гг.

Методика исследований

Воду отбирали в стеклянные бутылки, которые плотно закрывали пробками и транспортировали в Отдел континентальной радиоэкологии Института экологии растений и животных УрО РАН (г. Заречный). В процессе анализа воду фильтровали через бумажный фильтр, дистиллировали и хранили в холодильнике.

Для количественного определения трития в пробах воды проводили предварительное обогащение методом одноступенчатого электролиза [8]. Метод основан на значительной разнице в скорости выделения легкого (протия) и тяжелых (дейтерия и трития) изотопов водорода при разрядке ионов на катоде в ходе электролитического разложения воды. Обогащение производили с помощью специально сконструированной электролитической установки. Детальная информация о ее устройстве, методике работы и расчетах концентраций трития приведена в монографии [7].

Результаты исследований

На рис. 1(цветная вкладка) приведены данные содержания трития в воде 45 исследованных питьевых источников (17 колодцев и 28 скважин) с различной глубиной залегания воды, которая варьировала от 1 до 40 м.

Концентрации радионуклида в воде колодцев в период исследований изменялись от уровня техногенного фона до 24 Бк/л при среднем значении 18 Бк/л. Околофоновые значения отмечены в п. Тайгинка, Маук, Аракуль, Башакуль. Немного повышенные по сравнению со всей совокупностью данных концентрации трития регистрировались в некоторых колодцах п. Касли (21–24 Бк/л), Худайбердинска (14–18 Бк/л), М. Куяша (16 Бк/л), Аргаяша (15 Бк/л).

Содержание исследуемого радионуклида в воде скважин изменялось от уровня техногенного фона до 79 Бк/л. Наиболее низкие значения отмечались в скважинах п.п. Вишневогорск (3–5 Бк/л), Маук (4 Бк/л), Рудник (6 Бк/л), Сосновый мыс (7 Бк/л), Пионерлагерь (6 Бк/л), Башакуль (2 Бк/л), а наиболее высокие – в скважинах фермерского хозяйства, расположенного по дороге Озерск – Касли (32–79 Бк/л), на базе отдыха «Дельфин» в п. Б. Куяш (76 Бк/л), в п. Метлино (78 Бк/л). Средняя концентрация радионуклида в воде скважин по совокупности всех проб составила 29 Бк/л.

Поскольку колодцы и скважины имеют различную глубину, представляло интерес исследовать, не связано ли содержание трития в указанных источниках с глубиной залегания воды. Для этой цели на рис. 2 нанесены показатели концентраций трития в воде и глубины обследованных колодцев и скважин. Заметим, что глубину скважин мы оценивали согласно информации, полученной от их владельцев, поэтому в этой оценке возможны неточности. Тем не менее, статистическая обработка данных по весьма строгому методу Спирмена [9] позволила выявить достоверную связь между концентрацией трития в воде и глубиной водного источника (табл. 1). Хотя колодцы и скважины представляют собой две разные выборки, они связаны между собой одним преобладающим источником, питающим их воду тритием. Так как содержание радионуклида в них с глубиной возрастает, можно предполагать, что одним из путей загрязнения тритием колодцев и скважин является поступление радионуклида из подземных вод. Это вполне увязывается с полученными выше данными, из которых следует, что концентрация трития в воде скважин (28,7 Бк/л) в среднем в 1,6 раза выше, чем в воде колодцев (17,6 Бк/л).

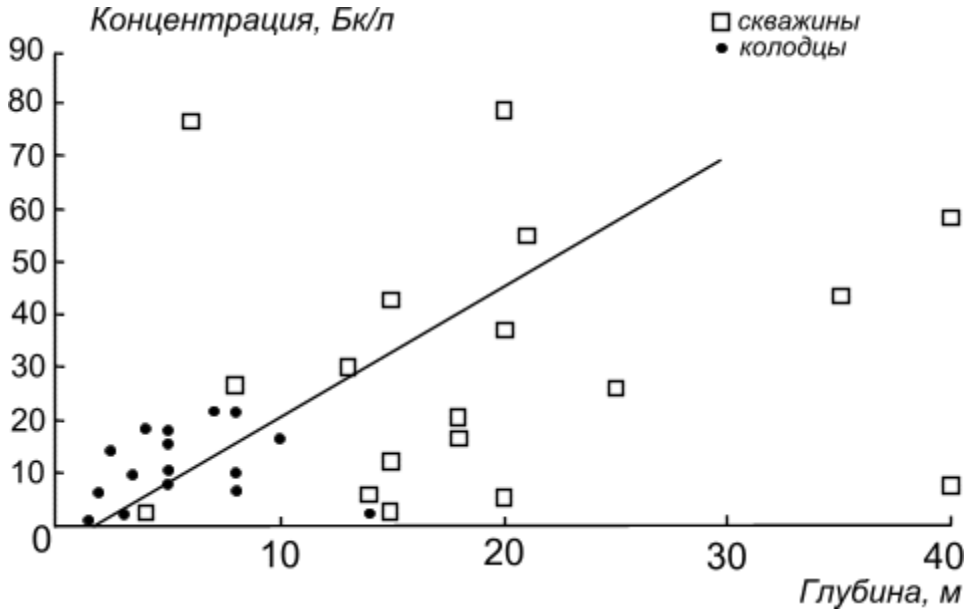


Рис. 2. Корреляция между содержанием трития в воде колодцев и скважин и их глубиной

Таблица 1. Однофакторный дисперсионный анализ содержания трития в колодцах и скважинах района ПО «Маяк»

Источник изменчивости	Сумма квадратов	Число степеней свободы	Средний квадрат	F	Уровень значимости (p)
Между группами	6515,05	1	6515,05	30,75	5,561E-07
Внутри групп	13983,8	66	211,875		
Общая	20498,8	67			

Коэффициент ранговой корреляции Спирмена r = 0,451 (p = 0,0074).

В заключение следует отметить, что примерно 70 % проанализированных проб воды колодцев и скважин в районе Производственного объединения «Маяк» по содержанию трития превышает уровень техногенного фона. Во всех пробах воды содержание трития более чем на два порядка величин ниже уровня вмешательства, согласно принятым нормативам [5].

Литература

1. *Болсуновский А.Я., Бондарева Л.Г.* Тритий в водоемах бассейна реки Енисей в зоне влияния горно-химического комбината Минатома РФ // Экология, 2005. № 1. С. 59–64.
2. *Гудков Д.И.* Динамика содержания трития в пойменных водоемах р. Припять и пруде-охладителе Чернобыльской АЭС // Радиационная биология. Радиоэкология, 1999, т. 39. № 6. С. 605–608.
3. *Дельвин Н.Н., Иванов А.Б., Крылов В.А., Носов А.В.* Изучение содержания трития в водных объектах и приземной атмосфере в районе Калининской АЭС // Экология регионов атомных станций. М., 1996. С. 264–274.
4. *Егоров Ю.А.* Еще раз о тритии, образующемся при работе АС, и его перенос в окружающей АЭС среде // Экология регионов атомных станций, М., 1996. С. 237–251.
5. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99). Гигиенические нормативы ГН 2.6.1.758-99. М.: Госкомсанэпиднадзор РФ, 1999. 116 с.
6. *Носов А.В., Мартынова А.М., Шабанов В.Ф. и др.* Исследование выноса трития водотоками с территории Красноярского ГХК // Атомная энергия, т. 90. Вып. 1, 2001. С. 80.
7. *Чеботина М.Я., Николин О.А.* Радиоэкологические исследования трития в Уральском регионе. Екатеринбург, 2005. 90 с.
8. *Чиркова В.Г.* О методах концентрирования при измерении трития в природных водах // Труды Института экспериментальной метеорологии, 1947. Вып. 3 (42). С. 105.
9. Пакет прикладных программ Statistica 5.5 (компьютерная версия).

ОСОБЕННОСТИ НАКОПЛЕНИЯ РАДИОУГЛЕРОДА В КОМПОНЕНТАХ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

Чеботина М.Я., Пономарева Р.П. – Институт экологии растений и животных УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. В работе приводятся результаты собственных экспериментальных исследований и данных других авторов о накоплении ^{14}C наземными растениями и пресноводными гидробионтами, поступлении его с рационом в организм животных и человека, а также о распределении этого радионуклида в компонентах окружающей среды в районах размещения предприятий ЯТЦ.

PECULIARITIES OF RADIOCARBON ACCUMULATION IN ENVIRONMENTAL COMPONENTS

Chebotina M.Ja., Ponomareva R.P. – Institute of Plant and Animal Ecology UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. The authors report on the results of their experiments and those obtained by other authors on the accumulation of ^{14}C in aboveground plants and freshwater hydrobionts, its entry with diet into animal and human organisms, its distribution in environmental components in the regions of nuclear power enterprises.

Углерод-14 (^{14}C) – долгоживущий изотоп с периодом полураспада 5730 лет. В природных условиях он образуется в верхних слоях атмосферы под воздействием космического излучения. Радиоуглерод техногенного происхождения поступает в атмосферу при испытаниях ядерного оружия («бомбовый углерод») и при работе предприятий ядерно-топливного цикла. Расчетные данные и прогноз их содержания в биосфере Земли относительно уровня естественного фона приведен на рис. 1.

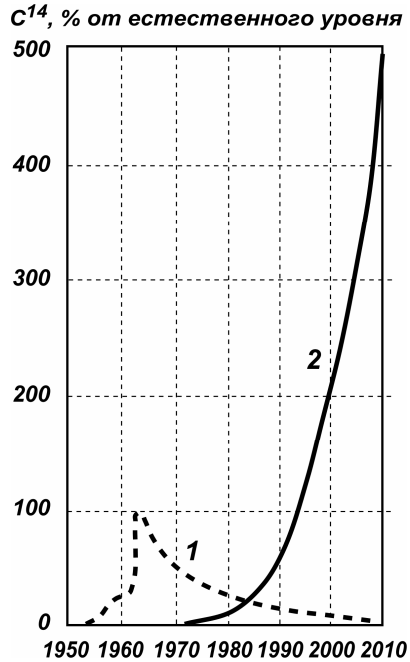


Рис. 1. Изменение содержания радиоуглерода бомбового (1) и реакторного (2) происхождения в биосфере Земли относительно уровня естественного фона [18]

В период испытаний ядерного оружия надфоновые концентрации углерода-14 обнаруживались не только в тропосфере, но и в организме людей (Грейб, цит. по [17]). В настоящее время основной вклад в загрязнение атмосферы техногенным радиоуглеродом вносят заводы по регенерации отработанных ТВЭЛов. Углерод-14 поступает в атмосферный воздух в форме $^{14}CO_2$ (70-95 %), ^{14}CO (25-30 %) и углеводородов (0–25 %). Кроме того, он попадает в природную среду также с жидкими стоками в виде карбонатов и ионов угольной кислоты. Считается, что от современных предприятий атомной промышленности в атмосферу поступает 0,01–1 ТБк ^{14}C в сутки [1, 3–10].

В экосистемах Земли углерод-14 включается в те же процессы, что и его стабильный аналог – углерод-12. Последний является одним из наиболее широко распространенных элементов в биосфере Земли и входит в структурную основу практически всех организмов на планете.

Радиоуглерод в растениях

Растения поглощают углерод из углекислого газа атмосферы. Ежегодно в процессах фотосинтеза они связывают от 6 до 7 % углекислого газа атмосферы Земли и поверхностных вод озер, морей, океанов.

Около 2/3 ассимилированного углерода используется растениями на создание биомассы, 1/3 – на дыхание и 1/1000 выбывает из круговорота в результате процессов торфо- и гумусообразования. Для создания биомассы радиоуглерод поглощается растениями из воздуха (62–81 % в результате фотосинтеза и ~ 9 % за счет гетеротрофной темновой фиксации) и из почвы через корневую систему (от 9 до 29 %) [17].

Газообмен между клетками листа растений и воздухом происходит в результате диффузии CO_2 через открытые устьица. В природных условиях растения способны связывать до 80 мг CO_2 на 1 дм^2 листовой поверхности в течение одного часа. Особенно высокой интенсивностью фотосинтеза обладают синезеленые водоросли, кукуруза, некоторые виды проса и многие злостные сорняки (500 видов растений из 13 семейств). Последние способны усваивать до 30 раз больше CO_2 , чем такие растения, как мхи, лишайники, водоросли и в 2 раза больше, чем большинство сельскохозяйственных растений. Очень слабая продуктивность отмечена у планктонных и укорененных водорослей. Частично это объясняется плохим снабжением их углекислотой. Хотя пресная вода содержит примерно в 160 раз больше углекислоты, чем воздух, в воде CO_2 передвигается к листьям примерно в 10^4 раз более медленно, чем в воздухе.

Травянистые растения, при прочих равных условиях, поглощают CO_2 вдвое более интенсивно, чем лиственные деревья и в 5 раз интенсивнее, чем хвойные. У одного и того же растения молодые органы дышат более интенсивно, чем заканчивающие свой рост [4]. В молодом возрасте растения используют избыток ассимилянтов на формирование ассимиляционного потенциала (площади листовой поверхности), а с переходом к процессам плодоношения – на формирование генеративных и запасающих органов. В полевых условиях установлено, что в возрасте от 15 до 30 суток в листьях растений бобов, пшеницы, картофеля после часовой экспозиции их в атмосфере $^{14}CO_2$ остается от 40 до 60 % фотоассимилянтов, а в возрасте 60–70 суток – 10–30 %; остальной радиоуглерод поступает в запасающие органы.

Суточный баланс углерода будет положительным в том случае, если в течение дня обеспечивается благоприятное для фотосинтеза сочетание экологических факторов (свет, температура, влага, условия минерального питания). Прирост органического вещества (или чистая продукция фотосинтеза) зависит также от фазы развития растений и неодинакова по величине в течение периода вегетации.

Установлено, что интенсивность газообмена посевов различных сельскохозяйственных культур на площади 1 га различается на порядок величин в зависимости от вида этих культур (пшеница > картофель > бобы) и происходит в них более интенсивно, чем в лиственном лесу.

Начальным звеном – поставщиком радиоуглерода в компонены природной среды, являются выбросы локального источника в атмосферный воздух. Рассчитано, что в условиях лесостепной зоны на площади 100 км^2 при интенсивности выброса радиоуглерода 37 ГБк/сут и высоте трубы 100 м растительностью ассимилируется ~ 3 % газового выброса ^{14}C.

Для того чтобы исследовать поведение радиоуглерода в системе атмосферный воздух – растение – почва в различных растительных сообществах обычно применяют ^{14}C как метку. При этом $^{14}CO_2$ вводят в камеры, устанавливаемые на посевах сельскохозяйственных культур и в естественных угодьях. Эти опыты важны в том плане, что естественные травы являются одним из основных передаточных звеньев радионуклида от животных к человеку, а овощные и зерновые культуры являются растительными компонентами рациона человека. Во время нахождения растений в камере до 98 % от содержащегося там радионуклида в виде $^{14}CO_2$ поглощается растениями. Для характеристики уровней накопления радиоуглерода в различных органах и тканях растений по сравнению с содержанием его стабильного аналога используют величину удельной активности

углерода – УАУ (Бк ^{14}C / г ^{12}C). Показано, что уже через 2 часа после начала экспозиции растений в атмосфере $^{14}CO_2$ наступает состояние, близкое к равновесию. При этом концентрация радиоуглерода в воздухе и растениях стабилизируется, но выравнивания значений удельной активности в различных органах не происходит. Эти различия в значениях УАУ для разных органов растений после 5-суточной экспозиции их в атмосфере $^{14}CO_2$ достигали порядка величин, например, для листьев вейника величина УАУ составила $0{,}9 \cdot 10^4$ Бк на г С, а для стебля этого растения – в 9–10 раз больше. При этом в листьях разных видов растений значения УАУ различались в 15 раз, а в пределах одного вида – в 2,5 раза (табл. 1).

Поступление ^{14}C в растения после экспозиции их в атмосфере $^{14}CO_2$ зависит от водного режима почвы. Например, у растений семейства злаковых суходольного луга удельная активность углерода в 1,5–2 раза ниже, а у семейства бобовых, розоцветных и гераниевых – во столько же раз выше, чем у соответствующих растений суходольного луга (табл. 2). Таким образом, растения суходольного луга, где до 70 % составляет разнотравье, более интенсивно ассимилируют углекислоту, чем растения низинного луга.

После прекращения подачи радиоуглерода растениям этот изотоп в течение 5–8 суток интенсивно выделяется в воздух, поэтому его содержание в растениях снижается, а в окружающем травостое возрастет. Увеличивается также его содержание в почве на экспериментальных участках, что очевидно объясняется фиксацией радионуклида из воздуха микроорганизмами-автотрофами, выделением его в почву корнями растений и минерализацией органических остатков. Поступивший в почву радоуглерод активно включается в биологический круговорот. На второй год после введения в растения он обнаруживается в корнях и надземной массе разнотравья, появившегося в новом вегетационном сезоне. При этом прослеживается существенная (в радиусе до 150-200 м) миграция радионуклида от места первичного загрязнения.

Таблица 1. Удельная активность углерода-14 в различный органах дикорастущих растений после экспозиции их в камере с радиоуглеродом

Вид (семейство)	Удельная активность, $n \cdot 10^4$ Бк ^{14}C / г ^{12}C			
	Листья	Стебли	Цветы	Семена
Вейник незаметный (злаковые)	0,9	8,4	-	-
Лисохвост вздутый (злаковые)	1,00	-	-	-
Василистник простой (лютиковые)	1,10	1,16	1,10	1,06
Тигунец сомнительный (зонтичные)	1,10	-	-	-
Рогоз узколистный (рогозовые)	1,2	-	-	-
Герань лесная (гераниевые)	1,7	8,00	6,10	-
Лапчатка прямостоячая (розоцветные)	2,86	-	-	-
Осока дернистая (осоковые)	3,20	-	-	-
Будра ягощевидная	4,8			
Пырей ползучий (злаковые)	5,00			
Осот полевой (сложноцветные)	6,40	4,66	-	-
Чина луговая (бобовые)	6,90	7,10	-	5,00
Подмаренник северный (мареновые)	7,40	2,00	-	-
Вика мышиный горошек (бобовые)	12,00	9,80	2,40	3,00
Лапчатка гусиная лапка (розоцветные)	14,00	14,00	-	-

Таблица 2. Удельная активность углерода-14 в растениях низинного и суходольного луга после их экспозиции в камере с радиоуглеродом, $n \cdot 10^4$ Бк ^{14}C / г ^{12}C

Вид растений	Тип луга	
	низинный	суходольный
Вика мышиный горошек	6,2	14,5
Подмаренник северный	7,4	13,0
Осот полевой	6,4	9,6
Лапчатка прямостоячая	2,8	8,0
Герань лесная	1,7	6,0
Мятлик узколистный	6,0	2,6
Пырей ползучий	5,2	1,8

Исследования показали, что в растительных компонентах рациона сельскохозяйственных животных, таких как сено, посыпка (зерно пшеницы, ячменя, кукурузы) происходит концентрирование ^{14}C по сравнению с содержанием его в воздухе. Об этом свидетельствуют данные табл. 3, где приведены коэффициенты концентрирования этого радионуклида в компонентах растений относительно воздуха через 5 месяцев после однократной экспозиции их в атмосфере радиоуглерода. Видно, что для разных видов сельскохозяйственной продукции эти коэффициенты варьируют в пределах 1600–8000 единиц.

Поступление радиоуглерода с рационом к человеку в условиях действия постоянного источника выброса

Поступление ^{14}C к человеку в условиях постоянного поступления в окружающую среду от предприятий ядерно-топливного цикла рассчитано для жителей г. Озерска, расположенного в районе ПО «Маяк». При расчетах к основным компонентам рациона были отнесены хлебопродукты, молочные продукты, картофель, мясо [3]. При этом сделано допущение, что все продукты – местного производства, хотя на самом деле определенная часть продуктов поступает из других регионов страны, например, хлебопродукты. Из табл. 4 видно, что концентрация ^{14}C в разных продуктах питания изменяется в пределах от 81 до 950 Бк/кг, а в воде она составляет всего 0,3 Бк/л. Среди указанных выше продуктов питания больше всего радиоуглерода содержится в зерне пшеницы (950 Бк/кг).

Поступление ^{14}C с рационом к человеку происходит в основном за счет употребления хлеба (152 кБк/год), что составляет примерно 75 % от всего рациона. Для детей поступление ^{14}C с хлебом также преобладает (~ 50 %) за счет высокого содержа-

Таблица 3. Коэффициенты концентрирования (*) радиоуглерода в продуктах рациона животных относительно воздуха

Звено	Коэффициент накопления, Бк/кг продукта / Бк/кг воздуха
Воздух-зеленая масса растений (естественные травы)	930
Воздух-клубни картофеля	1580
Воздух-корнеплод свеклы	1440
Воздух-зерно пшеницы	8000

* Здесь и в дальнейшем результаты по углероду приводятся в расчете на сырую массу продукции

Таблица 4. Концентрация радиоуглерода в продуктах рациона и приземном слое воздуха

Компонент рациона	Единицы измерения	Концентрация
Мясо	Бк/кг	155
Молоко	Бк/л	81
Творог	Бк/кг	114
Рыба (сырок, окунь)	"	146
Зерно пшеницы	"	950
Картофель	"	189
Зеленая масса естественных трав	"	110
Вода	Бк/ л	0,3
Воздух	Бк/л Бк/кг	$2 \cdot 10^{-4}$ $1,5 \cdot 10^{-2}$

ния радиоуглерода в зерне, однако поскольку их рацион состоит преимущественно из молочных продуктов, значительная часть радиоуглерода (~ 20 %) поступает с этими продуктами (табл. 5).

Поступление радиоуглерода к человеку регламентируется нормами радиационной безопасности. Согласно НРБ-99 [14], эта величина составляет $6,3 \cdot 10^5$ Бк/год. Для жителей г. Озерска она составляет примерно 32 % от принятого норматива. Если учесть, что определенная часть продуктов – не местного производства, эта величина будет ниже.

Аналогичные значения величины годового поступления радиоуглерода в организм человека получены [22], для территории, расположенной вблизи радиохимического завода, работающего без очистки воздушных выбросов предприятия от ^{14}C (от $1,5 \cdot 10^5$ до $2,4 \cdot 10^5$ Бк/год).

Концентрация ^{14}C в приземном слое воздуха района расположения ПО «Маяк» в 1981 г. составляла $2 \cdot 10^{-4}$ Бк/л или $1,5 \cdot 10^{-2}$ Бк/кг, что равно ~ 4 % от допустимой концентрации радионуклида согласно принятому нормативу [13].

Таблица 5. Поступление радиоуглерода с рационом к человеку в условиях действия локального источника выброса

Продукты	Взрослые		Дети до 10 лет	
	Потребление, кг	Поступление, $n \cdot 10^3$ кБк/год	Потребление, кг	Поступление, $n \cdot 10^3$ кБк/год
Хлебопродукты	160	152,0	48	45,6
Молочные продукты	120	10,8	215	20,1
Картофель	135	24,5	55	10,4
Овощи	69	4,7	36	2,5
Мясо	39	10,7	36	5,6
Вода	584	0,2	-	-
Итого	523	202,9	389	84,2

Индикация загрязнения радиоуглеродом природной среды в районах расположения предприятий ЯТЦ

А). Наземные экосистемы. При систематическом поступлении повышенных концентраций радиоуглерода в воздушную среду он накапливается в растениях в концентрациях, превышающих уровень естественного фона (0,23 Бк ^{14}C / г ^{12}C). Например, исследования содержания ^{14}C в годовых кольцах березы на расстоянии 4 км от Северского химического комбината с 1937 по 1984 гг. показало, что на первом этапе исследований содержание радионуклида в растениях находилось на уровне естественного фона, а затем повысилось за счет взрывов ядерных устройств и газовых выбросов предприятия [15]:

Годы	Удельная активность углерода, Бк ^{14}C / г ^{12}C
1937-1943	0,24
1944-1950	0,54
1951-1956	0,43
1957-1964	0,36
1965-1971	0,45
1972-1978	0,50
1979-1984	0,60

В этом же районе содержание радиоуглерода в кольцах сосны в период с 1949 по 1952 гг. было близко к уровню естественного фона, а с середины 50-х годов оно возросло примерно на 75 %. По данным ряда авторов относительное содержание радиоуглерода в растительности на расстоянии 5 км от предприятия было в 2,2 раза выше, чем на расстоянии 250 км [10,15].

Исследование удельной активности радиоуглерода в воздухе и растениях в северно-западном направлении от ПО «Маяк» проводили дважды – в 1965 и 1982 г

Как видно из табл. 6 в 1965 г. УАУ в указанных компонентах природной среды зависела от расстояния до предприятия. С увеличением расстояния от 3 до 17 км она снижалась в 3–4 раза. В 1982 г. показатели удельной активности углерода в воздухе и растениях выровнялись в пределах указанной территории. Можно предположить, что в условиях постоянного поступления радионуклида происходит передвижение его фронта от предприятия и включение в растения на относительно более удаленных территориях, при этом устанавливается состояние, близкое к равновесному. Видно, что загрязнение растений и воздушной среды радионуклидом в районе ПО «Маяк» в несколько (2–10) раз превышает уровень глобального фона.

Б). Водные экосистемы. Исследования, проводившиеся на водоемах в районе ПО «Маяк» и водоеме-охладителе Чернобыльской АЭС после аварии, показали, что различные виды гидробионтов накапливают этот радионуклид, как и многие другие радионуклиды, в концентрациях, на порядки величин превышающих его содержание в воде. Коэффициенты накопления зависят от вида гидробионта и варьируют на обследуемых водоемах от 500 до 20000 единиц (табл. 7).

Радиоуглерод в организме животных

Животноводческая продукция является одним из основных звеньев при поступлении ^{14}C по пищевой цепи к человеку. В организм животных радиоуглерод поступает

Таблица 6. Удельная активность углерода в воздухе и растениях на разном расстоянии от источника выброса (в числителе – средненедельные значения УАУ за июль-август месяцы; в знаменателе – минимальные и максимальные значения УАУ за этот же период при средненедельном отборе проб), Бк ^{14}C / г ^{12}C

Расстояние, км	1965 [11]		1982	
	Воздух	Растения	Воздух	Растения
3-4	1,79 0,55-2,30	1,41 0,55-2,50	1,18 0,60-2,10	1,11 0,40-2,00
6-8	0,69 0,44-1,03	0,55 0,46-0,52	1,44 0,40-2,10	1,20 0,80-1,60
10-17	0,44 0,39-0,51	0,49 0,35-0,54	1,12 0,50-2,10	1,20 0,50-2,20

в составе кормов, воды и воздуха. Первый источник имеет преимущественное значение. Поведение ^{14}C в организме животных зависит от уровня метаболизма в различных органах и формы соединений, в которых он поступает в организм. Это подтверждается следующими экспериментальными данными. У коров состояние равновесия по углероду быстрее устанавливается в органах с высоким уровнем метаболизма (печень), чем в органах с более низким уровнем обмена веществ (жировая и костная ткань) [9]. При введении радионуклида в организм овец с содовым раствором период полувыведения его из организма с молоком и калом ниже, чем при скармливании с травой, содержащей радиоуглерод. Процессы выведения радиоуглерода, поступившего в организм животных с травой, у овец в 4 раза длительнее, чем у коров.

Таблица 7. Коэффициенты накопления радиоуглерода некоторыми гидробионтами пресноводных водоемов

Водоем	Гидробионт	Коэффициент накопления
В-10	Камыш	1000
	Тростник	500
	Фитопланктон	4000
	Рыба	8000
Кожакуль	Рыба	1000
Водоем-охладитель ЧАЭС	Нитчатые водоросли	20000
	Погруженная водная растительность	9000
	Толстолобик	9000

Поступление углерода в кровь животных и время его нахождения в ней является важным показателем метаболизма животных, поскольку кровь является поставщиком кислорода и питательных веществ к клеткам и удаляет из них продукты распада. При скармливании травы, меченой радиоуглеродом, уже через 15 минут радионуклид обнаруживается в крови овец и удерживается в ней в течение 110 суток. В указанный период времени содержание радионуклида в крови животных изменялось от 0,4–0,6 до 0,03–0,01 % от введенного количества.

В молоке овец радиоуглерод обнаруживается через 3 часа после скармливания загрязненной травы в количестве 1 % от введенного количества. Молоко очищается от ^{14}C только через 25 суток после одноразового скармливания животным загрязненной радионуклидом травы. В мышцах животных радиоуглерод обнаруживается через 6 месяцев после его введения в организм.

Таким образом, при одноразовом скармливании животным травы, меченой радиоуглеродом, последний поступает в различные органы и ткани и удерживается в них до 4–6 месяцев.

На основе данных работ Н.А. Запольской и др. [9] и П.В. Житенко и др. [8] рассчитано поступление радиоуглерода с продуктами животноводства в рацион среднего человека, которое составляет (% от суммарного рациона продуктов животного происхождения):

Все молочные продукты	53
Мясо (говядина)	2
Мясо (свинина)	32
Мясо (птица)	12
Говяжий жир	1

Радиоуглерод в организме человека

Согласно данным С.Н. Демина [6], у людей, погибших от травм в городах Озерск, Касли, Кыштым, радиоуглерод был депонирован преимущественно в жировой ткани (60 % от общего количества ^{14}C во всем теле) и селезенке (25 %). Кожа, кости и красный костный мозг удерживают в себе по 4–5 % радиоуглерода, остальная его доля приходится на все остальные органы и ткани (легкие – 0,36 %, сердце – 0,3 %, печень – 1,6 %, головной мозг – 1 %, селезенка – 0,12 %, почки, гонады – 0,01–0,02 %) (рис. 2).

Распределение удельной активности углерода по органам и тканям практически одинаково и составляет для жировой и мышечной ткани, гонад и всего тела –

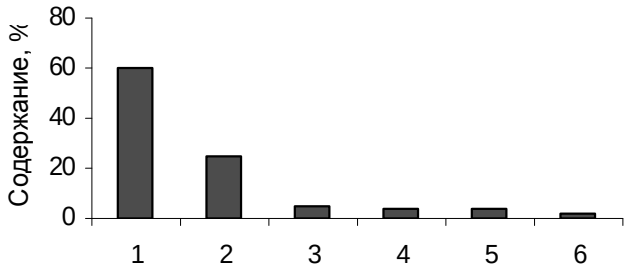


Рис. 2. Содержание радиоуглерода в органах и тканях человека (% от общего содержания в организме): 1 – жировая ткань, 2 – мышцы, 3 – кость, 4 – красный костный мозг, 5 – кожа, 6 – печень [21]

0,90 Бк/г ^{12}С. По оценке С.Н. Демина, эти показатели УАУ примерно в 4 раза превышают показатели естественного фона (0,23 Бк/г ^{12}С) и в 3 раза выше уровня техногенного фона за счет «оружейного» радиоуглерода (0,343 Бк/г ^{14}С для района г. Москвы). Вклад ПО «Маяк» в увеличение удельной активности углерода в теле человека («промышленный» радиоуглерод) оценивается автором в количестве 583 Бк/г ^{12}С.

Согласно расчетам, величины доз внутреннего облучения органов и тканей у жителей исследованных населенных пунктов, расположенных в разных секторах от предприятия, за счет углерода, выбрасываемого предприятием, составляют для жировой ткани 196 ÷ 361 мкЗв/год, а для красного костного мозга – 63 ÷116 мкЗв/год.

Поступление ^{14}С в организм жителей населенных пунктов в радиусе 15 км от предприятия составляет 245 Бк/сут. Эта величина складывается из величины поступления радиоуглерода от естественных источников (70 Бк/сут), «оружейного» радиоуглерода (25 Бк/сут) и «промышленного» радиоуглерода за счет работы предприятия (150 Бк/сут или 0,055 МБк/год). Величина поступления «промышленного» радиоуглерода в организм жителей зоны наблюдения составляет 8,7 % от предела годового поступления для населения, установленного НРБ-99.

Прогнозируя масштабы развития атомной промышленности в будущем, ученые рассчитали, что уровень концентраций радиоуглерода в жировой ткани человека к 2020 г. за счет глобальных выпадений будет соответствовать современному уровню радиоуглерода в зоне наблюдения ПО «Маяк». На основании величин ожидаемых доз облучения населения в зоне наблюдения предприятия, ^{14}С можно отнести к числу значимых радионуклидов при облучении человека, учитывая его большой период полураспада, а также тот факт, что он включается в генетические структуры половых и соматических клеток и тем самым увеличивает генетический груз для последующих поколений.

Литература

1. *Аникин А.Я., Антоненко Г.И., Кулишов Ю.В.* Массовое определение углерода-14 на низком уровне. Озерск:Экоцентр ПО «Маяк», 1997. 80 с. Радиоуглерод. Геохимия и геохронология

2. *Арсланов Х.А.* Радиоуглерод. Геохимия и геохронология. Ленинград, изд-во Ленинградского университета, 1987. 297 с.

3. *Артемова Н.Е., Бондарев А.А., Карпов В.И., Курдбмов Б.С., Романов Г.Н. и др.* Допустимые выбросы радиоактивных и вредных химических выбросов в приземный слой атмосферы. М.:Атомиздат, 1980. 235 с.

4. *Болин Б.* Круговорот углерода. Биосфера. Пер. с англ. Гилярова А.М., Фролова Ю.М. Изд-во «Мир». 1972. С. 91–104.

5. *Демин С.Н., Халтурин Г.В.* Уровни загрязнения углеродом-14 объектов окружающей среды в районе расположения предприятия // Бюлл. радиац. мед., 1988. № 2. С. 98–102.

6. *Демин С.Н.* Проблема углерода-14 в районе ПО «Маяк» // Вопросы радиационной безопасности, 2000. № 1. С. 81–66.

7. *Дьяконова К.В.* Почва как источник углекислоты для растений в условиях орошаемых предкавказских черноземов. М.: АН СССР, 1961. С. 119–183.

8. *Житенко П.В., Устименко Л.И.* Пособие по оценке качества продуктов животноводства. М.: Россельхозиздат, 1976. С. 208.

9. *Запольская Н.А., Павлицкая Н.Д., Федорова А.В., Шамов В.П.* Метаболизм некоторых соединений углерода-14 в организме

животных и подход к проблеме нормирования. М.: Атомиздат, 1976. С. 24.
10. *Ковалюх Н.Н., Несвитайло В.Д., Бузынный М.Г. и др*. Дендрохроноиндикация выбросов радиоуглерода сибирским химическим комбинатом г. Северска // Сб. докл. П Межд. радиоэкологической конф. «После холодной войны: разоружение, конвенция, безопасность». Красноярск, 1995. С. 156–162.
11. *Кирдин Г.С*. Исследования радиоактивного углерода, выбрасываемого во внешнюю среду предприятиями атомной промышленности. Канд. дис. М., 1970.
12. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99): Гигиенические нормативы. М. Центр санитарно-эпидемиологического нормирования, гигиенической сертификациии экспертизы. Минздрав России. 1999. 11 с.
13. Нормы радиационной безопасности НРБ-96. Госсанэпиднадзор, Москва, 1996. 125 с.
14. *Пономарева Р.П., Милакина Л.А., Савина В.И*. Закономерности поведения углерода-14 в пищевых цепях человека в условиях действия локального источника выбросов // Атомная промышленность: окружающая среда и здоровье населения / Под. ред. Л.А. Булдакова, С.Н. Демина, М., 1988. С. 240–249.
15. *Погодин П.И., Полякова Э.А., Красностанов Е.Г*. Тритий и углерод в районе расположения предприятий атомной промышленности // Проблемы охраны труда и окружающей среды. Вып. 3. М., 1986. С. 87–92.
16. Распределение естественного и искусственного углерода-14 и создаваемые им тканевые дозы: НКДАР. Distr. Restriched A/AC. 82. R.131.19 yearly. 1961. Russion.29.
17. *Рихванов Л.П.* Общие и региональные проблемы радиоэкологии. Томск, Изд-во Томского политехнического университета, 1997. 584 с.
18. *Рублевский В.П., Голенецкий С.П., Кирдин Г.С*. Радиоактивный углерод в биосфере. М.: Атомиздат, 1979. 140 с.
19. *Холина Н.Б.* Миграция в природной среде и биологическое действие ^{14}C // Итоги науки и техники. ВИНИТИ, Радиационная биология, 1983. С. 32–42.
20. *Ionеs S.R., Mc. Donald P*. The inventory of long lives artificial radionuclides in the Irish Sea and their radiological significance / Proc. Intern. Symp. Remediation and restoration of radioactive –contaminated sity in Europa. 1994. P. 153–206.
21. *Killough G.G., Till J.E*. Scenarios of ^{14}C releases from the world nuclear power industry from 1975 to 2020 and the estimated radiological impact // Nucl. Safety. 1979. V. 19. № 5. P. 602–617.
22. *Velure V.R., Boone F.W. and Palms I.* The environmental impact of released by a nuclear luel-reprocessing plant // Nuclear Safety. 1976. V. 17. № 5. P. 500–698.

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»