ISSN 0002-3337 Март - Апрель 2023

Номер 2



В журнале публикуются оригинальные теоретические и экспериментальные научные работы и обзоры по глобальной и прикладной геофизике, касающиеся изучения земных недр.



СОДЕРЖАНИЕ

_

_

Номер 2, 2023

=

Моделирование кинематического динамо и его особенности в полярных широтах	
Н. А. Шаталов, В. М. Чечеткин, С. Л. Шалимов	3
Широтные вариации геомагнитного поля	
М. Ю. Решетняк	15
Аналитические модели зависящих от времени физических полей Земли в локальном варианте	
И. Э. Степанова, А. В. Щепетилов, П. С. Михайлов	20
Моделирование состава внешнего жидкого ядра Земли	
В. Ф. Анисичкин	36
Гравитационная неустойчивость вязкоупругой земной коры	
Б. И. Биргер	49
Плотностная модель литосферы Среднеуральского сегмента	
И. В. Ладовский, П. С. Мартышко, А. Г. Цидаев, В. В. Колмогорова, Д. Д. Бызов	62
Геоэлектрическая модель Северо-Западного Кавказа: трехмерная инверсия	
В. В. Белявский	78
Результаты сейсмологического мониторинга в акватории Балтийского моря и в западной части Калининградской области с использованием донных сейсмографов	
С. А. Ковачев, А. А. Крылов	94
Сейсмичность западного сектора Российской Арктики	
А. Н. Морозов, Н. В. Ваганова, В. Э. Асминг, С. А. Перетокин, И. М. Алешин	115
Моделирование условий накопления и перехода в реликтовое состояние метангидратов криолитозоны севера Западной Сибири	
М. М. Аржанов, В. В. Малахова	149
Палеомагнетизм и циклостратиграфия пограничного интервала перми–триаса разреза Старое Слукино (Владимирская область)	
А. М. Фетисова, Р. В. Веселовский, К. А. Сиротин, В. К. Голубев, Д. В. Рудько	162
Условия формирования и развитие трансформной зоны Тьёрнес по результатам физического моделирования	
А. Л. Грохольский, В. А. Боголюбский, Е. П. Дубинин	176
Микромагнитные расчеты доменной структуры субмикронных и микронных зерен магнетита	
В. П. Щербаков, Н. К. Сычева	193
Устойчивость ствола скважины в баженовской свите с учетом анизотропии упругих характеристик слагающих пластов	
Д. Р. Ардисламова, А. И. Федоров	212

Дискуссии

Переходный процесс на акваториях морского шельфа при работе с осевой и экваториальной электрическими установками и полевой эксперимент	
Е. В. Агеенков, А. А. Ситников, В. В. Владимиров, И. Ю. Пестерев	224
К вопросу о природе отрицательных значений вызванной поляризации в переходном процессе при работах с осевой электрической установкой на морском шельфе	
В. В. Агеев	241

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕМАТИЧЕСКОГО ДИНАМО И ЕГО ОСОБЕННОСТИ В ПОЛЯРНЫХ ШИРОТАХ

© 2023 г. Н. А. Шаталов^{1, *}, В. М. Чечеткин^{2, **}, С. Л. Шалимов^{3, ***}

¹Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", г. Москва, Россия ²Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия ³Институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

> *E-mail: satalovnazar@gmail.com **E-mail: chechetv@gmail.com ***E-mail: pmsk7@mail.ru Поступила в редакцию 25.07.2022 г. После доработки 29.09.2022 г. Принята к публикации 03.10.2022 г.

Представлены результаты расчетов структуры магнитного поля в кинематическом приближении, свидетельствующие о согласованности построенной численной модели со структурой течений проводящей жидкости: нестабильность конвективного процесса во вращающейся сферической оболочке отражается в эволюции магнитного поля, находя свое выражение в пульсационном режиме поля. Показано, что особенности эволюции поля в расчете наиболее четко проявляются в высоких широтах и имеют аналоги в поведении реального геомагнитного поля.

Ключевые слова: кинематическое динамо, геомагнитное поле, численная модель. **DOI:** 10.31857/S0002333723020114, **EDN:** LIUETZ

введение

Геомагнитное поле генерируется в жидком (расплавленное железо) ядре Земли за счет механизма динамо, действующего во вращающейся сферической оболочке при наличии конвекции [Roberts, Glatzmaier, 2000]. Хотя основные черты геомагнитного поля выглядят достаточно просто почти стабильный диполь вдоль оси вращения сама теория динамо совсем не проста и для получения наглядных результатов использует численное моделирование. Сложной является даже проблема так называемого кинематического динамо, когда при заданном поле скорости находят решение уравнения магнитной индукции. Это обусловлено прежде всего тем, что неизвестно распределение скорости в жидком ядре Земли, и требуется исследовать огромное число этих распределений, чтобы возникающее магнитное поле можно было сравнивать с наблюдаемым.

Следует отметить, что тщательному изучению задачи о кинематическом динамо был посвящен ряд работ, позволивших выяснить как изменяется интенсивность магнитного поля в зависимости от структуры поля скорости. При этом, неопределенности в поведении магнитного поля (неограниченный рост, убывание или промежуточное состояние) исчезали, когда учитывалось требование баланса импульса с участием силы Лоренца. частности. прелполагалось (см. B напр. https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991GApFD..60..357B /abstract), что существует первоначальный баланс сил в уравнении движения жидкости между силами Кориолиса, Лоренца и давления, причем силами инерции пренебрегалось. Если теперь пренебречь вязким и электромагнитным взаимодействием с мантией, динамо будет проходить через состояния магнитосрофического равновесия. Это приводит к так называемому ограничению Тейлора, при котором азимутальная сила, действующая на геострофический цилиндр, равна нулю. Иными словами, геострофический поток становится таким, что индуцированные магнитные силы удовлетворяют ограничению Тейлора. В результате кинематическое динамо можно рассматривать как соответствующее росту слабого затравочного поля до тех пор, пока оно не становится настолько сильным, что сила Лоренца начинает влиять на скорость.

В рассматриваемых работах использовалось приближение динамо среднего поля, в котором для структуры потока, кроме предположения о крупномасштабном дифференциальном вращении (омега-эффект), использовалось представление об альфа-эффекте (когда электродвижущая сила пропорциональна крупномасштабному среднему полю через псевдоскаляр α), гарантирующего генерацию магнитного поля, благодаря мелкомасштабным или неосесимметричным движениям. Поскольку α-эффект обусловлен другим псевдоскаляром – спиральностью движений [Moffatt, 1978], результаты этих исследований, в частности, приводят к выводу о решающей роли спиральности в генерации магнитного поля.

МГД-моделях B некоторых (например, [Glatzmaier, Roberts, 1995]) вблизи оси вращения возникает специфическая структура течения, состояшая из направленного на восток потока вблизи твердого ядра и обратного (направленного на запад) течения вблизи границы жидкого ядра и мантии. Следует отметить, что такая структура наблюдается не всегда (см. например, [Kuang, Bloxham, 1997]), в частности, тогда, когда граничные условия были невязкими, что, возможно, и обусловило отличие от предыдущего расчета. Считается, что структура течения вблизи полюса вращающейся сферической оболочки обусловлена тепловым ветром вблизи твердого ядра, последующим восходящим течением и растеканием потока на границе жидкого ядра и мантии [Olson, Aurnou, 1999]. Если предполагать вмороженность магнитного поля в поток, то из-за растекания проводящей жидкости вблизи полюса на границе ядро – мантия можно ожидать понижение величины радиальной компоненты поля на поверхности Земли, что в действительности и наблюдают [Olson, Aurnou, 1999]. Такая структура течения – один из результатов численного моделирования, который ранее не был известен. Отметим, что непосредственно на полюсе наблюдают даже слабое поле обратного направления. Вместе с тем роль указанного течения в эволюции геомагнитного поля остается невыясненной. Поэтому условия возникновения и развития приполюсного течения во вращающейся сферической оболочке требуют дальнейшего исследования.

В настоящей работе рассмотрена структура магнитного поля, возникающая при заданной тепловой конвекции во вращающейся сферической оболочке при вязких граничных условиях. Предполагается, что дифференциальное вращение ядра и мантии отсутствует. Обращено внимание на соответствие областей наиболее интенсивного поля со спиральностью течения. Также затронуты вопросы соответствия расчетов наблюдениям.

Математическая модель и результаты численных расчетов течения жидкости при тепловой конвекции во вращающейся сферической оболочке были описаны ранее в работе [Абакумов и др., 2018], где приведены основные уравнения и предположения, при которых осуществлялся расчет. Основные особенности этих расчетов следующие.

1) Радиальная компонента скорости жидкости вблизи оси вращения демонстрирует крупномасштабное восходящее движение, которое немного отклоняется от оси вращения, а на самой оси доминирует возвратное течение (в сторону внутренней оболочки). После разрушения картины течения структура стремится к восстановлению.

2) Азимутальная компонента скорости жидкости соответствует структуре течения, при которой вблизи внутренней оболочки скорость направлена на восток, а на границе внешней оболочки и жидкости (вблизи проекции внутренней сферы на внешнюю) скорость направлена на запад. Такая картина течения также нестабильна, и после разрушения она стремится к восстановлению. При этом на широтах более высоких, чем проекция внутренней сферы на внешнюю, попеременно возникают и исчезают восточно-западные джеты. В целом картина напоминает крутильные колебания в полярных широтах.

Прежде, чем рассмотреть структуру магнитного поля, возникающую при указанном выше течении, опишем используемый в расчетах математический аппарат и численную модель.

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Как хорошо известно, в кинематическом приближении задачи геодинамо используется уравнение магнитной индукции:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\mathbf{v}_m \nabla \times \mathbf{B}), \qquad (1)$$

где: **В** — индукция магнитного поля; **v** — вектор скорости; v_m — коэффициент магнитной диффузии. Для жидкого ядра Земли используем величину $v_m = 2 \text{ м}^2/\text{c}$ [Roberts, Glatzmaier, 2000].

В данной работе это уравнение решалось в сферической системе координат. Для перехода к сферическим координатам использовался переход к интегральному виду данного уравнения. Для нахождения компонент поля в явном виде умножим уравнение с обеих частей на соответствующий орт $(e_r, e_{\theta}, e_{\phi})$ и проинтегрируем по площадке в данной проекции.

Для ф – компоненты поля

$$\iint_{S} \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \cdot \vec{\boldsymbol{e}}_{\phi} \, dS_{\phi} = \iint_{S} \operatorname{rot} \left[\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \right] \cdot \vec{\boldsymbol{e}}_{\phi} \, dS_{\phi}. \tag{2}$$

Тогда можно применить теорему Стокса в правой части уравнения, а в левой части провести интегрирование с учетом вмороженности поля. Также слева был сделан переход к разностной схеме [Галанин, Лукин, 2007]:

$$\frac{\Delta B_i}{\Delta t} S_i = \bigoplus_{\partial S_i} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \cdot \mathbf{I} d\Gamma - \mathbf{v}_m \bigoplus_{\partial S_i} [\nabla \times \mathbf{B}] \cdot \mathbf{I} d\Gamma.$$
(3)

Использовалась явная разностная схема, значения сеточных функций относятся к граням расчетной сетки. Каждый интеграл вычислен методом трапеции (см. ПРИЛОЖЕНИЕ). Вычисленные значения магнитного поля находятся в центре граней ячеек. Для нахождения поля в вершинах использовалась линейная интерполяция по двум соседним точкам. На границе ставилось условие непрерывности магнитного поля

$$B_{rbound} = B_{rbound-1}.$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для жидкого ядра Земли структура течения, возникающая за счет тепловой конвекции во вращающейся сферической оболочке при вязких граничных условиях в предположении, что дифференциальное вращение ядра и мантии отсутствует и величины температуры, давления и плотности оцениваются так же, как в работе [Абакумов и др., 2018]. В настоящей работе величина начального дипольного магнитного поля предполагалась равной $B_{in} \approx 5 \times 10^{-7}$ Тл.

Оценим теперь влияние магнитной диффузии для данных параметров системы [Moffatt, 1978]:

$$\frac{1}{2}\int \frac{\partial}{\partial t} (B^2) d^3 r =$$
$$= \int_V \vec{B} \cdot (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{v} d^3 r - \int_V v_m (\nabla \times B)^2 d^3 r$$

Для первого слагаемого можно записать:

$$\vec{B} \cdot (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{v} = B_{\alpha} B_{\beta} \nabla_{\beta} v_{\alpha} = \frac{1}{2} B_{\alpha} B_{\beta} (\nabla_{\beta} v_{\alpha} + \nabla_{\alpha} v_{\beta}).$$

То есть симметричная часть сдвига может преобразовывать кинетическую энергию в энергию магнитного поля. Оценка этого интеграла сверху дает:

$$\int_{V} B_{\alpha} B_{\beta} \left(\nabla_{\beta} v_{\alpha} + \nabla_{\alpha} v_{\beta} \right) d^{3} r \leq \\ \leq \left| \nabla_{\beta} v_{\alpha} + \nabla_{\alpha} v_{\beta} \right|_{\max} \int_{V} (B^{2}) d^{3} r.$$

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

Для второго слагаемого в уравнении можно получить следующую нижнюю оценку [Зельдович и др., 2006]:

$$\int_{V} \mathbf{v}_m \left(\nabla \times B \right)^2 d^3 r \ge \mathbf{v}_m L^{-2} \left| \mathbf{\gamma}_{\mathbf{i}} \right| \int_{V} (B^2) d^3 r,$$

где $|\gamma_l|$ — безразмерная скорость затухания низшей основной гармоники, соответствующей режиму самого медленного затухания. Отсюда можно получить необходимое условие для увеличение магнитной энергии за счет кинетической. Само изменение энергии есть:

$$\frac{V}{L_V} \int_V (B^2) d^3r$$

где *v* и *L* – характерные скорость движущейся среды и масштаб области изменения поля.

Для затухающей части имеем $v_m L^{-2} |\gamma_1| \int_V (B^2) d^3 r$, причем для сферической области [Зельдович и др., 2006] $|\gamma_1| \approx 10$. Тогда отношение кинетической энергии движения жидкости к магнитной при $v = 5 \times 10^{-4}$ м/с, $L = 10^3$ км оценивается как:

$$\frac{E_{\kappa}}{E_m} \sim \frac{v}{v_m} L \sim \frac{5 \times 10^{-4}}{2} \times 10^8 \gg 1.$$

Это соотношение действительно только на временах, значительно меньших, чем характерные времена изменения магнитного поля, так как при эволюции поля меняется его характерный масштаб. Поскольку используется кинематическое приближение, важно для каждого момента времени оценивать отношение кинетической энергии движения жидкости к энергии магнитного поля. Для этого были построены распределения отношений энергий (рис. 1)

Как видно из рис. 1, величина кинетической энергии много больше величины энергии магнитной, что говорит нам о применимости данного подхода. Также были построены распределения для больших времен, и для них также сохраняется данное условие.

Заметим, что указанное отношение энергий характеризует в основном вклады крупномасштабной динамики. Как можно увидеть из рис. 1, основные особенности эволюции отношения энергий следующие. Первоначально происходит нарастание магнитной энергии вблизи оси вращения. Затем энергия перераспределяется в объеме жидкого ядра с локальными максимумами в приэкваториальной области, ослабляясь в приполюсной области. Этот цикл потом повторяется, так что в целом эволюция магнитной энергии имеет вид пульсаций.



Рис. 1. Графики распределения отношений энергии в моменты времени T = 250, 500, 900, 1800.

Обратимся теперь к эволюции полоидальной компоненты магнитного поля. Расчет показывает, что величина индукции магнитного поля начального диполя начинает расти в приполюсной области и усиливается в пять раз, после чего немного здесь ослабевает, и начинается рост поля на более низких широтах с постепенным дроблением масштабов (см. рис. 2). Затем процесс по-



Рис. 2. Значения полоидальной компоненты поля в Гс, в моменты времени T = 250, 500, 900, 1800.

вторяется, т.е. эволюция полоидальной компоненты находится в режиме пульсаций.

На рис. 3 показано распределение спиральности $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{rot}\mathbf{v})$ для поля скоростей. В частности, имеют место пульсации максимальной спиральность течения вблизи оси вращения и на высоких широтах (в тангенциальном цилиндре). Из сопоставления рис. 2 и рис.3 видно, что магнитное по-



Рис. 3. Распределение спиральности в моменты времени T = 250, 500, 900, 1800

ле растет наиболее быстро в местах наибольшей спиральности. Это свидетельствует о согласованности построенной численной модели и подтверждает предположения, высказанные в работе [Абакумов и др., 2018].

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Рассмотрим теперь вопрос о том насколько результаты расчета могут соответствовать процессам в жидком ядре Земли. Как было отмечено во ВВЕДЕНИИ, если предполагать вмороженность



Рис. 4. График радиальной компоненты поля в Гс, в моменты времени T = 250, 500, 900, 1800.

магнитного поля в поток, то из-за растекания проводящей жидкости вблизи полюса на границе ядро—мантия можно ожидать понижение величины радиальной компоненты поля на поверхности Земли. Результаты численного моделирования (рис. 4) соответствуют этим наблюдениям (структура поля, отражаемая в радиальной компоненте). Это также соответствует расчету в работе [Абакумов и др., 2018], указанному как пункт 1 во ВВЕДЕНИИ.

На рис. 5 показаны результаты расчета эволюции азимутальной компоненты магнитного поля.



Рис. 5. График тороидальной компоненты поля в Гс, в моменты времени T = 250, 500, 900.

Можно отметить, что с течением времени вблизи границы жидкого ядра и мантии появляются азимутальные компоненты противоположного направления. Это может быть следствием движения проводящей жидкости, формирующего так называемые азимутальные джеты, которые были отмечены в работе [Абакумов и др., 2018] (см. особенность этих расчетов, указанную как пункт 2 во ВВЕДЕНИИ).

Вывод о существовании подобных структур (джетов) был сделан по наблюдениям спутника

Swarm за период 2000-2016 гг. [Livermore et al., 2016], которые показывают наличие неосесимметричного крупномасштабного джета на запад вблизи проекции тангенциального цилиндра на земную поверхность. Эти джеты, как считается, играют ключевую роль в дрейфе магнитного полюса [Livermore et al., 2020], благодаря их воздействию на крупномасштабные магнитные аномалии, которые отражают состояние магнитного поля на поверхности жидкого ядра, т.е. на границе ядро-мантия. Речь идет об областях (пятнах) магнитного поля повышенной интенсивности, приблизительно симметричных относительно экватора и центрированных на пересечении параллелей (60° в северном и южном полушариях) и меридианов (120° на восток и запад соответственно). В северном полушарии эти области центрированы в Сибири и в Северной Америке. Впервые такие аномалии были обнаружены при обработке исторических наблюдений [Bloxham, Gubbins, 1987; Johnson et al., 2003]. Затем они были подтверждены и уточнены в наблюдениях посредством спутников [Magsat, 1980; Oersted, 2000; Hulot et al., 2002]. В предположении вмороженности геомагнитного поля в жидкость, вывод, который можно сделать из наблюдений, таков: течение на поверхности жидкого ядра представляет собой систему из четырех крупномасштабных вихрей. Оказалось, что неосесимметричный крупномасштабный джет на запад вблизи проекции тангенциального цилиндра на земную поверхность включает упомянутые вихревые образования и влияет на них таким образом, что интенсивность одного вихря может уменьшаться, а другого расти, что и определяет в итоге дрейф магнитного полюса. Интересно, что авторы работы [Livermore et al., 2016] допускают, во-первых, что джет может менять направление, а, во-вторых, джет служит источником крутильных колебаний в жидком ядре.

Наконец, рассмотрим возможную роль шира (по высоте) азимутальной скорости в генерации геомагнитного поля. Возникновение такого шира (в высоких широтах) отражают модельные расчеты [Абакумов и др., 2018] (это отмечено и в пункте 2 ВВЕДЕНИЯ). При наличии полоидальной компоненты магнитного поля поток с широм приведет к Ω-эффекту – сильной аксиально-симметричной тороидальной компоненте внутри условного тангенциального цилиндра. Можно полагать, что вблизи ядра азимутальное поле будет частично подавлять турбулентную конвекцию. Поэтому турбулентная область будет сосредоточена вблизи границы жидкое ядро-мантия, являясь источником спиральных волн (инерционных или магнитострофических). При распространении этих волн через область азимутального поля возможен α-эффект – генерация полоидальной компоненты поля из азимутальной (см.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

например, [Шалимов, 2017]). Таким образом, возможен механизм α-Ω геодинамо, способный поддерживать дипольную компоненту магнитного поля.

Таким образом, представленные результаты расчетов структуры магнитного поля в кинематическом приближении свидетельствует о согласованности построенной численной модели со структурой течений проводящей жидкости, полученной в работе [Абакумов и др., 2018]: нестабильность конвективного процесса во вращающейся сферической оболочке отражается в эволюции магнитного поля, находя свое выражение в пульсационном режиме поля. Особенности эволюции поля в расчете наиболее четко проявляются в высоких широтах и имеют аналоги в поведении реального геомагнитного поля.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1 ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛОВ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ (3)

$$\oint_{S_i} \left[\mathbf{v} \times \mathbf{B} \right] \cdot \vec{l} \, d\Gamma = I_1 + I_2 + I_3 + I_4.$$

Проекция на $[r, \theta]$:

$$\begin{split} I_{1} &= \int_{r_{i}}^{r_{i+1}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{r} dr = \\ &= \frac{\left(\left(B_{\phi} v_{\theta} - B_{\theta} v_{\phi} \right)_{i,j,k} + \left(B_{\phi} v_{\theta} - B_{\theta} v_{\phi} \right)_{i+1,j,k} \right)}{2} (r_{i+1} - r_{i}), \\ I_{2} &= \int_{\theta_{j}}^{\theta_{j+1}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{\theta} r_{i+1} d\theta = \\ &= -\frac{\left(\left(B_{r} v_{\phi} - v_{r} B_{\phi} \right)_{i+1,j,k} + \left(B_{r} v_{\phi} - v_{r} B_{\phi} \right)_{i+1,j+1,k} \right)}{2} \times \\ \times r_{i+1} \left(\theta_{j+1} - \theta_{j} \right), \\ I_{3} &= \int_{r_{i+1}}^{r_{i}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{r} dr = \\ &= -\frac{\left(\left(B_{\phi} v_{\theta} - B_{\theta} v_{\phi} \right)_{i,j+1,k} + \left(B_{\phi} v_{\theta} - B_{\theta} v_{\phi} \right)_{i+1,j+1,k} \right)}{2} \times \\ \times (r_{i} - r_{i+1}), \\ I_{4} &= \int_{\theta_{j+1}}^{\theta_{j}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{\theta} r_{i+1} d\theta = \\ &= \frac{\left(\left(B_{r} v_{\phi} - v_{r} B_{\phi} \right)_{i,j,k} + \left(B_{r} v_{\phi} - v_{r} B_{\phi} \right)_{i,j+1,k} \right)}{2} \times \\ \times r_{i} \left(\theta_{j} - \theta_{j+1} \right). \end{split}$$

Проекция на [*r*, **ф**]:

$$\begin{split} I_{1} &= \int_{r_{i}}^{r_{i+1}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{r} dr = \\ &= \frac{\left((B_{\phi}v_{\theta} - B_{\theta}v_{\phi})_{i,j,k} + (B_{\phi}v_{\theta} - B_{\theta}v_{\phi})_{i+1,j,k} \right)}{2} (r_{i+1} - r_{i}) \\ I_{2} &= \int_{\phi_{k}}^{\phi_{k+1}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{\phi} r_{i+1} d\phi = \\ &= -\frac{\left((B_{r}v_{\theta} - v_{r}B_{\theta})_{i+1,j,k} + (B_{r}v_{\theta} - v_{r}B_{\theta})_{i+1,j,k+1} \right)}{2} \times \\ &\times r_{i+1} (\phi_{k+1} - \phi_{k}), \\ I_{3} &= \int_{r_{i+1}}^{r_{i}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{r} dr = \\ &= -\frac{\left((B_{\phi}v_{\theta} - B_{\theta}v_{\phi})_{i,j,k+1} + (B_{\phi}v_{\theta} - B_{\theta}v_{\phi})_{i+1,j,k+1} \right)}{2} (r_{i} - r_{i+1}), \\ I_{4} &= \int_{\phi_{j+1}}^{\phi_{j}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{\phi} r_{i+1} d\phi = \\ &= \frac{\left((B_{r}v_{\theta} - v_{r}B_{\theta})_{i,j,k} + (B_{r}v_{\theta} - v_{r}B_{\theta})_{i,j,k+1} \right)}{2} \times \\ &\times r_{i} (\phi_{k} - \phi_{k+1}). \end{split}$$

Проекция на [θ, φ]

$$I_{1} = \int_{\theta_{j}}^{\theta_{j+1}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{\theta} r_{i} d\theta =$$

$$= -\frac{\left(\left(B_{r}v_{\phi} - v_{r}B_{\phi}\right)_{i,j,k} + \left(B_{r}v_{\phi} - v_{r}B_{\phi}\right)_{i,j+1,k}\right)}{2} \times r_{i}\left(\theta_{j+1} - \theta_{j}\right),$$

$$I_{2} = \int_{\phi_{k}}^{\phi_{k+1}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{\phi} r_{i} d\phi =$$

$$= -\frac{\left(\left(B_{r}v_{\theta} - v_{r}B_{\theta}\right)_{i,j+1,k} + \left(B_{r}v_{\theta} - v_{r}B_{\theta}\right)_{i,j+1,k+1}\right)}{2} \times r_{i}\left(\phi_{k+1} - \phi_{k}\right),$$

$$I_{3} = \int_{\theta_{j+1}}^{\theta_{j}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{\theta} r_{i} d\theta =$$

$$= -\frac{\left(\left(B_{r}v_{\phi} - v_{r}B_{\phi}\right)_{i,j,k+1} + \left(B_{r}v_{\phi} - v_{r}B_{\phi}\right)_{i,j+1,k+1}\right)}{2} \times r_{i}\left(\theta_{j} - \theta_{j-1}\right),$$

$$I_{4} = \int_{\phi_{k+1}}^{\phi_{k}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]_{\phi} r_{i} d\phi =$$

$$= \frac{\left(\left(B_{r}v_{\theta} - v_{r}B_{\theta}\right)_{i,j,k} + \left(B_{r}v_{\theta} - v_{r}B_{\theta}\right)_{i,j,k+1}\right)}{2} \times r_{i}\left(\phi_{k} - \phi_{k+1}\right).$$

Также для вычисления значения поля в центре ячейки необходимо знать площадь этой ячейки:

$$S_{\theta} = \frac{\left(r_{i+1}^{2} - r_{i}^{2}\right)(\phi_{k+1} - \phi_{k})}{2},$$
$$S_{\phi} = \frac{\left(r_{i+1}^{2} - r_{i}^{2}\right)(\theta_{j+1} - \theta_{j})}{2},$$
$$S_{r} = r_{i}^{2}\left(\cos(\phi_{k}) - \cos(\phi_{k+1})\right)(\theta_{j+1} - \theta_{j}).$$

Первый интеграл уже посчитан, рассмотрим второй интеграл:

$$\oint_{\partial S_i} \nabla \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{I} d\Gamma = I_1 + I_2 + I_3 + I_4.$$

Для того чтобы посчитать ротор индукции магнитного поля, рассмотрим некоторый вектор **A**:

$$\mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{B},$$

$$\iint_{S_{i}} \mathbf{A} dS_{i} = \iint_{S_{i}} \nabla \times \mathbf{B} dS_{i} = \bigoplus_{\partial S_{i}} \mathbf{B} \cdot \mathbf{I} d\Gamma =$$

$$= I_{1}' + I_{2}' + I_{3}' + I_{4}',$$

$$A \cdot S_{i} \rightarrow A = \frac{1}{S_{i}} \Big(I_{1}' + I_{2}' + I_{3}' + I_{4}' \Big),$$

$$\iint_{S_{i}} \nabla \times \mathbf{A} = \bigoplus \mathbf{A} \cdot \mathbf{I} d\Gamma =$$

$$= \bigoplus_{\partial S_{i}} \frac{1}{S_{i}} \Big(I_{1}' + I_{2}' + I_{3}' + I_{4}' \Big) \cdot \mathbf{I} d\Gamma.$$

Таким образом вычисление ротора сводится к вычислению контурных интегралов по проекциям.

Проекция на $[r, \theta]$:

$$\begin{split} I_{1} &= \int_{r_{i}}^{r_{i+1}} B_{r} dr = \frac{\left(B_{i,j,k}^{r} + B_{i+1,j,k}^{r}\right)}{2} (r_{i+1} - r_{i}), \\ I_{2} &= \int_{\theta_{j}}^{\theta_{j+1}} B_{\theta} r_{i+1} d\theta = -\frac{\left(B_{i+1,j,k}^{\theta} + B_{i+1,j+1,k}^{\theta}\right)}{2} \times \\ &\times r_{i+1} \left(\theta_{j+1} - \theta_{j}\right), \\ I_{3} &= \int_{r_{i+1}}^{r_{i}} B_{r} dr = -\frac{\left(B_{i,j+1,k}^{r} + B_{i+1,j+1,k}^{r}\right)}{2} (r_{i} - r_{i+1}), \\ I_{4} &= \int_{\theta_{j+1}}^{\theta_{j}} B_{\theta} r_{i+1} d\theta = \frac{\left(B_{i,j,k}^{\theta} + B_{i,j+1,k}^{\theta}\right)}{2} r_{i} \left(\theta_{j} - \theta_{j+1}\right). \end{split}$$

Проекция на $[r, \phi]$:

$$\begin{split} I_{1} &= \int_{r_{i}}^{r_{i+1}} B_{r} dr = \frac{\left(B_{i,j,k}^{r} + B_{i+1,j,k}^{r}\right)}{2} (r_{i+1} - r_{i}) ,\\ I_{2} &= \int_{\phi_{k}}^{\phi_{k+1}} B_{\phi} r_{i+1} d\phi = -\frac{\left(B_{i+1,j,k}^{\phi} + B_{i+1,j,k+1}^{\phi}\right)}{2} \times \\ &\times r_{i+1} \left(\phi_{k+1} - \phi_{k}\right), \\ I_{3} &= \int_{r_{i+1}}^{r_{i}} B_{r} dr = -\frac{\left(A_{i,j,k+1}^{r} + A_{i+1,j,k+1}^{r}\right)}{2} (r_{i} - r_{i+1}), \\ I_{4} &= \int_{\phi_{j+1}}^{\phi_{j}} B_{\phi} r_{i+1} d\phi = \frac{\left(B_{i,j,k}^{\phi} + B_{i,j,k+1}^{\phi}\right)}{2} r_{i} \left(\phi_{k} - \phi_{k+1}\right) \end{split}$$

Проекция на $[\theta, \phi]$

$$I_{1} = \int_{\theta_{j}}^{\theta_{j+1}} B_{\theta} r_{i} d\theta = -\frac{\left(B_{i,j,k}^{\theta} + B_{i,j+1,k}^{\theta}\right)}{2} r_{i} \left(\theta_{j+1} - \theta_{j}\right),$$

$$I_{2} = \int_{\phi_{k}}^{\phi_{k+1}} B_{\phi} r_{i} d\phi = -\frac{\left(B_{i,j+1,k}^{\phi} + B_{i,j+1,k+1}^{\phi}\right)}{2} r_{i} \left(\phi_{k+1} - \phi_{k}\right),$$

$$I_{3} = \int_{\theta_{j+1}}^{\theta_{j}} B_{\theta} r_{i} d\theta = -\frac{\left(B_{i,j,k+1}^{\theta} + B_{i,j+1,k+1}^{\theta}\right)}{2} r_{i} \left(\theta_{j} - \theta_{j-1}\right),$$

$$I_{4} = \int_{\phi_{k+1}}^{\phi_{k}} B_{\phi} r_{i} d\phi = \frac{\left(B_{i,j,k}^{\phi} + B_{i,j,k+1}^{\phi}\right)}{2} r_{i} \left(\phi_{k} - \phi_{k+1}\right).$$

Тогда вычисление второго интеграла в уравнении (1) сводится к такому же интегрированию по проекциям.

Проекция на $[r, \theta]$:

$$\begin{split} I_{1} &= \int_{r_{i}}^{r_{i+1}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{r} dr = \int_{r_{i}}^{r_{i+1}} A_{r} dr = \\ &= \frac{\left(A_{i,j,k}^{r} + A_{i+1,j,k}^{r}\right)}{2} (r_{i+1} - r_{i}), \\ I_{2} &= \int_{\theta_{j}}^{\theta_{j+1}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{\theta} r_{i+1} d\theta = \int_{\theta_{j}}^{\theta_{j+1}} A_{\theta} d\theta = \\ &= -\frac{\left(A_{i+1,j,k}^{\theta} + A_{i+1,j+1,k}^{\theta}\right)}{2} r_{i+1} (\theta_{j+1} - \theta_{j}), \\ I_{3} &= \int_{r_{i+1}}^{r_{i}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{r} dr = \\ &= -\frac{\left(A_{i,j+1,k}^{r} + A_{i+1,j+1,k}^{r}\right)}{2} (r_{i} - r_{i+1}), \\ I_{4} &= \int_{\theta_{j+1}}^{\theta_{j}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{\theta} r_{i+1} d\theta = \\ &= \frac{\left(A_{i,j,k}^{\theta} + A_{i,j+1,k}^{\theta}\right)}{2} r_{i} (\theta_{j} - \theta_{j+1}). \end{split}$$

Проекция на [*r*, **ф**]:

$$\begin{split} I_{1} &= \int_{r_{i}}^{r_{i+1}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{r} dr = \frac{\left(A_{i,j,k}^{r} + A_{i+1,j,k}^{r}\right)}{2} (r_{i+1} - r_{i}), \\ I_{2} &= \int_{\phi_{k}}^{\phi_{k+1}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{\phi} r_{i+1} d\phi = \int_{\phi_{k}}^{\phi_{k+1}} A_{\phi} r_{i+1} d\phi = \\ &= -\frac{\left(A_{i+1,j,k}^{\phi} + A_{i+1,j,k+1}^{\phi}\right)}{2} r_{i+1} (\phi_{k+1} - \phi_{k}), \\ I_{3} &= \int_{r_{i+1}}^{r_{i}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{r} dr = \\ &= -\frac{\left(A_{i,j,k+1}^{r} + A_{i+1,j,k+1}^{r}\right)}{2} (r_{i} - r_{i+1}), \\ I_{4} &= \int_{\phi_{j+1}}^{\phi_{j}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{\phi} r_{i+1} d\phi = \\ &= \frac{\left(A_{i,j,k}^{\phi} + A_{i,j,k+1}^{\phi}\right)}{2} r_{i} (\phi_{k} - \phi_{k+1}). \end{split}$$

Проекция на $[\theta, \phi]$:

$$I_{1} = \int_{\theta_{j}}^{\theta_{j+1}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{\theta} r_{i} d\theta =$$

$$= -\frac{\left(A_{i,j,k}^{\theta} + A_{i,j+1,k}^{\theta}\right)}{2} r_{i} \left(\theta_{j+1} - \theta_{j}\right),$$

$$I_{2} = \int_{\phi_{k}}^{\phi_{k+1}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{\phi} r_{i} d\phi =$$

$$= -\frac{\left(A_{i,j+1,k}^{\phi} + A_{i,j+1,k+1}^{\phi}\right)}{2} r_{i} \left(\phi_{k+1} - \phi_{k}\right),$$

$$I_{3} = \int_{\theta_{j+1}}^{\theta_{j}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{\theta} r_{i} d\theta =$$

$$= -\frac{\left(A_{i,j,k+1}^{\theta} + A_{i,j+1,k+1}^{\theta}\right)}{2} r_{i} \left(\theta_{j} - \theta_{j-1}\right),$$

$$I_{4} = \int_{\phi_{k+1}}^{\phi_{k}} [\nabla \times \mathbf{B}]_{\phi} r_{i} d\phi = \frac{\left(A_{i,j,k}^{\phi} + A_{i,j,k+1}^{\phi}\right)}{2} r_{i} \left(\phi_{k} - \phi_{k+1}\right).$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Абакумов М.В., Чечеткин В.М., Шалимов С.Л. Математическое моделирование конвективных процессов в жидком ядре Земли и его следствия для интерпретации вариаций геомагнитного поля в полярных широтах // Физика Земли. 2018. № 3. С. 84–91.

Галанин М.П., Лукин В.В. Разностная схема для решения двумерных задач идеальной МГД на неструктурированных сетках. Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша. 2007. № 50. С. 1–29.

Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. Магнитные поля в астрофизике. Москва-Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", Институт компьютерных исследований. 2006. 384 с.

Шалимов С.Л. О роли магнитострофических волн в геодинамо // Физика Земли. 2017. № 3. С. 488–491.

Bloxham J., Gubbins D. Thermal core– mantle interactions // Nature. 1987. V. 325. № 6104. P. 511–513.

Glatzmaier G.A., Roberts P.H. A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1995. V. 91. № 1. P. 63–75.

Hulot G., Eymin C., Langlais B., Mandea M., Olsen N. Small-scale structure of the geodynamo inferred from Oersted and Magsat satellite data // Nature. 2002. V. 416. Is. 6881. P. 620–623.

Johnson C.L., Constable C.G., Tauxe L. Mapping long-term changes in Earth's magnetic field // Science. 2003. V. 300. P. 2044–2045.

Kuang W., Bloxham J. An Earth-like numerical dynamo model // Nature. 1997. V. 389. № 6649. P. 371–374.

Livermore P.W., Hollerbach R., Finlay C.C. An accelerating high-laltitude jet in Earth's core // Nature Geoscience. 2016.

https://doi.org/10.1038/NGEO2859

Livermore P.W., Finlay C.C., Bayliff M. Recent north magnetic pole acceleration toward Siberia caused by flux lobe elongation // Nature Geoscience. 2020. V.13. Iss. 5. P. 387–391. https://doi.org/10.1038/s41561-020-0570-9

Moffatt H.K. Magnetic field generation in electrically conducting fluids. Cambridge University Press. 1978.

Olson P., Aurnou J. A polar vortex in the Earth's core // Nature. 1999. V. 402. № 6758. P. 170–173.

Roberts P.H., Glatzmaier G. A. Geodynamo theory and simulations // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 1081–1123.

Kinematic Dynamo Modeling and Its Peculiarities in Polar Latitudes

N. A. Shatalov^{*a*,*}, V. M. Chechetkin^{*b*, **}, and S. L. Shalimov^{*c*,***}

^aNational Research Nuclear University, Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, 115409 Russia
 ^bKeldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125047 Russia
 ^cSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia
 *E-mail: satalovnazar@gmail.com
 **E-mail: chechetv@gmail.cu

The results of calculations of the magnetic field structure in the kinematic approximation are presented, testifying to the consistency of the constructed numerical model with the structure of the flows of a conducting liquid: the instability of the convective process in a rotating spherical shell is reflected in the evolution of the magnetic field, manifesting itself in the pulsation regime of the field. It is shown that the features of the field evolution in the calculations are most clearly pronounced at high latitudes and have analogs in the behavior of the real geomagnetic field.

Keywords: kinematic dynamo, geomagnetic field, numerical model

УДК 550.383

ШИРОТНЫЕ ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2023 г. М. Ю. Решетняк^{1, 2, *}

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН),

г. Москва, г. Троицк, Россия *E-mail: m.reshetnyak@gmail.com Поступила в редакцию 27.04.2022 г. После доработки 17.05.2022 г. Принята к публикации 12.09.2022 г.

Рассмотрена модель вариаций геомагнитного поля со случайными коэффициентами Гаусса. Показано, что при небольших амплитудах случайной недипольной компоненты поля σ разброс направления виртуального геомагнитного полюса растет с увеличением широты. При больших значениях σ изменения разброса малы, и его максимум находится в средних широтах.

Ключевые слова: недипольное магнитное поле, геомагнетизм, геодинамо. **DOI:** 10.31857/S0002333723020102, **EDN:** LIIBQH

введение

На поверхности Земли магнитное поле с точностью до 90% описывается полем геоцентрического диполя. Оставшаяся часть поля, недипольная, имеет убывающий пространственный спектр $s(l) \sim \exp(-0.1l), l > 1$ [Lowes, 1974], где l -степень сферической функции. Вариации поля наблюдаются как в пространстве, чему собственно и соответствует спектр s(l), так и во времени, с характерными временами $\tau_l \sim 535/l$ на масштабе $d_l = L/l$, L – масштаб жидкого ядра [Christensen, Tilgner, 2004]. Учитывая, что характерное время диполя $\tau_1 \sim 10^4$ лет, можно сделать вывод, что дипольное поле сушественно отличается от недипольного характерным временем и амплитудой. Насколько недипольные вариации магнитного поля на поверхности Земли (или после несложного пересче-

верхности Земли (или после несложного пересчета — для поверхности жидкого ядра), далекие от известных турбулентных скейлингов, отражают турбулентное состояние жидкого ядра, сказать сложно. С большей степенью уверенности можно утверждать, что структуры (d_l , τ_l) скорее соответствуют релаксационным процессам, чем строгим периодичностям, что подтверждается результатами вейвлет анализа [Бураков и др., 1998].

На палеомагнитных временах, много больших характерного времени вариации диполя τ_1 , вариации полного поля, включая дипольное, можно считать случайными. Последнее следует как из представления о случайном распределении инверсий геомагнитного поля, так и выше приведенных свойств недипольного поля. Более того, корреляция между вариациями для разных *l* так-

же равна нулю [Hulot, Mouël, 1994]. С другой сто-

роны, на небольших временах $\sim 10^3$ лет, например, во время инверсий, когда дипольное поле уменьшается в несколько раз, амплитуда более высоких гармоник магнитного поля увеличивается, т.е. существует антикорреляция дипольного и недипольного полей. Данный эффект следует из закона сохранения энергии магнитного поля и хорошо известен в моделях геодинамо. Помимо обмена энергиями между дипольной и недипольности диполя приводит к подавлению гидродинамических флуктуаций максвелловскими напряжениями, и, как следствие, к дополнительному уменьшению недипольной составляющей.

Приведенная выше картина соответствует физическим представлениям о геомагнитных вариациях, согласующимся с теорией и подтверждаемым наблюдениями. По мере увеличения возрасизучаемых пород точность наблюдений та ухудшается, и в наблюдениях происходит переход от покомпонентных записей магнитного поля к угловым элементам: наклонению *I*, склонению *D*, для которых абсолютная напряженность не важна, а также к записям полярности и положению виртуального геомагнитного полюса (ВГП). Фактически, задача палеомагнетизма редуцируется к восстановлению поведения дипольного магнитного поля в прошлом по измерениям, для которых недипольная компонента и ошибки измерения становятся неразличимыми. Поскольку упомянутый переход, диктуемый скудностью имеющейся информации, производится на основе нелинейного преобразования над компонентами магнитного поля, возможно появление неоднозначностей при интерпретации полученных результатов.

Ниже, в качестве примера влияния недипольных флуктуаций именно на расчет (!) положения ВГП, рассмотрен известный наблюдательный факт – широтная зависимость вариаций ВГП [Сох, 1970]. Напомним, что ВГП – это полюс магнитного поля, полученный по измерению в точке в предположении, что измеренное поле соответствует геоцентрическому диполю. Обратим внимание, что данная характеристика, часто используемая в палеомагнетизме, не отражает физическую связь дипольной и недипольных компонент, хотя бы потому, что при постоянном во времени положении диполя, широтная зависимость может меняться при изменении недипольной компоненты. В то же время, ценность оценки вариаций положения ВГП состоит в возможности отфильтровать большое по амплитуде дипольное поле от недипольного, и тем самым, увеличить точность измерения недипольной компоненты (или ошибки измерения). В работе рассмотрено при каких условиях широтная зависимость сушествует, какие еще вариации поля демонстрируют зависимость от широты. Для этой цели магнитное поле представлено в виде ансамбля случайных сферических функций с варьируемой амплитудой случайной компоненты. Увеличение амплитуды вариаций недипольного поля ассоциируется с уменьшением величины дипольного магнитного поля. Остается надеяться, что проведенные численные эксперименты будут полезны для понимания и интерпретации палеомагнитных наблюлений.

ВАРИАЦИИ ПОЛЯ

Геомагнитное поле **В** на поверхности Земли потенциально и может быть представлено в виде градиента скалярного потенциала $\mathbf{B} = -\nabla U$. В свою очередь потенциал U удовлетворяет уравнению Лапласа и записывается в виде ряда по сферическим функциям:

$$U = \sum_{l=1}^{l_{\max}} \frac{a^{l+2}}{r^{l+1}} \sum_{m=0}^{l} \left(g_l^m \cos m\varphi + h_l^m \sin m\varphi \right) P_l^m (\cos \theta), (1)$$

где: (r, θ, φ) – сферические координаты; P_l^m – присоединенные полиномы Лежандра; коэффициенты Гаусса (g, h) рассчитаны на поверхности Земли r = a, a = 6381 км; l_{max} – максимальный номер гармоники.

Коэффициенты Гаусса находятся из решения обратной задачи так, чтобы удовлетворить имеющимся наблюдениям магнитного поля на поверхности Земли. Использование интерполяции по времени коэффициентов позволяет вычислить магнитное поле в произвольной точке Земли в заданный момент времени. В настоящее время с разной степенью точности существуют ряды коэффициентов за последние 12 тыс. лет [Korte et al., 2011; Решетняк, 2020].

Наиболее простой характеристикой вариаций направления дипольного поля является угол от-клонения магнитного диполя от оси вращения

$$\theta_d = \arctan \frac{\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}}{g_1^0}$$
. Среднее значение θ_d за
12 тыс лет составляет порядка 6°, максимальное –
не превышает 10°, рис. 1а. Эта величина вдвое
меньше угла между осью вращения и границей
Тейлоровского цилиндра на поверхности Земли.

Более того, значение θ_d в несколько раз меньше типичных вариаций положения виртуального магнитного диполя в прошлом, находящихся в диапазоне 15–25° (см. подробнее историю вопроса в работах [Irving, Ward, 1964; Johnson, McFadden, 2007]).

Согласно определению ВГП, если измеряемое поле совпадает с осесимметричным диполем, то положение виртуального полюса совпадает с географическим. Если магнитное поле представляет собой геоцентрический диполь, то положение виртуального диполя вычисляется по значениям коэффициентов g_1^0, g_1^1, h_1^1 (как выше для θ_d), и соответственно, зависимость от широты отсутствует. В общем случае, когда поле содержит недипольную компоненту, широта виртуального полюса определяется выражением:

$$\phi_0 = \arcsin(\sin\phi\cos\Theta + \cos\phi\sin\Theta\cos D), \quad (2)$$

tg\Over = 0.5tgI,

где: ϕ — широта точки измерения поля; *D* и *I* — склонение и наклонение магнитного поля в этой

точке: tg
$$D = -\frac{B_{\varphi}}{B_{\theta}}$$
, tg $I = -\frac{B_r}{\sqrt{B_{\theta}^2 + B_{\varphi}^2}}$. Как следует

из анализа палеомагнитных наблюдений, достаточно учитывать только широтные вариации положения виртуального полюса ϕ_0 , пренебрегая долготными. Последнее следует из того, что на больших временах магнитный и географический полюса совпадают. В этом случае разброс (дисперсия) положения виртуального магнитного полюса запишется в виде:

$$S^{2} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (\phi_{0}^{i} - \overline{\phi}_{0})^{2}, \qquad (3)$$

где $\overline{\phi}_0$ — среднее значение, N — количество измерений. Выражение (3) является простейшим определением S, не учитывающим кластеризацию точек измерения, связанную со спецификой палеомагнитных наблюдений. Нашей задачей является выяснить как среднеквадратическое отклонение S зависит от широты точки измерения $\phi = 90 - \theta$.



Рис. 1. Угол отклонения θ_d осевого диполя от географической оси (верхний рисунок). Широтная вариация положения ВГП *S* для последних 10 тыс лет и модели с *l*_{max} = 2 (нижний рисунок).

Для решения поставленной задачи удобно использовать язык программирования, позволяющий быстро переключаться с аналитических операций, например дифференцирования, на численные алгоритмы. Выбор пал на легендарный язык Лисп в реализации SBCL, позволяющий экспериментировать в среде SLIME "на лету".

На рис. 16 приведена широтная зависимость S. полученная путем осреднения данных по времени t с шагом в 40 лет, по которым был получен график для θ_d . По пространству осреднение осуществлялось на сетке с шагом 5° по широте ф и долготе ф. Для каждой точки (t, ϕ , ϕ) по формулам (1)–(3) вычислялось значение ϕ_0 , и далее *S*, как функция ϕ . Конечный результат был осреднен по северному и южному полушариям. Величина S оказывается порядка 10° и практически не зависит от широты. С одной стороны, этот результат ожидаем и сопоставим с отношением напряженности недипольного поля к дипольному, составляющим ~10%. С другой – полученное *S* близко к известным палеомагнитными оценками на экваторе, но не обладает широтной зависимостью, согласно которой, на полюсах S в полтора раза больше, чем на экваторе [Johnson, McFadden, 2007]. Здесь стоит обратить внимание, что какое-либо сравнение S с

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

вариацией θ_d не имеет смысла, поскольку они имеют разный физический смысл: S – ответственно за недипольное поле, а вариации θ_d характеризуют дипольную компоненту.

Существование широтной зависимости, хоть и наблюдается в ряде работ, но не является палеомагнитной догмой. Поэтому далее представляется интересным не столько подгонка моделей под наблюдаемое значение, сколько исследование условий, при которых зависимость $S(\phi)$ может измениться. Такое изменение возможно, например, при увеличении как вариаций поля, так и ошибок измерения. Далее будет рассмотрен модельный расчет, в котором средний спектр магнитного поля постоянен, но каждый коэффициент Гаусса возмущается случайным шумом. Это отличается от численных экспериментов, проведенных в работе [Hulot, Gallet, 1996], в которых учитывались вариации во времени дипольных коэффициентов с l = 1 для подгонки профиля $S(\phi)$ для современного поля под палеомагнитные оценки за 5 млн лет. Такой подход к исследованию влияния шума на $S(\phi)$, конечно же, не единственный. Также можно было бы рассмотреть эволюционирующие во времени коэффициенты Гаусса. Предложенный выше более простой метод связан с тем, что точ-



Рис. 2. Широтная вариация *S* для различных о: *1* – 0.03 с; *2* – 0.1 с; *3* – 0.3 с; *4* – 0.9 с; *l*_{max} = 6.



Рис. 3. Широтная вариация модуля наклонения *S*_{*I*} для различных **σ**: *I* – 0.03 с; *2* – 0.1 с; *3* – 0.3 с; *4* – 0.9 с; *l*_{max} = 6.

ность измерений коэффициентов Гаусса за рассматриваемые 12 тыс. лет сильно менялась, и учет этого изменения строго провести сложно. С другой стороны, использование современных коэффициентов приводит к некоторой асимметрии потенциала U. имеющего отклонение от сферически симметричного распределения. Обратим внимание, что вариации диполя, большие по амплитуде вариаций недипольных компонент, могут оказывать существенное влияние на вараиции направления диполя [Hulot, Gallet, 1996]. В данной же работе предлагается сделать акцент на изменение формы $S(\phi)$, связанной исключительно с нелинейным преобразованием (2). Возвращаясь к теме данной работы, были взяты современные коэффициенты Гаусса с $0 < l < l_{max}$, $m \le l$ со случайной добавкой, распределенной по нормальному закону с нулевым средним и дисперсией $\sigma_l^2 = \sigma_l (1 + 2l)$ [Hulot, Mouël, 1994]. Далее, используя (1)–(3), была получена зависимость $S(\phi)$. После осреднения по ϕ и числу случайных реализаций с $\sigma = 0.2$ результаты вычислений $S(\phi)$ для $l_{\rm max} = 2$ приведены на рис.16. Выбор значения σ связан с тем, что вблизи этого значения меняется характер зависимости $S(\phi)$ (см. рис. 2) для $l_{max} = 6$. При меньших σ рост S слабо выражен, а при больших составляет порядка 14% ($\sigma = 0.3$), что сопоставимо с наблюдениями. Что еще примечательно, так это появление максимума у $S(\phi)$ в средних широтах при увеличении σ , см. рис. 2 ($\sigma = 0.9$).

Уникальность S обусловлена выделением влияния недипольной компоненты поля, амплитуда которой на порядок меньше дипольной, на положение виртуального диполя. Величину S можно рассматривать как своеобразный фильтр, отделяюший липольную компоненту от полного поля. На рис. 3 для сравнения приведена широтная зависимость среднеквадратического отклонения S₁ модуля наклонения І для тех же значений σ, что и на рис. 2. Как видно из рис. 3, поведение S_I повторяет известное широтное поведение наклонения и не несет новой информации о недипольной компоненте поля. Изменение о в 30 раз приводит к изменениям S_I , сравнимым по амплитуде с ошибкой измерения. Обратим внимание на существование области в районе ф ~ 30°, в которой S_{I} (но не его производная по ϕ) не зависит от σ .

Возвращаясь к S, которое чувствительно к малым по амплитуде вариациям недипольной компоненты поля, мы можем надеяться, что возможна идентификация смены режимов генерации магнитного поля как по амплитуде S, так и по форме кривой широтной зависимости.

ОБСУЖДЕНИЕ

Вариации геомагнитного поля являются проявлением процессов турбулентного динамо, генерирующего магнитное поле в ядре Земли. Ядро, как и вся Земля, эволюционировала во времени: менялся тепловой поток на границе ядро-мантия, появилось твердое ядро, за счет чего изменились геометрия конвективной зоны, а также энергобюджет планеты. Все эти факторы не могли не отразиться и на поведении вариаций геомагнитного поля на геологических временах, в том числе и на угловых вариациях ВГП. Разброс известных результатов по поведению S весьма велик – от быстро увеличивающихся с широтой значений S [McFadden et al., 1991] в интервале 10-17°, до медленно растущих значений или даже постоянных значений в работе [Biggin et al., 2008]. И более того, не ясно насколько палеомагнитные оценки применимы для современного поля, поскольку амплитуды S современного поля приблизительно в 1.5-2 раза меньше, чем для древнего. Последнее может быть связано как с уменьшением точности наблюдений, так и с объективным увеличением S на больших временах, в том числе, например, и за счет вклада экскурсов и инверсий, а также поправок на кластеризацию, приводящих к дополнительным трендам [Biggin et al., 2008]. В работе, на примере простейшего определения

19

разброса положений виртуального полюса, была сделана попытка устранить возникшие противоречия путем введения дополнительного параметра – амплитуды случайной компоненты вековой вариации, которая в свою очередь, могла меняться на геологических временах. Использование случайных полей в геомагнетизме является нетривиальным само по себе, и для компенсации недостающих данных, требует специальных методов [Хохлов, 2012]. Обратим внимание, что выбор формы случайной функции, вообще говоря, не однозначен, и в приведенной выше модели был определен "физическими" предпочтениями¹, сводящимися к возмущению потенциала U [Hulot, Mouël, 1994], а не его нелинейных производных, используемых в палеомагнетизме, например, случайными поворотами вектора магнитного поля на малых масштабах [Baag, Helsley, 1974]. В результате удалось показать, что увеличение случайной составляющей, вводимой в виде флуктуаций коэффициентов Гаусса, приводит к изменению широтной зависимости S. Полученный в работе результат весьма неожиданный, поскольку, по иронии, он связан с тем же нелинейным преобразованием компонент вектора магнитного поля при вычислении вариаций положения ВГП. Существование нелинейности приводит к заметному изменению поведения *S*(ф) при изменении σ . Приведенные оценки изменения S могут быть полезными для диагностирования вариаций в зонах спокойного и прединверсионного или инверсионного геомагнитного поля. Обратим внимание, что переход от режима без инверсий к режиму частых инверсий в моделях динамо сопровождается изменением широтного поведения S от монотонно растущего к мало меняющемуся с широтой значению [Biggin et al., 2008].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Госзадания ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бураков К.С., Галягин Д.К., Начасова И.Е., Решетняк М.Ю., Соколов Д.Д., Фрик П.Г. Вейвлет анализ напряженности геомагнитного поля за последние 4000 лет // Физика Земли. 1988. № 9. С. 83–88.

Петрова Г.Н., Решетняк М.Ю. О временном спектре поля вековой геомагнитной вариации и его источни-ков // Физика Земли. 1999. № 6. С. 53–60.

Решетняк М.Ю. Эволюция крупномасштабного геомагнитного поля за последние 12 тысяч лет // Геомагнетизм и Аэрономия. 2020. Т. 60. № 1. С. 126–136.

Хохлов А.В. Моделирование вековых геомагнитных вариаций. Принципы и реализация // Геофизические исследования. 2012. Т.13. № 2. С. 50–61.

Baag C.G., Helsley C. Geomagnetic secular variation model E // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. № 32. P. 4918–4922.

Biggin A.J., van Hinsbergen D.J., Langereis C.G., Straathof G.B., Deenen M.H. Geomagnetic secular variation in the cretaceous normal superchron and in the Jurassic // Phys. Earth Planet. Int. 2008. V. 169. P. 3–19.

Christensen U.R., Tilgner A. Power requirement of the geodynamo from ohmic losses in numerical and laboratory dynamos // Nature. 2004. V. 429. № 6988. P. 169.

Cox A. Latitude dependence of the angular dispersion of the geomagnetic field // Geophys. J. Int. 1970. V. 20. P. 253–269.

Hulot G., Mouël J. Le. A statistical approach to the earth's main magnetic field // Phys. Earth Planet. Int. 1994. V. 82. \mathbb{N}_{2} 3–4. P. 167–183.

Hulot G., Gallet Y. On the interpretation of virtual geomagnetic pole (VGP) scatter curves // Phys. Earth Planet. Int. 1996. V. 95. № 3–4. P. 37–53.

Irving E., Ward M.A. A statistical model of the geomagnetic field // Pure Appl. Geophys. 1964. V. 57. № 1. P. 47–52.

Johnson C., McFadden P. Time-averaged field and paleosecular variation. In Treatise on Geophysics. 2007. V. 5. P. 417–453.

Korte M., Constable C., Donadini F., Holme R. Reconstructing the holocene geomagnetic field // Earth Planet. Sci. Lett. 2011. V. 312. № 3. P. 497–505.

Lowes F.J. Spatial power spectrum of the main geomagnetic field // Geopys. J. R. Astr. Soc. 1974. V. 36. P. 717–725.

McFadden P., Merrill R., McElhinny M., Lee S. Reversals of the Earth's magnetic field and temporal variations of the dynamo families // J. Geophys. Res. Solid Earth. 1991. V. 96. № B3. P. 3923–3933.

Latitudinal Variations of the Geomagnetic Field

M. Yu. Reshetnyak^{*a*, *b*, *}

^aSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia ^bPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 108840 Russia *E-mail: m.reshetnyak@gmail.com

The model of variations in the Earth's magnetic field with random Gaussian coefficients is considered. It is shown that at small amplitudes of random nondipole field component σ , the scatter of the direction of the virtual geomagnetic pole grows with increasing latitude. At large σ , the scatter does not change much and its maximum is located at middle latitudes.

Keywords: nondipole magnetic field, geomagnetism, geodynamo

¹ Достаточно попытаться записать уравнения Максвелла в терминах *D* и *I*, чтобы понять, насколько эти величины неудобны для физики в силу, например нарушения принципа суперпозиции, появления паразитных частот во временных спектрах для *D* и *I* [Петрова, Решетняк, 1999] и т.д.

УДК 550.831+838

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЗАВИСЯЩИХ ОТ ВРЕМЕНИ ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ЗЕМЛИ В ЛОКАЛЬНОМ ВАРИАНТЕ

© 2023 г. И. Э. Степанова^{1, *}, А. В. Щепетилов², П. С. Михайлов¹

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия ²МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия *E-mail: tet@ifz.ru Поступила в редакцию 05.03.2022 г.

После доработки 13.04.2022 г. Принята к публикации 14.04.2022 г.

Предложена новая методика аналитического описания зависящих от времени сигналов различной природы на основе локальной и региональной версий метода линейных интегральных представлений в пространствах различных размерностей. Обратная задача по нахождению источников поля редуцируется к решению плохо обусловленных систем линейных алгебраических уравнений с приближенно заданной правой частью. Приводятся результаты математического эксперимента по нахождению элементов нестационарных гравитационного и магнитного полей Земли.

Ключевые слова: гравитационное поле, магнитное поле, функция Грина, линейные интегральные представления.

DOI: 10.31857/S0002333722060138, EDN: FBJBEN

введение

За последние 10-20 лет объем информации о физических полях и топографии Земли увеличился на несколько порядков. Благодаря различным спутниковым миссиям непрерывным потоком поступают данные о планетах Солнечной системы, при этом орбиты космических аппаратов фактически "заметают" некоторые области трехмерного пространства, обеспечивая, таким образом, достаточно высокую степень разрешения съемки. Как уже было отмечено в нашей предыдущей работе [Степанова и др., 2020], материалы дистанционного зондирования Земли и других небесных тел используются при уточнении теории внутреннего строения нашей планеты и ей подобных, незаменимы при прогнозировании глобального изменения климата и изучении разнообразных геофизических процессов.

В наше время, однако, "простой", если можно так выразиться, интерпретацией геофизических и геодезических данных, равно как и решением различных задач синтеза с помощью Искусственного интеллекта ограничиться нельзя.

Модели физических полей и топографии должны быть скорректированы с учетом быстро меняющихся огромных массивов данных об этих сигналах. При этом акцент должен быть сделан на разные подходы при интерпретации трендовых составляющих полей и высокочастотных компонент измеряемых (фиксируемых с помощью аппаратуры) сигналов. Поскольку источники, эквивалентные по внешнему полю, определяются всегда неоднозначно, нужно попытаться сформулировать единые критерии отбора оптимальных в некотором смысле распределений масс при исследовании аналогичных математических постановок.

Такой тезис, на первый взгляд, кажется парадоксальным, поскольку локальные аномалии гравитационного (магнитного, теплового и т.п.) поля, как правило, "индивидуальны": у каждой имеется свой собственный, отличный от других, "портрет". Но можно объединить отдельные аномалии в группы и подгруппы и назвать такие множества "классами" и "подклассами" объектов, а операции над такими объектами отнести к соответствующим классам отображений - подобно тому, как это делается в математической теории категорий и в программных средах (языках) объектного программирования. К такому выводу авторы настоящей работы пришли на основании многолетнего опыта в решении различных линейных и нелинейных обратных и некорректных задач математической геофизики.

При интерпретации геофизических данных применяются различные методы и подходы (см., например, [Portniaguine, 1999; 2002; Arkani-Hamed, 2002; Acuna, 1999; Михайлов и др., 2019; Wang et al., 2019; Долгаль, 2015; 2017; Uieda et al., 2015; Schattner et al., 2019]). Восстановление источников сигнала по информации об элементе поля и его градиенте [Wang et al., 2020a; 2020b] представляется нам особенно перспективным.

Магнитное поле Земли не является стационарным, наличие у нашей планеты магнитного динамо обуславливает весьма сложный характер взаимодействия внутреннего магнитного поля с солнечным ветром, представляющим собой потоки заряженных частиц.

В работах авторов, посвященных применению метода линейных интегральных представлений для решения некорректных обратных задач геофизики, ранее не рассматривались постановки для уравнений второго порядка параболического и гиперболического типов. Между тем, возможности указанного метода не ограничиваются уравнениями Лапласа и Пуассона, которым, как известно, удовлетворяют компоненты гравитационного, электрического, магнитного и т.д. полей при определенных условиях. Для того, чтобы восполнить этот "пробел", мы попытались в настоящей работе предложить аппроксимационную конструкцию для математического моделирования магнитного поля Земли, в которой в явном виде будет учитываться время. Необходимо подчеркнуть, что вне источников поля (т.е. вне внешнего жидкого ядра Земли и других космических объектов, обладающих внутренним генератором магнитного поля) методика разложения сигналов в ряд по сферическим гармоникам, представления в виде интегралов Фурье, вейвлетов и т.п. [Фрик и др., 2020; Титов и др., 2020; Казанцев, 2019] вполне допустимы и могут хорошо "работать" при решении задач анализа и синтеза. Но адекватное реальности моделирование магнитного поля Земли невозможно получить без учета магнитогидродинамических соотношений [Reshetnyak, 2015]. Поэтому актуальной, на наш взгляд, является проблема нахождения устойчивых приближенных решений системы уравнений магнитной гидродинамики, в которой для магнитного поля могут считаться справедливыми некоторые интегральные представления. Мы, таким образом, получаем некоторую систему обыкновенных дифференциальных уравнений, которой удовлетворяет поле скоростей космических частиц солнечного ветра. Аналогичным образом можно описывать потоки заряженной жидкости (плазмы) и внутри планет. Первым шагом на пути такого моделирования полей является учет времени в качестве независимой переменной (или параметра модели, поскольку при построении решений уравнений в частных производных продуктивным является метод спуска по одной из переменных, от которых эти решения зависят [Владимиров, 1981]).

В наших предыдущих работах мы показали, что глобальный вариант метода линейных интегральных представлений в рамках структурно-параметрического подхода может применяться для построения аналитического продолжения магнитного поля Марса вниз, в сторону источников [Gudkova et al., 2020; 2021; Salnikov et al., 2021]. На Марсе динамо в настоящее время отсутствует, и спутниковые данные свидетельствуют о фрагментарной картине остаточной намагниченности на Красной планете. Как мы уже отмечали в приведенных выше работах, причина исчезновения магнитного поля Марса не установлена.

В настоящей работе мы предприняли попытку аппроксимации аномального магнитного поля Земли в районе Японского моря, согласно данным модели EMAG2v3 [Meyer et al., 2017]. Модель EMAG3v3 получена объединением низкочастотных спутниковых данных, в основном представленных сферической моделью MF7, вычисленизмерениям спутниковой ной ПО миссии СНАМР в период с 2007 по 2010 гг., с большим объемом инструментальных морских и аэромагнитных съемок. Пространственное разрешение модели составляет 2', и мы выбирали именно такое значение шага дискретизации при постановке математического эксперимента.

Аппроксимации магнитного поля строились с помощью комбинированной методики, включающей в себя региональный вариант метода модифицированных *S*-аппроксимаций с учетом эллиптичности и математическую модель поля в трехмерном декартовом пространстве, зависящую от времени в качестве параметра.

Поскольку данные дистанционного зондирования Земли (а тем более, других космических объектов) значительно превышают по объему информацию, полученную каким-либо другим способом, необходимо учитывать особенности топологии планеты при создании аналитических моделей физических полей и топографии. Поэтому при интерпретации гравиметрических и магнитометрических данных в глобальном и региональном масштабах нам представляется целесообразным учет эллиптичности планеты в той или иной степени.

Представление Земли в виде полупространства при решении интерпретационных задач существенно упрощает как математические выкладки, так и вычислительные алгоритмы. При разработке нового варианта метода линейных интегральных представлений для решения нестационарных задач (возникающих при описании физических процессов, описываемых уравнениями в частных производных параболического и гиперболического типов) желательно, на наш взгляд, начать рассмотрение постановок в прямоугольных координатах. Впоследствии результаты

можно будет перенести на случай произвольной системы координат.

ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Мы неоднократно подчеркивали в предыдущих работах [Stepanova, 2008; Раевский и др., 2015а; 2015б], что локальные интегральные представления элементов физических полей и других сигналов строятся для небольших по площади территорий: не более 10⁴ км², в отличие от глобальных (линейные аналитические аппроксимации строятся для всей Земли) или региональных (линейные аналитические аппроксимации строятся для больших по площади территорий – порядка (10⁵–10⁶) км²) [Stepanova, 2009].

В данной работе будут рассматриваться зависящие от времени физические поля и другие сигналы в декартовой системе координат – можно полагать, что мы ограничиваемся пока только локальным вариантом ввиду сложности задачи аналитического описания нестационарного поля в глобальном масштабе. Однако такой подход не ограничивает общности: в принципе, можно решать и глобальные задачи в общеземной системе координат. Но тогда эквивалентные по внешнему полю источники окажутся принадлежащими слишком абстрактному классу объектов. С математической точки зрения это – упрощение, некая идеализация, нулевое приближение к решению нелинейной обратной задачи [Ягола и др., 2014]. И такое решение имеет право на существование, поскольку при изучении планет строятся, как правило, метрологические аппроксимации полей: количественная информация об источниках совершенно не доступна [Страхов, Степанова, 2002]. В работе [Степанова и др., 2019] мы предложили применять для интерпретации данных гравимагниторазведки метод линейных интегральных представлений повышенной размерности. При таком подходе, как показал математический эксперимент, особенности векторных полей выявляются с большей степенью точности при построении метрологических аппроксимаций.

Если эллиптичность не учитывается, то планета считается шаром радиуса R_0 .

В том случае, когда эллиптичность нужно учитывать, Земля представляется в виде эллипсоида с полуосями *a*, *b*, *c*.

Если известны геодезические координаты точки наблюдения, то декартовы можно выразить через геодезические по известным формулам [Шимбирев, 1975]:

$$X = (N + H) \cos B \cos L,$$

$$Y = (N + H) \cos B \sin L,$$
 (1)

$$Z = ((1 - e^{2})N + H) \sin B,$$

где: X, Y, Z — пространственные прямоугольные координаты точки, м; B, H, L — геодезические координаты (широта и долгота, рад., высота, м); N — радиус кривизны первого вертикала, м; e — эксцентриситет эллипсоида.

Радиус кривизны первого вертикала и квадрата эксцентриситета эллипсоида вычисляются по формулам:

$$N = \frac{a}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 B}}, \ e^2 = 2\alpha - \alpha^2,$$
(2)

где: *а* — большая полуось эллипсоида, м; α — сжатие эллипсоида.

"Идеализированную" Землю будем считать внутренностью эллипсоида с полуосями a, b, c,а реальную Землю представим как область, ограниченную кусочно-непрерывной замкнутой поверхностью S, мало отклоняющейся от этого эллипсоида и содержащей его внутри себя. Предположим, что в некоторой (произвольной) совокупности точек $x^{(i)}, i = 1, 2, ..., N$, на поверхности S заданы приближенные значения гармонической (во внешности эллипсоида) функции G(x):

$$f_{i,\delta} = f_i + \delta f_i, \quad f_i = G(x^{(i)}).$$
 (3)

Здесь G(x) имеет следующее интегральное представление:

$$G(x) = \int_{0}^{2\pi\pi} \frac{I(\vartheta, \phi)\sigma(\vartheta, \phi)\sin\vartheta d\phi d\vartheta}{R(\xi - x)} + \int_{0}^{2\pi\pi} \int_{0}^{\pi} \frac{I(\vartheta, \phi)w(\vartheta, \phi)\left\{1 - \left[\frac{x_{1}\xi_{1}}{a^{2}} + \frac{x_{2}\xi_{2}}{b^{2}} + \frac{x_{3}\xi_{3}}{c^{2}}\right]\right\}\sin\vartheta d\vartheta d\phi}{R^{3}(\xi - x)\sqrt{\frac{\xi_{1}^{2}}{a^{4}} + \frac{\xi_{2}^{2}}{b^{4}} + \frac{\xi_{3}^{2}}{c^{4}}},$$

$$R(\xi - x) = (|\xi|^{2} - 2|\xi|r\cos\vartheta' + r^{2})^{1/2}, \quad \xi = (a\cos\tilde{\phi}\sin\tilde{\vartheta}, b\sin\tilde{\phi}\sin\tilde{\vartheta}, c\cos\tilde{\vartheta}),$$

$$x = (r\cos\tilde{\phi}\sin\tilde{\vartheta}, r\sin\tilde{\phi}\sin\tilde{\vartheta}, r\cos\tilde{\vartheta}), \quad \cos\vartheta' = \sin\vartheta\sin\tilde{\vartheta}\cos(\phi - \tilde{\phi}) + \cos\vartheta\cos\vartheta,$$
(4)

$$x = (x_1, x_2, x_3), \quad \xi = (\xi_1, \xi_2, \xi_3), \quad I(\vartheta, \phi) = \sin \vartheta \sqrt{a^2 b^2 \cos^2 \vartheta + a^2 c^2 \sin^2 \vartheta \sin^2 \phi + b^2 c^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \phi}.$$

Относительно функций о и w ставится следующая условно вариационная задача:

$$\Omega(\sigma, w) = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi} \left(\frac{\sigma^{2}(\vartheta, \varphi)}{p_{1}^{2}} + \frac{w^{2}(\vartheta, \varphi)}{p_{2}^{2}} \right) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \min_{\sigma, w},$$

$$G\left(x^{(i)}\right) = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi} \frac{I(\vartheta, \varphi)\sigma\left(\vartheta, \varphi\right)\sin \vartheta d\varphi d\vartheta}{R\left(\xi - x^{(i)}\right)} + \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi} \frac{I(\vartheta, \varphi)w\left(\vartheta, \varphi\right)\left\{1 - \left[\frac{x_{1}^{(i)}\xi_{1}}{a^{2}} + \frac{x_{2}^{(i)}\xi_{2}}{b^{2}} + \frac{x_{3}^{(i)}\xi_{3}}{c^{2}}\right]\right\}\sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{R^{3}\left(\xi - x^{(i)}\right)\sqrt{\frac{\xi_{1}^{2}}{a^{4}} + \frac{\xi_{2}^{2}}{b^{4}} + \frac{\xi_{3}^{2}}{c^{4}}},$$

$$R\left(\xi - x^{(i)}\right) = \left(|\xi|^{2} - 2|\xi|r^{(i)}\cos\vartheta^{(i)'} + (r^{(i)})^{2}\right)^{1/2}, \xi = (a\cos\varphi\sin\vartheta, b\sin\varphi\sin\vartheta, c\cos\vartheta),$$

$$x^{(i)} = (r^{(i)}\cos\varphi^{(i)}\sin\vartheta^{(i)}, r^{(i)}\sin\varphi^{(i)}\sin\vartheta^{(i)}, r^{(i)}\cos\vartheta^{(i)}, r^{(i)}\cos\vartheta^{(i)},$$

$$\cos\vartheta^{(i)'} = \sin\vartheta\sin\vartheta^{(i)}\cos(\varphi - \varphi^{(i)}) + \cos\vartheta\cos\vartheta^{(i)},$$

$$x^{(i)} = \left(x_{1}^{(i)}, x_{2}^{(i)}, x_{3}^{(i)}\right), \xi = (\xi_{1}, \xi_{2}, \xi_{3}), i = 1...N,$$

$$I(\vartheta, \varphi) = \sin\vartheta\sqrt{a^{2}b^{2}\cos^{2}\vartheta + a^{2}c^{2}\sin^{2}\vartheta\sin^{2}\varphi + b^{2}c^{2}\sin^{2}\vartheta\cos^{2}\varphi.$$
(5)

Функции $p_1^2(\vartheta, \phi), p_2^2(\vartheta, \phi)$ в вариационной постановке (5) должны отражать свойства области задания эквивалентных по внешнему полю носителей масс. В частности, эти функции могут принимать заданные значения на границе области, внутри или вне которой нужно найти распределение элементов поля. В то же время, сами указанные функции могут быть неизвестными, и их определение можно сравнить с механизмом адаптивной регуляризации: элементы матрицы системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), к решению которой редуцируется вариационная постановка (5), зависят от $p_1^2(\vartheta, \varphi), p_2^2(\vartheta, \varphi)$. Можно рассмотреть, таким образом, некоторое семейство вариационных задач по определению как неизвестных распределений масс, так и областей задания источников. Подобные вариационные постановки относятся к нелинейным обратным задачам, что существенно осложняет процесс поиска решения. Наша методика построения аналитических моделей зависящего от времени магнитного поля Земли может быть описана следуюшим образом.

Решение вариационной задачи (5) при известных функциях $p_1^2(\vartheta, \varphi)$, $p_2^2(\vartheta, \varphi)$ эквивалентно решению системы линейных алгебраических уравнений [Страхов, Степанова, 2002] :

$$A\lambda = f_{\delta}, \quad f_{\delta} = f + \delta f, \tag{6}$$

где вектор f_{δ} имеет компоненты $f_{i,\delta}$, а матрица $\mathbf{A} = \mathbf{A}^{\mathrm{T}} \ge 0$ имеет элементы

$$a_{ij} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi} \left[p_{1}^{2} Q_{i}^{(1)}(\xi) Q_{j}^{(1)}(\xi) + p_{2}^{2} Q_{i}^{(2)}(\xi) Q_{j}^{(2)}(\xi) \right] \times I(\vartheta, \phi) \sin \vartheta d\vartheta d\phi$$
(7)

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

Для о и *w* получаем представление:

$$\sigma(\xi) = p_1^2 \sum_{i=1}^N \lambda_i Q_i^{(1)}(\xi), \quad w(\xi) = p_2^2 \sum_{i=1}^N \lambda_i Q_i^{(2)}(\xi), \quad (8)$$

где положено

$$Q_{i}^{(1)}(\xi) = \frac{1}{R(\xi - x^{(i)})},$$

$$Q_{i}^{(2)}(\xi) = \frac{\left\{1 - \left[\frac{x_{1}^{(i)}\xi_{1}}{a^{2}} + \frac{x_{2}^{(i)}\xi_{2}}{b^{2}} + \frac{x_{3}^{(i)}\xi_{3}}{c^{2}}\right]\right\}}{R^{3}(\xi - x^{(i)})\sqrt{\frac{\xi_{1}^{2}}{a^{4}} + \frac{\xi_{2}^{2}}{b^{4}} + \frac{\xi_{3}^{2}}{c^{4}}}.$$
(9)

Если функции $p_1^2(\vartheta, \varphi)$, $p_2^2(\vartheta, \varphi)$ тождественно на сфере равны 1, то для элементов матрицы СЛАУ получаем следующие выражения:

$$a_{ij} = \int_{0}^{2\pi\pi} \int_{0}^{\pi} \left[Q_{i}^{(1)}(\xi) Q_{j}^{(1)}(\xi) + Q_{i}^{(2)}(\xi) Q_{j}^{(2)}(\xi) \right] \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \\ = \frac{2\pi}{(h_{i}h_{j})^{1/2}r_{i}r_{j}} (1 + \frac{0.25}{r_{i}r_{j}h_{i}h_{j}}) F(2 \operatorname{arctg}(\sqrt{h_{i}h_{j}}), \quad (10) \\ \sqrt{0.5(1 + \cos\alpha_{ij})}) - \\ - \frac{\pi(3(h_{i}h_{j})^{2} - 4h_{i}h_{j}\cos\alpha_{ij}) + 1)}{r_{i}^{2}r_{j}^{2}h_{i}h_{j}(\sqrt{1 - 2h_{i}h_{j}\cos\alpha_{ij}}) + (h_{i}h_{j})^{2})^{3}},$$

где $Q_i^{(1)}(\xi)$ и $Q_i^{(2)}(\xi)$ определяются выражениями:

$$Q_i^{(1)}(\xi) = \frac{1}{R(\xi - x^{(i)})}, \quad Q_i^{(2)}(\xi) = \frac{R - r_i \cos \vartheta_i'}{R^3(\xi - x^{(i)})}.$$
 (11)

Здесь $h_i = \frac{R_0}{r_i}, \ h_j = \frac{R_0}{r_j}$, а α_{ij} — это угол между

векторами x_i и x_j . Выражения (10) были получены в предположении, что вектор x_i параллелен оси Oz, в то время как вектор x_j лежит в плоскости zOx (в случае сферы мы всегда можем выбрать такую систему координат, в отличие от эллипсоида). Тогда радиус-векторы *i*-ой и *j*-ой точек будут иметь координаты $x_i = (r_i, 0, 0)$ и $x_i = (r_i \sin \alpha_{ii}, 0, r_i \cos \alpha_{ii})$.

Функция $F(\phi, k)$ в (10) представляет собой эллиптический интеграл первого рода.

Если вместо сферы поверхностью интегрирования является эллипсоид с полуосями a, b, c (т.е. верно интегральное представление (4) и рассматривается соответствующая вариационная постановка), то следует перейти в пространство других декартовых координат.

А именно, положим:

$$x' = \frac{x}{a}, \quad y' = \frac{y}{b}, \quad z' = \frac{z}{c}.$$
 (12)

Эллипсоид с указанными полуосями переходит при такой замене координат в сферу единичного радиуса, а точки наблюдения — в точки штрихованного пространства по формулам (12), внешние по отношению к единичной сфере.

Преобразование (12) не является ортогональным и, по этой причине, расстояния между точками не сохраняются. Если решить вариационную задачу для "штрихованной" единичной сферы, а затем перейти в "нормальное" декартово пространство, то элементы матрицы (10) принимают вид:

$$\tilde{a}_{ij} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi} \left[\tilde{Q}_{i}^{(1)}(\xi) \tilde{Q}_{j}^{(1)}(\xi) + \tilde{Q}_{i}^{(2)}(\xi) \tilde{Q}_{j}^{(2)}(\xi) \right] \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \frac{2\pi}{(\tilde{h}_{i}\tilde{h}_{j})^{1/2}r_{i}'r_{j}'} \left(1 + \frac{0.25}{r_{i}'r_{j}'\tilde{h}_{i}\tilde{h}_{j}} \right) \\ \times F(2\operatorname{arctg}(\sqrt{\tilde{h}_{i}\tilde{h}_{j}}), \sqrt{0.5(1 + \cos\tilde{\alpha}_{ij})}) - \frac{\pi(3(\tilde{h}_{i}\tilde{h}_{j})^{2} - 4\tilde{h}_{i}\tilde{h}_{j}\cos\tilde{\alpha}_{ij}) + 1)}{r_{i}'^{2}r_{j}'^{2}\tilde{h}_{i}\tilde{h}_{j}(\sqrt{1 - 2\tilde{h}_{i}\tilde{h}_{j}\cos\tilde{\alpha}_{ij}}) + (\tilde{h}_{i}\tilde{h}_{j})^{2}} \right]^{3}.$$
(13)

Здесь $\tilde{h}_i = \frac{1}{r_i'}$, $\tilde{h}_j' = \frac{1}{r_j'}$, $r_i' = \sqrt{x_{1,i}'^2 + x_{2,i}'^2 + x_{3,i}'^2}$, $r_j' = \sqrt{x_{1,j}'^2 + x_{2,j}'^2 + x_{3,j}'^2}$, а $\tilde{\alpha}_{ij}$ – это угол между векторами x_i' и x_i' .

рами x_i и x_j .

Таким образом, для построения линейных трансформант гравитационного или магнитного поля в региональном варианте с учетом эллиптичности можно решить СЛАУ с элементами матрицы, выражающимися по формулам (13).

Безусловно, при таком подходе невозможно учесть все топологические особенности планеты, но представление элементов матрицы СЛАУ в аналитическом виде существенно упрощает процесс нахождения устойчивого приближенного решения обратной задачи. Как видно из выражений (12) и (13), время в таких моделях никак не фигурирует.

При задании пространственных координат точек наблюдения необходимо руководствоваться формулами (1)—(2), связывающими геодезические (или сферические) и декартовы координаты точки наблюдения в общеземной системе координат.

Нестационарность магнитного поля может учитываться по-разному: все определяется конкретной постановкой. В последние 10–20 лет для интерпретации данных о магнитных полях Земли и планет особенно популярным среди зарубежных исследователей стал так называемый метод сингулярных магнитных диполей (ESD) [Whaler et al., 2005; Langlais et al., 2004]. Существует также вариант указанного метода с зависящими от времени компонентами вектора намагниченности [Oliveira et al., 2015]. При этом авторы выбирали наиболее простую форму зависимости – линейную.

В общем случае, поведение магнитного поля планеты (как внешнего, так и внутреннего) определяется из решения достаточно сложной системы уравнений магнитной гидродинамики [Арнольд, Хесин, 2007]:

$$\frac{\partial \overline{v}}{\partial t} = -(\overline{v}, \nabla \overline{v}) + [\overline{B}, \operatorname{rot} \overline{B}] - \nabla p,
\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} = -\{\overline{v}, \overline{B}\} + v\Delta \overline{B},
\operatorname{div} \overline{v} = 0, \quad \operatorname{div} \overline{B} = 0.$$
(14)

что является так называемым линеаризованным и укороченным уравнением Эйлера.

В (14): $\overline{v}(\overline{r}, t)$, $\overline{B}(\overline{r}, t)$ - соответственно поле скоростей и магнитная индукция как функции радиус-вектора и времени; ∇p — градиент давления в среде; Δ — оператор Лапласа. Квадратные скобки означают векторное произведение двух векторов, а фигурные скобки — это скобка Пуассона двух векторных полей, определяемая как:

дациями п.1 аналитической модели магнитного поля в изучаемом регионе определяются начальные, граничные и другие условия (вектор-функции), которые необходимы для нахождения распределения значений магнитного поля в верхнем полупространстве (если считать Землю нижним полупространством в декартовых координатах) в произвольный момент времени. Время на данном этапе создания комбинированной методики ин-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

терпретации магнитных данных считается параметром задачи.

Две составляющие аналитической модели магнитного поля могут показаться избыточными, на первый взгляд. Однако магнитное поле, как мы уже подчеркивали, не может, в общем случае, рассматриваться как решение уравнения Лапласа (в области, не занятой магнитными массами) или Пуассона (в коре планеты, но не в ядре при наличии магнитного динамо).

Можно ограничиться, безусловно, и одной из двух компонент новой математической модели поля в рамках модифицированных *S*-аппроксимаций, но сочетание двух составляющих обеспечивает более гибкий подход к вычислению линейных трансформант: аналитическому продолжению магнитного поля вверх или вниз.

Опишем теперь, как строится вторая "компонента" математической модели магнитного поля Земли. В настоящей работе мы полагаем, что время – это некий непрерывно меняющийся от нуля до бесконечности параметр модели . Параметр a^2 можно считать достаточно большим: если $a^2 \rightarrow \infty$, то решение приведенного ниже уравнения параболического типа будет стремиться к решению уравнения Лапласа. Ну, а в случае системы (14) указанный параметр связан с коэффициентом магнитной вязкости (магнитным числом Рейнольдса), но мы пока не рассматриваем решение системы (14) в целом.

Как известно, метод спуска по одной из независимых переменных [Владимиров, 1981] позволяет получить решение краевой задачи в пространстве N переменных, если найдено соответствующее решение в N + 1-ом пространстве. Поэтому переход от вектор-функции, зависящей от трех пространственных переменных, к векторфункции в четырехмерном пространстве (четвертая координата — это время) нам кажется оправданным при построении метрологических аппроксимаций элементов физических полей и топографии.

Если считать Землю (или другую планету) нижним полупространством, ограниченным плоскостью $x_3 = 0$ в декартовой системе координат ($x_1 x_2, x_3$), то решение первой краевой задачи для уравнения теплопроводности (или диффузии, важно — уравнения параболического типа с постоянными коэффициентами в верхнем полупространстве) можно записать в следующем виде:

 $\{\overline{v}, \overline{B}\}_i = \sum_{i=1}^3 v_j \frac{\partial B_i}{\partial x_i} - B_j \frac{\partial v_i}{\partial x_i}.$

Для нахождения приближенного решения си-

стемы (14) необходимо заменить дифференци-

если мы интерпретируем данные о магнитном поле планеты, полученные в результате дистанционного зондирования, то система (14) (или подобная ей) должна учитывать взаимодействие внутреннего (достаточно сильного) поля с магнитным полем, создаваемым потоком заряженных частиц (солнечного ветра), если же нас интересует сам процесс генерации динамо, то поле скоростей в (14) — это поток раскаленной жидкости в ядре.

В обоих случаях поле скоростей и магнитное поле связаны между собой, и "отделить" одну вектор-функцию от другой не представляется возможным.

Целью настоящей работы, как это уже подчеркивалось во Введении, является построение такой математической модели магнитного поля Земли по данным наблюдений, которая могла бы быть полезна при изучении и уточнении внутреннего строения как нашей планеты, так и других космических объектов.

Поэтому мы разработали комбинированную методику интерпретации данных магниторазведки. Кратко последовательность действий в рамках этой методики можно описать следующим образом:

1) по данным наблюдений о магнитном поле в региональном масштабе строится аналитическая модель вектора магнитной индукции (или модуля вектора) в рамках регионального варианта модифицированных *S*-аппроксимаций с учетом эллиптичности. Весовые функции в вариационной постановке (5) при этом могут подбираться с учетом конкретной постановки и имеющейся априорной информации о возможных источниках поля (геологическом строении региона и т.п.);

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} &= a^2 \Delta \overline{B}, \quad 0 < t < +\infty, \quad -\infty < x_1 < +\infty, \\ &-\infty < x_2 < +\infty, \quad 0 < x_3 < +\infty, \\ &\overline{B}(x_1, x_2, 0, t) = \overline{\Psi}(x_1, x_2, t), \\ &\overline{B}(x_1, x_2, x_3, 0) = \overline{B}_0(x_1, x_2, x_3). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{B}(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{(2a\sqrt{\pi})^3} \int_0^{\infty} d\xi_3 \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_1 \overline{B}_0(\boldsymbol{\xi}) \times \\ &\times \left\{ \frac{\exp(-|\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}|^2 / (4a^2t)}{t} - \frac{\exp(-|\mathbf{x} + \boldsymbol{\xi}|^2 / (4a^2t)}{t} \right\} + (15) \\ &+ \frac{x_3}{(2a\sqrt{\pi})^3} \int_0^t d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_2 \times \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_1 \overline{\Psi}(\boldsymbol{\xi}) \left\{ \frac{\exp(-|\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}|^2 / (4a^2(t - \tau)))}{(t - \tau)^{3/2}} \right\}, \\ &|\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}| = ((x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 - \xi_3)^2)^{1/2}, \\ &\quad \boldsymbol{\xi} = (\xi_1, \xi_2, \xi_3), \quad \mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3). \end{aligned}$$

Формула (15) получена с помощью нечетного продолжения фундаментального решения уравнения теплопроводности во всем пространстве на нижнее полупространство (см., например, [Будак и др., 1980]). Решение неоднородного уравнения теплопроводности во всем пространстве имеет вид:

$$\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} = a^{2} \Delta \overline{B} + \overline{f}, \quad 0 < t < +\infty, \quad -\infty < x_{1} < +\infty, \\
-\infty < x_{2} < +\infty, \quad -\infty < x_{3} < +\infty, \\
\overline{B}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(2a\sqrt{\pi})^{3}} \int_{0}^{t} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_{3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_{2} \times \\
\times \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_{1} \overline{f}(\xi, \tau) \left\{ \frac{\exp(-|\mathbf{x} - \xi|^{2}/(4a^{2}t))}{t} \right\} \\
|\mathbf{x} - \xi| = ((x_{1} - \xi_{1})^{2} + (x_{2} - \xi_{2})^{2} + (x_{3} - \xi_{3})^{2})^{1/2}, \\
\xi = (\xi_{1}, \xi_{2}, \xi_{3}), \quad \mathbf{x} = (x_{1}, x_{2}, x_{3}).$$
(16)

Представления решения краевой задачи (15) или уравнения относительно вектор-функции $\overline{B}(\mathbf{x},t)$ (16) позволяют нам применить метод линейных интегральных представлений [Страхов, Степанова, 2002] в локальном варианте, когда Земля представляется в виде нижнего полупространства, а компоненты магнитной индукции известны в верхнем полупространстве.

В случае уравнения параболического типа основные моменты метода интегральных представлений требуют уточнений и пояснений. Обратимся к формуле (15) и попробуем сформулировать задачу по поиску минимума некоторого функционала, опираясь на соотношения (5). Вариационные постановки, возникающие при применении различных версий метода линейных интегральных представлений, предполагают наличие у минимизируемой по норме $L_2(M_r)$ функции (функций, вектор-функций и т.п.) определенных свойств гладкости. Здесь $L_2(M_r)$ — гильбертово пространство интегрируемых с квадратом функций в областях задания источников поля M_r , r = 1, ..., R.

Если вектора магнитной индукции удовлетворяют уравнениям параболического типа, то интеграл по времени от произведения мощности источника и функции Грина для всего пространства берется от нуля до того момента времени, в который было осуществлено измерение сигнала (t, например). Для уравнения Лапласа мы всегда ставили вариационные задачи при фиксированном наборе множеств M_r , r = 1, ..., R. Мы предлагаем определять неизвестную мощность источников из решения следующей вариационной постановки:

$$\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} = a^{2} \Delta \overline{B} + \overline{f}, \quad 0 < t < +\infty, \quad -\infty < x_{1} < +\infty, \\
-\infty < x_{2} < +\infty, \quad -\infty < x_{3} < +\infty, \\
\frac{1}{(2a\sqrt{\pi})^{3}} \int_{0}^{+\infty} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_{3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_{2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_{1} \overline{f}^{2}(\xi, \tau) = \min_{f(\xi, \tau)}, \\
\overline{B}(\mathbf{x}_{i}, t_{i}) = \frac{1}{(2a\sqrt{\pi})^{3}} \int_{0}^{t_{i}} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_{3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_{2} \times \qquad (17) \\
\times \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_{1} \overline{f}(\xi, \tau) \left\{ \frac{\exp(-|\mathbf{x}_{i} - \boldsymbol{\xi}|^{2}/(4a^{2}(t_{i} - \tau)))}{(t_{i} - \tau)} \right\}, \\
|\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}| = ((x_{1} - \xi_{1})^{2} + (x_{2} - \xi_{2})^{2} + (x_{3} - \xi_{3})^{2})^{1/2}, \\
\mathbf{\xi} = (\xi_{1}, \xi_{2}, \xi_{3}), \quad \mathbf{x} = (x_{1}, x_{2}, x_{3}).$$

Решением вариационной задачи (17) будет служить функция:

$$\overline{f}(\mathbf{x},t) = \sum_{j=1}^{N} \lambda_j \frac{\exp(-|\mathbf{x} - \mathbf{x}_j|^2 / (4a^2(t_j - t)))}{(t_j - t)^{3/2}},$$

$$|\mathbf{x} - \mathbf{\xi}| = ((x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 - \xi_3)^2)^{1/2}, \quad (18)$$

$$\mathbf{\xi} = (\xi_1, \xi_2, \xi_3), \quad \mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3).$$

Для элементов матрицы, соответствующей СЛАУ, получим выражения:

$$a_{ij} = \frac{\sqrt{\pi a}}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|} \left\{ \Phi\left(\frac{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|}{2a(t_i - t_j)}\right) - \Phi\left(\frac{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|}{2a(t_i + t_j)}\right) \right\}, \quad (19)$$

где $\Phi(\zeta)$ – функция ошибок:

$$\Phi(\zeta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{\zeta} e^{-x^2} dx.$$

При решении вариационных задач, основанных на соотношениях (15), можно считать, что функция $\frac{\partial V_a(x)}{\partial x_3}$, гармоническая в полупространстве $x_3 > -H$ (или $x_3 < H$) и связанная с потенциалом аномального магнитного поля $V_a(x)$, имеет следующее интегральное представление:

$$\frac{\partial V_a(\mathbf{x})}{\partial x_3} = \frac{x_3}{(2a\sqrt{\pi})^3} \times \\ \times \int_0^t d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_1 \overline{\Psi}(\xi) \left\{ \frac{\exp(-|\mathbf{x} - \xi|^2 / (4a^2(t - \tau)))}{(t - \tau)^{3/2}} \right\}, \\ |\mathbf{x} - \xi| = ((x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 + H)^2)^{1/2}, (20) \\ \xi = (\xi_1, \xi_2, H), \ \mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3). \\ -\infty < x_1 < +\infty, \ -\infty < x_2 < +\infty, \ 0 < x_3 < +\infty. \end{cases}$$

Здесь интегрирование выполняется по плоскости, на которой в данный момент времени находятся источники нестационарного поля ($x_3 = -H$).

Представим неизвестную в (20) функцию в следующем виде:

$$\Psi(\xi_{1},\xi_{2},\tau) = \frac{1}{\left(2a\sqrt{\pi}\right)^{3}} \sum_{j=1}^{N} \lambda_{j} \left(x_{3}^{(j)} + H\right) \frac{\exp\left(-\left(\left(x_{1}^{(j)} - \xi_{1}\right)^{2} + \left(x_{2}^{(j)} - \xi_{2}\right)^{2} + \left(x_{3}^{(j)} + H\right)^{2}\right) / (4a^{2}(\tau + t_{j}))\right)}{(\tau + t_{j})^{5/2}}, \quad (21)$$

$$|\mathbf{x} - \mathbf{\xi}| = \left(\left(x_{1} - \xi_{1}\right)^{2} + \left(x_{2} - \xi_{2}\right)^{2} + \left(x_{3} - \xi_{3}\right)^{2}\right)^{1/2}, \quad \mathbf{\xi} = (\xi_{1}, \xi_{2}, \xi_{3}), \quad \mathbf{x} = (x_{1}, x_{2}, x_{3}).$$

В этом случае задача о нахождении неизвестной функции $\psi(\tau, x_1, x_2)$ сводится к определению вектора $\lambda = (\lambda_1, ..., \lambda_N)$.

Мы получаем характерную для постановок в рамках метода линейных интегральных представлений СЛАУ (систему линейных алгебраических уравнений):

$$A\lambda = f_{\delta}, \tag{22}$$

в которой A есть ($N \times N$) — матрица со свойством

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}^{\mathrm{T}} \ge 0 \tag{23}$$

и элементами a_{pq} , $1 \le p, q \ge N$:

$$\tilde{a}_{ij} = \frac{\left(x_3^{(j)} + x_3^{(i)} + 2H\right)}{\left(2a\sqrt{\pi}\right)^3} \left\{ \frac{\exp\left(-\left((x_1^{(j)} - x_1^{(i)})^2 + (x_2^{(j)} - x_2^{(i)})^2 + \left(x_3^{(j)} + x_3^{(i)} + 2H\right)^2\right) / (4a^2(t_i + t_j))\right)}{(t_i + t_j)^{5/2}} \right\},$$
(24)

а f_{δ} есть N – вектор с компонентами $f_{i,\delta}$, определенными по (3.9); λ – есть N – вектор с компонентами λ_i .

Нахождение адекватной реальной геофизической практике аналитической аппроксимации исходного элемента магнитного поля позволяет вычислять линейные трансформанты поля, особенно это важно при построении аналитического продолжения поля.

Можно подытожить вышесказанное о комбинированной методике нахождения аналитических моделей магнитного поля следующим образом.

1) По заданному набору точек наблюдения в трехмерном пространстве и заданным начальным приближениям к неизвестным весовым функциям $p_r, r = 1, 2$, строится модифицированная *S*-аппроксимация в региональном варианте. Декарто-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

вы координаты при этом связаны с геодезическими соотношениями (1)–(2).

2) По найденному распределению эквивалентных по внешнему магнитному полю источников, распределенных на поверхности нескольких обобщенных сфер (см. формулы (13)) осуществляется аналитическое продолжение аппроксимированного поля в некоторую область трехмерного пространства. При этом вычисляется значение показателя качества решения, который представляет собой отношение эвклидовой нормы разности между теоретическими значениями поля и значениями, полученными в результате аппроксимации, к норме самого поля.

3) Весовые функции меняются в соответствии с определенным исследователем правилом, процесс повторяется до тех пор, пока не будет достигнута необходимая точность.

4) Значения магнитного поля в некоторой области трехмерного пространства, вычисленные на предыдущих шагах алгоритма, принимаются за начальные и граничные значения зависящей от времени вектор-функции, которая является решением трехмерного однородного (или неоднородного) уравнения параболического типа. Для указанной вектор-функции ставится вариационная задача – в рамках локальной версии метода интегральных представлений в трехмерном пространстве с зависимостью от времени - по нахождению источников масс, распределенных либо на семействе плоскостей трехмерного пространства (если рассматривается начально-краевая задача для уравнения теплопроводности), либо на некоторой дискретной сети точек (если принимается. что вектор-функция представляет собой решение уравнения параболического типа во всем пространстве).

Мы вынуждены констатировать на данном этапе разработки новой методики интерпретации магнитных данных, что закон изменения весовых функций может быть определен только эмпирически, ввиду сложности поиска решений нелинейных обратных задач геофизики и того факта. что существует несчетное множество эквивалентных по внешнему полю распределений масс.

При проведении тестовых расчетов был выбран следующий эмпирический закон изменения весовых функций:

$$p_1^2(r) = (\sqrt{r})^m, \ p_2^2(r) = (\sqrt{r})^n.$$
 (25)

 $p_1^2(r) = (\sqrt{r})^n, \ p_2(r) = (\sqrt{r}).$ Здесь: $r = \sqrt{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2 + (\zeta - z_0)^2},$ $P = (\xi, \eta, \zeta) -$ текущая точка на поверхности, по которой производится интегрирование; $M = (x_0, y_0, z_0)$ координата центра масс рассматриваемого набора данных. Показатели степени *m* и *n* предполагаются равными целым положительным числам.

При нахождении S-аппроксимаций, иначе говоря — функций $\sigma(\xi)$ и $w(\xi)$, основная вычислительная проблема состоит в нахождении устойчивого приближенного решения (согласованного с имеющейся априорной информацией о векторах f и δf) системы линейных алгебраических уравнений (7)-(8).

Для решения систем (6), (7), (13) и (22)–(24) мы применили два метода, предложенные авторами в работах [Stepanova et al., 2020; Pan et al., 2020; Gudkova et al., 2020; Salnikov et al., 2020; 2021]. Первый из методов решения, плохо обусловленных СЛАУ, мы будем обозначать как БМХР (блочный метод регуляризации Холецкого), а второй – как УБМ (усовершенствованный блочный метод). В основе указанных методов лежит механизм адаптивной регуляризации. Сначала решается система уравнений, матрица которой стро-

ится по всему набору данных, а затем некоторые блоки матрицы "выключаются" из вычислительного процесса, если соответствующие компоненты вектора решения не оказывают значимого влияния на результат в целом. Мы протестировали оба метода на большом числе модельных и практических примеров, созданных по материалам гравимагниторазведки. В основном, при интерпретации гравиметрических и магнитометрических данных приходится решать СЛАУ, имеющих матрицы с диагональным преобладанием. Блоки матрицы, в которых содержится информация о взаимодействии далеко друг от друга расположенных носителей масс, отличаются существенно меньшим, по сравнению с лиагональными, рангом. Поэтому можно сделать однозначный вывод о нецелесообразности выбора одного и того же параметра регуляризации для диагональных и внедиагональных блоков плохо обусловленной системы линейных алгебраических уравнений. В БМХР для каждого из блоков матрицы СЛАУ выполняется регуляризация разложения Холецкого, а в УБМ применяются как итерационные алгоритмы для поиска решения, так и прямые (основанные на регуляризации LU-разложения несимметричной матрицы). Усовершенствованный блочный метод позволяет решать систему и с единственным блоком. Автоматически выбор количества блоков матрицы и вектора параметров регуляризации пока не осуществляется ввиду высокой степени неустойчивости приближенных решений обратных линейных (а тем более, нелинейных) обратных задач геофизики. На данный момент возможны исключительно метрологические аппроксимации гравитационного и магнитного полей, поскольку количественная информация об источниках полей отсутствует.

АПРОБАЦИЯ АЛГОРИТМОВ И ПРОГРАММ НОВОЙ КОМБИНИРОВАННОЙ МЕТОДИКИ ПОСТРОЕНИЯ АНАЛИТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО ДАННЫМ МОДЕЛИ ЕМАG3V3 В РАЙОНЕ ЯПОНСКОГО МОРЯ

В работе [Родников и др., 2014] приводится сравнительно подробное описание морфологических особенностей магнитного поля в районе Японского моря. В юго-западной части Японского моря аномалии имеют субширотный характер и северо-западное и субмеридиональное простирание. В южной части моря наблюдается слабоинтенсивное знакопеременное поле, при этом аномалии магнитного поля достигают 300 нТл. В юго-западной части интенсивность аномалий не превосходит в среднем 100 нТл, иногда встречаются значения 300 нТл. Восточная часть Японского моря отличается слабоинтенсивными аномалиями до ±50 нТл, однако отрицательные ло-



Рис. 1. Карта аномалий магнитного поля в районе Японского моря (согласно модели EMAG3v3).

кальные аномалии порой достигают значений 200 нТл. Как указывают авторы [Родников и др., 2014], существенного различия в структуре поля районов, непосредственно примыкающих к северной части о. Хонсю и удаленных от него, не отмечается. Здесь встречаются высокочастотные полосовые аномалии субширотного и северо-восточного простираний, амплитуда которых составляет ≥400 нТл. Положительным аномалиям можно поставить в соответствие массивы неогеновых и четвертичных вулканических пород. На северной оконечности острова преобладают отрицательные аномалии интенсивностью -400 нТл преимущественно меридионального простирания. Для примыкающих к северной части острова Хонсю участках северо-западной части Тихого океана можно отметить отрицательные (-400 нТл) и положительные (+200 нТл) линейные аномалии северо-восточного простирания.

Карта аномалий магнитного поля в районе Японского моря изображена на рис. 1 (согласно модели EMAG 3v3).

Мы выбрали для тестирования новой методики полигон, размеры которого составили 12° по широте и 12° по долготе. Полигон был разбит на три подобласти по широте с целью выявления "сильных" и "слабых" мест нового алгоритма интерпретации магнитных данных. Для каждой из трех подобластей были сформированы по два массива точек наблюдения: один массив включал

2023

Nº 2

ФИЗИКА ЗЕМЛИ

в себя значения географических координат и значения модуля аномального магнитного поля на уровне моря согласно модели EMAG3v3, а второй – отсортированные по значениям модуля магнитной индукции точки). В таблице 1 первые три строки соответствуют массивам первого типа, а последние три строки – второго типа. На первом этапе построения математической модели магнитного поля мы применили региональный вариант модифицированного метода *S*-аппроксимаций с указанными в предыдущем разделе статьи весовыми функциями.

Магнитное поле аппроксимировалось суммой простого и двойного слоев, распределенных на поверхности эллипсоида, охватываемого земным шаром, (радиус Земли полагался равным 6378 км, полуоси эллипсоида — 6358—6370 км).

Результаты решения СЛАУ приведены в табл. 1; в последнем столбце этой таблицы содержатся значения показателя качества решения (фактически — относительной погрешности) и время, за которое была достигнута заранее заданная точность решения.

Весовые функции рассматривались трех типов:

I. $p_1^2(r) = (\sqrt{r})^m$, $p_2^2(r) = (\sqrt{r})^n$, m = 1, n = 1. II. $p_1^2(r) = (\sqrt{r})^m$, $p_2^2(r) = (\sqrt{r})^n$, m = 1, n = 2. III. $p_1^2(r) = (\sqrt{r})^m$, $p_2^2(r) = (\sqrt{r})^n$, m = 2, n = 2.

N⁰	N	<i>a</i> , <i>b</i> , <i>c</i> , км	Метод решения СЛАУ	σ _{min} нТесл	σ _{max} нТесл	σ ₀ нТесл	Δ/t
1	5000	6365, 6370, 6370	БМХР	0.015	0.020	0.018	1.2e-4 05:13
2	10000	6365, 6370, 6370	БМХР	0.027	0.032	0.031	1.5e-4 40:02
3	20000	6365, 6370, 6370	УБМ	0.0001	0.00015	0.00012	1.7e-9 1:53:45
4	5000	6365, 6370, 6370	УБМ	0.0001	0.00015	0.00012	1.8e-9 18:07
5	10 000	6365, 6370, 6370	УБМ	0.0001	0.00015	0.00011	1.6e-9 45:13
6	20000	6365, 6370, 6370	УБМ	0.00001	0.000015	0.000014	2.1e-16 3:14:02
$\Pi_{\text{pure eventual}} \sigma_{\text{min}} = \frac{\ Ax - f_{\delta}\ _{E}}{\ Ax - f_{\delta}\ _{E}} = \frac{\ Ax - f_{\delta}\ _{E}}{\ Ax - f_{\delta}\ _{E}} = \frac{\ Ax - f_{\delta}\ _{E}}{\ Ax - f_{\delta}\ _{E}}$							

Таблица 1. Региональная S-аппроксимация магнитного поля в районе Японского моря с учетом эллиптичности

Примечания: $\sigma = \frac{\|Ax - f_{\delta}\|_E}{\sqrt{N}}$ – среднеквадратическое отклонение; $\sigma_{\max} = \sqrt{\frac{\delta_{\max}^2}{N}}$; $\sigma_{\min} = \sqrt{\frac{\delta_{\min}^2}{N}}$; $\Delta = \frac{\|Ax - f_{\delta}\|_E}{\|f_{\delta}\|_E}$ - показатель качества решения; *t* – время в часах, минутах и секундах.

Наилучший результат был достигнут для второго типа, и в табл. 1 приводятся показатели качества решения именно для этого случая.

Следует отметить, что результат решения СЛАУ (системы линейных алгебраических уравнений) зависит от конкретной постановки, и поэтому не представляется возможным дать рекомендации относительно выбора типа весовых функций в произвольном случае.

В таблице 1 показаны результаты первого этапа алгоритма для всех наборов тестовых данных. На рисунках мы решили показать аппроксимированное и исходное поле для некоторых примеров, поскольку прослеживается одна и та же тенденция: чем больше разброс координат в тестовом наборе, тем выше качество аппроксимации даже при четырехкратном увеличении числа неизвестных (с 5000 неизвестных до 20000).

Шаг дискретизации в модели EMAG3v3 равен 2 мин, при выполнении расчетов мы задавали та-кой же.

После того, как была построена аналитическая аппроксимация модельного гравитационного поля с тремя типами весовых функций, было выполнено аналитическое продолжение магнитного поля вверх, на высоту 4 км. На рис. 2а приводится карта изолиний магнитного поля в северной подобласти исследуемого региона, N = 10000. На рис. 26 приводится карта изолиний поля, построенного в результате *S*-аппроксимации при выборе весовых функций (25) II-го типа.

На рис. За показано поле южной подобласти. Число точек в наборе полагалось равным 10000.

Карта разности между полученными в результате аналитического продолжения на высоту 4 км и теоретическими значениями поля приведена на рис. 36. Весовые функции III типа.

На рис. 4 приводится карта изолиний аппроксимированного магнитного поля с учетом эллиптичности при N = 20000 (здесь N — число точек наблюдений, по которым строится аппроксимация) для южной подобласти, массив данных был отсортирован по возрастанию значений модуля аномального магнитного поля. Весовые функции II типа.

После того, как для каждой из подобластей была построена модифицированная *S*-аппроксимация магнитного поля на уровне моря и на высоте 4 км, мы перешли ко второму этапу алгоритма. Мы поставили задачу (21)–(24) для каждого из описанных выше наборов данных о поле. Время можно ввести в функцию, зависящую лишь от



Рис. 2. (а) — Карта изолиний магнитного поля в северной подобласти исследуемого региона, N = 10000; (б) — карта изолиний поля, построенного в результате *S*-аппроксимации при выборе весовых функций (25) II-го типа.



Рис. 3. (а) — Магнитное поле южной подобласти, N = 10000, массив отсортирован; (б) — карта разности между полученными в результате аналитического продолжения на высоту 4 км и теоретическими значениями поля; весовые функции III типа; массив отсортирован.



Рис. 4. Карта изолиний аппроксимированного магнитного поля с учетом эллиптичности при N = 20000 для южной подобласти, массив данных был отсортирован по возрастанию значений модуля аномального магнитного поля, весовые функции II типа.



Рис. 5. Поле, аппроксимированное на втором этапе поля южной подобласти; *N* = 10000; массив данных отсортирован.

пространственных координат, следующим образом (безусловно, предлагаемая далее конструкция не должна ограничивать общность: если известны компоненты вектора магнитной индукции в реальные моменты времени, то время будет независимой переменной в системе дифференциальных уравнений, заданной в некоторой области пространства и на некотором временном интервале). Будем считать, что воображаемое время связано с координатами точки наблюдения

следующим образом: $t_i = \frac{|x^{(i)}|^2}{a^2}$. В числителе здесь подразумевается квадрат расстояния от точки наблюдения до начала координат. Мы полагали a^2 равным 1000, однако такой подход не ограничивает общности. Если бы вместо уравнения параболического типа фигурировало волновое уравнение, то a^2 имело бы физический смысл квадрата скорости. В нашем представлении — это величина, характеризующая гипотетическую теплопроводность (скорее, рассеяние магнитного поля благодаря наличию вязкости). Подчеркнем, что на данном этапе разработки новой математической модели магнитного поля a^2 рассматривается как параметр; обратная к a^2 величина может считаться малым параметром, нулевое значение этого малого параметра соответствует "классической" постановке для уравнения Лапласа в области, не занятой магнитными массами. В принципе, каждой точке на регулярной или нерегулярной сети наблюдений можно сопоставить временной параметр произвольным образом. Если у всех точек временные координаты одинаковы, это может означать, что задано некоторое начальное распределение векторного поля. А впоследствии происходит процесс диффузии (или переноса гипотетического тепла) в пространстве и во времени. При генерации магнитного поля в недрах планеты или при взаимодействии внутреннего поля планеты с потоком заряженных частиц зависимость полей от времени определяется уравнением Эйлера, системой уравнений Максвелла и уравнением состояния среды. Мы предлагаем такую модель поля именно исходя из вида уравнений магнитной гидродинамики. Слишком простая, линейная, зависимость вектора намагниченности от времени могла рассматриваться ранее, но в настоящее время возникли новые вызовы, обусловленные стремительным ростом объемов получаемой в результате дистанционного зондирования

N⁰	Ν	Метод решения СЛАУ	σ _{min} , нТесл	σ _{max} , нТесл	σ ₀ , нТесл	Δ/t
1	5000	УБМ	0.02	0.03	0.024	0.00010 12:18
2	10000	УБМ	0.02	0.03	0.026	0.00014 36:25
2	20000	УБМ	0.02	0.03	0.028	0.0002 59:17

Таблица 2. Модифицированная *S*-аппроксимация магнитного поля в районе Японского моря с учетом зависимости от времени (локальный вариант)

Примечания: $\sigma = \frac{\|Ax - f_{\delta}\|_{E}}{\sqrt{N}}$ – среднеквадратическое отклонение; $\sigma_{\max} = \sqrt{\frac{\delta_{\max}^{2}}{N}}, \sigma_{\min} = \sqrt{\frac{\delta_{\min}^{2}}{N}}; \Delta = \frac{\|Ax - f_{\delta}\|_{E}}{\|f_{\delta}\|_{E}}$ – показатель

качества решения; *t* — время в часах, минутах и секундах. Значения полуосей *a*, *b*, *c* равны для всех примеров в этой таблице 6365, 6370, 6370 км соответственно.

Земли и других планет Солнечной системы информации.

Значения магнитного поля считались известными в сети точек на уровне моря и на высоте 4 км. По этим значениям мы определяли функцию $\Psi(\tau, \xi_1, \xi_2)$.

На рис. 5 показано поле, аппроксимированное на втором этапе поля южной подобласти; N = 10000; массив данных отсортирован. Параметр, играющий роль времени, был искусственно введен в постановку. Значения "времени" в *i*-ой точке определялись как: $t_i = \frac{|x^{(i)}|^2}{a^2}$. Параметр a^2 полагал-

ся равным 1000.

В табл. 2 приводятся результаты аппроксимации магнитного поля для трех подобластей в районе Японского моря с помощью зависящего от времени варианта локальных модифицированных *S*-аппроксимаций.

Результаты расчетов на тестовых примерах показывают, что оба этапа комбинированной методики позволяют сохранить "естественный" характер магнитного поля: не наблюдается слишком резкого роста или убывания значений модуля аномального магнитного поля при изменении высоты точек наблюдения, т.е. поле не "распадается".

На картах разностного поля приводятся разности значений между исходным полем и полем, вычисленным с помощью модифицированных *S*аппроксимаций на поверхности геоида. Дальнейшие исследования будут направлены на разработку устойчивых алгоритмов продолжения поля как вверх, так и вниз, в сторону источников с тем, чтобы добиться согласования новой комбинированной методики интерпретации магнитных данных и существующих моделей глобального и аномального магнитных полей Земли. Продолжение

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

поля вниз, в сторону источников, является всегда сильно неустойчивым, пока авторам настоящей работы не удалось найти примеры успешного решения некорректной задачи по аналитическому продолжению вниз магнитных полей планет, измеренных с помощью космических аппаратов, ни в отечественной, ни в зарубежной литературе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена новая комбинированная методика интерпретации данных о магнитных полях планет, включающая в себя построение региональных модифицированных *S*-аппроксимаций с учетом эллиптичности и локальных аппроксимаций нестационарного поля, являющегося решением некоторого уравнения параболического типа с постоянными коэффициентами. Разработаны основные положения метода линейных интегральных представлений применительно к зависящим от времени дифференциальным операторам, что имеет принципиальное значение при решении многих обратных задач математической геофизики.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Арнольд В.И., Хесин Б.А. Топологические методы в гидродинамике. М.: изд-во "МЦНМО". 2007. 393 с.

Будак Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н. Сборник задач по уравнениям математической физики. М.: Наука. 1980. 684 с.

Владимиров В.В. Уравнения математической физики. М.: Наука. 1981. 512 с.

Долгаль А.С., Симанов А.А., Хохлова В.В. Решение геокартировочных и прогнозно-поисковых геологических задач методом гравиразведки с учетом сферичности Земли // Георесурсы, 2015. Т. 2. № 4(63). С. 56–61.

Долгаль А.С., Бычков С.Г. Оценка различий аномалий силы тяжести для плоской и сферической моделей земли. Международная конференция "Девятые научные чтения Ю.П., Булашевича". Глубинное строение, геодинамика, тепловое поле Земли, интерпретация геофизических полей. Екатеринбург. 2017. С. 169–173.

Казанцев С.Г., Кардаков В.Б. Полоидально-тороидальное разложение соленоидальных векторных полей в шаре // Сибирский журн. индустриальной математики. 2019. Т. 22. № 3. С. 74–95.

Михайлов В.О., Тимошкина Е.П., Киселева Е.А., Хайретдинов С.А., Дмитриев П.Н., Карташов И.М., Смирнов В.Б. Проблемы совместной интерпретации временных вариаций гравитационного поля с данными о смещениях земной поверхности и дна океана на примере землетрясения Тохоку-Оки (11 марта 2011 г.) // Физика Земли. 2019. № 5. С. 56–60.

Раевский Д.Н., Степанова И.Э. О решении обратных задач гравиметрии с помощью модифи-цированного метода *S*-аппроксимаций // Физика Земли. 2015а. № 2. С. 44–54.

Раевский Д.Н., Степанова И.Э. Модифицированный метод *S*-аппроксимаций. Региональный вариант // Физика Земли. 20156. № 2. С. 55–66.

Родников А.Г., Забаринская Л.П., Рашидов В.А., Сергеева Н.А. Геодинамические модели глубинного строения регионов природных катастроф активных континентальных окраин. М.: Научный мир. 2014. 172 с.

Степанова И.Э., Керимов И.А., Ягола А.Г. Аппроксимационный подход в различных модификациях метода линейных интегральных представлений // Физика Земли. 2019. № 2. С. 31–47.

Страхов В.Н., Степанова И.Э. Метод *S*-аппроксимаций и его использование при решении задач гравиметрии (региональный вариант) // Физика Земли. 2002. № 7. С. 3–12.

Степанова И.Э., Щепетилов А.В., Погорелов В.В., Михайлов П.С. Структурно-параметрический подход при построении цифровых моделей рельефа и гравитационного поля Земли с использованием аналитических S-аппроксимаций // Геофизические процессы и биосфера. 2020. Т. 19. № 2. С. 107–116.

Титов В.В., Степанов Р.А., Соколов Д.Д. Переходные режимы винтового динамо // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2020. Т. 157. № 10. С. 849–857.

Фрик П.Г, Соколов Д.Д, Степанов Р.А. Вейвлет-анализ пространственно-временной структуры физических полей // Успехи физических наук. 2021. Т. 191.

Шимбирев Б.П. Теория фигуры Земли. М.: Недра. 1975. 432 с.

Ягола А.Г., Степанова И.Э., Ван Янфей, Титаренко В.Н. Обратные задачи и методы их решения. Приложения к геофизике. М.: Бином. 2014. 214 с.

Acuna M., Connerney J., Ness N., Lin R., Mitchell D., Carlson C., McFadden J., Anderson K., Reme H., Mazelle C., Vignes D., Wasilewski P., Cloutier P. Global distribution of crustal magnetism discovered by the Mars Global SurveyorMAG/ERExperiment // Science. 1999. V. 284. P. 790–793.

Arkani-Hamed J. An improved 50-degree spherical harmonic model of the magnetic field of Mars derived from both high-altitude and low-altitude data // J. Geophysical Research (Planets). 2002. V. 107. P. 5083.

https://doi.org/10.1029/2001JE001835

Gudkova T., Stepanova I., Batov A., Shchepetilov A. Modified method *S*- and *R*-approximations in solving the problems of Mars's morphology // Inverse Problems in Science and Engineering. 2021. V. 29. P. 790–804.

https://doi.org/10.1080/17415977.2020.1813125

Gudkova T., Stepanova I., Batov A. Density anomalies in subsurface layers of mars: model estimates for the Site of the InSight Mission Seismometer // Solar System Research. 2020. V. 54. P. 15–19.

https://doi.org/10.1134/S0038094620010037

Langlais B., Purucker M.E., Mandea M. Crustal magnetic field of Mars // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. P. E02008. https://doi.org/10.1029/2003JE002048

Meyer B, Saltus R., Chulliat A. EMAG2v3: Earth Magnetic Anomaly Grid (2-arc-minute resolution). Version 3. NOAA National Centers for Environmental Information. 2017.

https://doi.org/10.7289/V5H70CVX

Oliveira J.S., Langlais B., Pais M.A., Amit H. A modified equivalent source dipole method to model partially distributed magnetic field measurements, with application to Mercury // J. Geophysical Research Planets. 2015. V. 120. P. 1075–1094.

https://doi.org/10.1002/2014JE004734

Pan L., Quantin C., Tauzin B., Michaut C., Golombek M., Lognonné P., Grindrod P., Langlais B., Gudkova T., Stepanova I., Rodriguez S., Lucas A. Crust heterogeneities and structure at the dichotomy boundary in western Elysium Planitia and Implications for InSight lander // Icarus. 2020. V.338. P. 113511.

https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113511

Portniaguine O., Zhdanov M. Focusing geophysical inversion images // Geophysics. 1999. V. 64. P. 874–887.

Portniaguine O., Zhdanov M. 3-D magnetic inversion with data compression and image focusing // Geophysics. 2002. V. 67. P. 1532–1541.

Reshetnyak M.Yu. Spatial Spectra of the geomagnetic Field in the Observations and Geodynamo Models // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2015. V. 51. № 3. P. 354–361.

Reshetnyak M.Yu. Inverse problem in Parker's dynamo // Russian J. Earth Sciences. V. 15. P. ES4001.

https://doi.org/10.2205/2015ES000558.2015

Salnikov A.M., Batov A.V., Gudkova T.V., Stepanova I.E. Analysis of the magnetic field data of Mars. The Eleventh Moscow Solar System Symposium (11M-S3). Moscow. Russia. October 5-9. 2020.

https://doi.org/0.21046/11MS3-2020

Salnikov A., Stepanova I., Gudkova T., Batov A. Analytical modeling of the magnetic field of Mars from satellite data using modified S-approximations // Doklady Earth Sciences. 2021. V. 499. P. 575–579.

Schattner U., Segev A., Mikhailov V., Rybakov V, Lyakhovsky V. Magnetic Signature of the Kinneret–Kinarot Tectonic Basin Along the Dead Sea Transform, Northern Israel // Pure Appl. Geophys. 2019. V. 176. P. 4383–4399.

Stepanova I. On the S-approximation of the Earth's gravity field // Inverse Problems in Sci. and Eng. 2008. V. 16. P.535–544.

Stepanova I.E. On the S-approximation of the Earth's gravity field: Regional version // Inverse Problems in Sci. and Eng. 2009. V. 17. \mathbb{N} 8. P. 1095–1111.

Stepanova I., Kerimov I., Raevskiy D., Shchepetilov A. Improving the methods for processing large data in geophysics and geomorphology based on the modified S- and F-approximations // Izvestiya Physics of the Solid Earth. 2020. V. 16. P. 1095–1111.

Uieda L., Valéria C. F. Barbosa, Braitenberg C. Tesseroids. Forward-modeling gravitational fields in spherical coordinates // Geophysics. 2015. V. 81. № 5. F41–F48. https://doi.org/10.1190/geo2015-0204.1 *Wang Y., Lukyanenko D., Yagola A.* Magnetic parameters inversion method with full tensor gradient data // Inverse Problems & Imaging, 2019. V. 13. P. 745–754.

Wang Y., Kolotov I., Lukyanenko D., Yagola A. Reconstruction of magnetic susceptibility using full magnetic gradient data // Computational Mathematics and Mathematical Physics. 2020. V. 60. P.1000–1007.

Wang Y. Leonov A. Lukyanenko D. Yagola A. General Tikhonov regularization with applications in geoscience // CSIAM Transaction on Applied Mathematics. 2020. V. 1. P. 53–85.

Whaler K.A., Purucker M.E. A spatially continuous magnetization model for Mars // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. E09001. https://doi.org/10.1029/2004JE002393

1111ps.//doi.org/10.1029/200102000

Analytical Models of Time-Dependent Physical Fields of the Earth: Local Version

I. E. Stepanova^{*a*,} *, A. V. Shchepetilov^{*b*}, and P. S. Mikhailov^{*a*}

^aSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia ^bFaculty of Geology, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia *E-mail: tet@ifz.ru

A new method for analytical description of time-dependent signals of different nature based on local and regional versions of the method of linear integral representations in spaces of different dimensions is proposed. The inverse problem of finding the field sources is reduced to solving ill-conditioned systems of linear algebraic equations with an approximate right-hand side. The results of a mathematical experiment on finding elements of nonstationary gravity and magnetic fields of the Earth are presented.

Keywords: gravity field, magnetic field, Green function, linear integral representations
УДК 538.9+551.16

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОСТАВА ВНЕШНЕГО ЖИДКОГО ЯДРА ЗЕМЛИ

© 2023 г. В. Ф. Анисичкин*

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, г. Новосибирск, Россия *E-mail: avf@hydro.nsc.ru Поступила в редакцию 10.06.2022 г. После доработки 17.10.2022 г.

Принята к публикации 19.10.2022 г.

Предложены согласующиеся с экспериментальными данными выражения для вычисления скорости звука и температуры конденсированной среды при давлениях внешнего жидкого ядра Земли через параметры ударной адиабаты среды. Добавки во внешнем жидком железоникелевом ядре Земли подбирались так, чтобы расчетные давление, плотность и скорость звуковых волн соответствовали геофизическим значениям, а температура не выходила за допустимые пределы. Получено, что необходимым требованиям в качестве основной легкой добавки в верхних слоях ядра Земли удовлетворяет карбид железа Fe_3C с содержанием углерода (4.0 ± 0.5) мас. %, с добавками FeS_2 и SiC с суммарным содержанием Si и S до 1.5 мас. %. Менее вероятна добавка углерода в алмазной фазе до 0.5 мас. %. Во внешнем ядре Земли у границы с твердым внутренним ядром легкими добавками могут быть карбид железа Fe_3C с содержанием углерода (3.5 ± 0.4) мас. % или углерод в алмазной фазе (4.0 ± 0.5) мас. %. Добавки в основание внешнего жидкого ядра Земли, содержащие Si, S в существенных количествах, маловероятны. Содержание H во внешнем жидком ядре Земли может быть существенно при минимально возможных температурах ядра. Содержание O не существенно.

Ключевые слова: уравнение состояния конденсированной среды, состав ядра Земли, углерод. **DOI:** 10.31857/S0002333723020035, **EDN:** LHHSXF

введение

Из геофизических данных следует, что в состав ядра должны входить вещества менее плотные, чем железо. Такими могут быть только достаточно распространенные в Солнечной системе химические элементы H, C, O, Si, S.

Железоникелевые метеориты, предположительно являясь осколками ядер небесных тел, разрушившихся в результате столкновений или взрывов [Анисичкин, 1997], могли иметь состав, близкий к составу ядра Земли, так как планеты Солнечной системы образовались из одного протопланетного облака. Однако в таких метеоритах, даже метрового размера, обычно нет значительных количеств легких элементов [Norton, 1998].

Причиной дефицита легких добавок в железоникелевых метеоритах может быть то, что после выделения из недр родительского тела в течение миллиардов лет в космосе, до падения на Землю, они потеряли возможные легкие элементы из своего состава в результате слабой связи с металлом и диффузии. Наиболее мобилен водород, при этом гидриды железа разлагаются при низких давлениях с выделением молекулярного водорода [lizuka-Oku et al., 2017]. Поэтому, из науки о метеоритах, водород наиболее предпочтителен в качестве добавки в ядро Земли.

Другой причиной может быть то, что легкие элементы или их соединения с железом находились в ядре разрушенной планеты в виде крупных включений, и отделились от металлической матрицы в результате катастрофических дроблений родительского тела, и при разрушении метеоритов в атмосфере Земли. Из легких элементов, вероятно только углерод может образовывать при высоких давлениях и температурах отдельные крупные тела малой плотности с необходимой, более высокой, по сравнению с железом, скоростью звука.

В исследованиях наибольшее распространение получили два основных метода подбора сред, моделирующих состав ядра Земли. Это эксперименты при высоких ударных и статических давлениях. Другой метод — построение полуэмпирических уравнений состояния (УрС), расчеты из "первых принципов".

Водород в составе гидридов железа как возможных добавок в железоникелевое ядро Земли, рассмотрен, например, в работах [Бажанова и др., 2012; Сагатова и др., 2020]. В работе [Sakamaki et al., 2016] получено, что меньшая плотность, но большая скорость звука во внутреннем твердом ядре, по сравнению с железом, может объясняться концентрацией водорода в ядре Земли. В работах [Hirose et al., 2021; Tagawa et al., 2021; Vočadlo et al., 2020], также отдается предпочтение водороду, как основной легкой добавке в ядро Земли.

В работе [Литасов и др., 2015] на основании "первопринципных" расчетов получено содержание углерода 2.0–2.9 мас. % в составе карбидов у границы внутреннего ядра Земли. В работах [Бажанова и др., 2012; Chen et al., 2018; Сагатов и др., 2019; Xiaojun et al., 2019] карбиды железа также рассматриваются как возможные основные легкие компоненты твердого внутреннего ядра Земли. Отдельные включения углерода в виде графита и алмаза встречаются в железных метеоритах [Norton, 1998]. Но в работах [Nakajima et al., 2015; Yokoo et al., 2022] приводятся аргументы против значительного присутствия углерода в ядре Земли.

В работах [Siebert et al., 2013; Badro et al., 2014] приводятся аргументы в пользу присутствия кислорода в ядре Земли.

Соединения кремния с кислородом и некоторыми металлами, являются важной составной частью силикатных и железосиликатных метеоритов. В работах [Zhang et al., 2018; Komabayashi et al., 2019] получено, что кремний во внутреннем твердом ядре Земли может объяснять его характеристики.

Сера, в основном в виде троилита (FeS), в различных количествах встречается в метеоритах как силикатных, так и железных [Norton, 1998]. В работе [Helffrich et al., 2004] получено, что содержание 10.5 ± 3.5 мас. % серы и 1.5 ± 1.5 мас. % кислорода может объяснять плотность и скорость сейсмических волн во внешнем жидком ядре Земли.

В обзоре [Литасов и др., 2016] наиболее обоснованной считается модель ядра Земли с содержаниями (мас. %): Si = 5–6, O = 0.5–1.0, S = 1.8–1.9, C \approx 2.0.

В работе [Бажанова и др., 2017] определены четыре наиболее вероятные составы легких добавок в ядро Земли: 1) 14 мол. % С; 2) 16 мол. % О; 3) 7 мол. % S + 9 мол. % H; 4) 6 мол. % Si + 9 мол. % H.

В обзоре [Hirose et al., 2021] из сравнения данных по физике минералов, космохимии и геохимии более вероятным предполагается сложный состав легких элементов в ядре Земли. По мнению авторов, состав внешнего ядра Земли: (Fe + +5% Ni + 1.7% S + 0–4.0% Si + 0.8–5.3% O + 0.2% C + 0–0.26% H по массе), что составляет около 7 мас. %. легкой добавки в о внешнем жидком ядре Земли.

В работах [Анисичкин, 2000; Титов и др., 2004; Анисичкин и др., 2009] представлены экспериментальные данные и результаты расчетов по ударному сжатию железа с добавками углерода, кислорода, кремния и серы. Однозначный вывод о составе ядра Земли сделан не был из-за неучета влияния температуры на параметры состояния испытуемой среды.

Выше упомянуты далеко не все публикации с аргументами "за" или "против" той или иной легкой добавки в ядро Земли. Но и из приведенных ссылок следует, что нет устоявшегося мнения об элементном составе ядра Земли. Причиной таких расхождений представляется то, что в разных исследованиях используются разные методы расчетов и экспериментов и при условиях, не всегда близких к параметрам состояния ядра Земли.

Поэтому цель настоящей работы — подбор и сравнение по единой методике возможных добавок в железоникелевое ядро Земли, удовлетворяющих основным известным характеристикам ядра Земли.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

В методах исследования ядра Земли одним из основных является расчет его состава на основе полуэмпирических УрС, опирающихся на ударно-волновые и статические экспериментальные данные при высоких давлениях. Ударно-волновые данные более адекватны решаемой задаче, так как ударные адиабаты (УА) железа с добавками могут быть получены во всем диапазоне давлений и температур, характерных для ядра Земли.

Внешнее ядро Земли жидкое, поэтому, в рассматриваемой задаче, нецелесообразно использовать широкодиапазонные многофазные УрС, которые усложняют расчеты. Достаточно использовать УрС конденсированной среды в жидком состоянии.

Так как ядро Земли состоит в основном из железа, то неточности в его УрС приводят к различным выводам о составе добавок в ядре Земли. Поэтому основная задача состоит в выборе УрС железа, наиболее полно согласующегося с известными его характеристиками при высоких давлениях.

УрС конденсированной среды удобно представить в виде суммы потенциальной p_p и тепловой p_h составляющих полного давления [Зельдович и др., 1963]:

$$p(V,T) = p_p(V) + p_h(V,T).$$
 (1)

Другой подход в построении УрС заключается во введении понятия сжимаемого "коволюма", в котором тепловое давление создается точечными частицами идеального одноатомного газа, занимающими отдельный, "свободный" от упругих частиц объем [Копышев, 1971; 2009]. В модели сжимаемого коволюма УрС можно придать вид:

$$V(p,T) - V_C(p) = RT/p \equiv V_i(p,T), \qquad (2)$$

где: V — объем; p — давление; T — температура; V_C — коволюм, собственный объем упругих частиц, зависящий только от давления. Правая часть равенства выражает объем V_i , который занимала бы система точечных частиц идеального газа при заданных p и T.

Сравнивая (1) и (2), представим УрС в более общем виде [Анисичкин, 2017]:

$$p(V,T) = p_p(V) + p_h(V_i, V, T),$$
(3)

где сохраняется условие $V_i = V - V_C$. То есть в таком модифицированном УрС тепловое давление p_h зависит не от двух, но от трех параметров: V_i , V и T.

В УрС (3) необходимо знать зависимость потенциальной составляющей давления вещества p_p от плотности $\rho = 1/V$. В работе [Анисичкин, 1979], из сравнений экспериментальных УА и низкотемпературных изотерм ряда веществ, получена приближенная связь полного давления p_H и потенциальной составляющей давления p_p за фронтом ударной волны (УВ), когда начальными значениями потенциального p_{p1} и теплового p_{h1} давлений перед фронтом УВ, по сравнению с величинами за фронтом, можно пренебречь:

$$p_H = p_p \frac{\rho}{\rho_1},$$

которое, развивая предложенный метод построения УрС, с учетом начальных значений потенциального и теплового давлений, следует записать как [Анисичкин, 2017]:

$$p_H = \Delta p_\rho \frac{\rho}{\rho_1} + p_1, \qquad (4)$$

где
$$\Delta p_p = p_p - p_{pl}$$
.

Здесь и далее индексом 1 отмечены начальные значения величин перед фронтом УВ, символами без индекса обозначены текущие значения величин.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СЖАТОЙ И НАГРЕТОЙ СРЕДЕ

Изменение состояния вещества внешнего ядра Земли, с глубиной, должно быть близким к адиабатическому [Жарков, 2013]. Поэтому рассмотрим в рамках принятой модели адиабатическое сжатие среды, когда начальными значениями давления p_{p1} и p_{h1} нельзя пренебречь.

Вернемся к УрС в виде (3), (4). Потенциальное сжатие или расширение вдоль $p_p(\rho)$ обратимо. Давление идеального одноатомного газа, модели-

рующего тепловые свойства среды, при медленном адиабатическом изменении занимаемого ими "свободного" объема должно меняться пропорционально $(V_{i1}/V_i)^{1.67}$, то есть с показателем адиабаты $\gamma = 1.67$. Поэтому изэнтропу среды получаем следующей:

$$p_{S} = \Delta p_{p} + p_{p1} + p_{h1} \left(\frac{V_{i1}}{V_{i}}\right)^{1.67}.$$
 (5)

При ударном сжатии зависимость прироста полного давления во фронте УВ, от прироста потенциальной составляющей, выражается соотношением (4). Прирост теплового давления идеального газа при ударном сжатии занимаемого им свободного объема примем как в работе [Зельдович и др., 1963]:

$$p_h / p_{h1} = \frac{(\gamma + 1)V_{i1} - (\gamma - 1)V_i}{(\gamma + 1)V_i - (\gamma - 1)V_{i1}},$$
(6)

где, как принято выше, $\gamma = 1.67$ для одноатомного газа.

Для наглядности и удобства расчетов, как показало сравнение результатов, практически не влияя на точность, можно в (5) и (6) аппроксимировать отношение p_h/p_{h1} отношением $(V_1/V)^n$. При этом в расчетах *n* подбирается с ростом давления в ядре Земли, и уменьшается приблизительно от 3 для вершины ядра, до, приблизительно 2 у границы с внутренним ядром. Тогда зависимость давления p_H за фронтом УВ от потенциальной составляющей давления p_p принимает следующий простой вид:

$$p_{H} = (p_{p} - p_{p1})\frac{\rho}{\rho_{1}} + p_{p1} + p_{h1} \left(\frac{\rho}{\rho_{1}}\right)^{n}.$$
 (7)

Изэнтропу среды получаем следующей:

$$p_S = p_p + p_{h1} \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^n. \tag{8}$$

Для расчетов потенциальной составляющей давления вдоль УА среды из (7) последовательно получаем следующее соотношение:

$$p_{p} = p_{H} \frac{\rho_{1}}{\rho} + p_{p1} \left(1 - \frac{\rho_{1}}{\rho} \right) - p_{h1} \left(\frac{\rho}{\rho_{1}} \right)^{n-1}.$$
 (9)

(Приведенные ниже примеры расчетов с применением (9) потенциального давления, скорости звука, температуры в ядре Земли при высоких начальных значениях p_{p1} и p_{h1} проверялись численно сравнением с расчетами по точным соотношениям (5) и (6)).

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

СКОРОСТЬ ЗВУКА В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

Объемная скорость звука в жидкой среде при плотности р:

$$c_V = \sqrt{\frac{\mathrm{d}p_S}{\mathrm{d}\rho}}.$$

По приближенному соотношению (8):

$$c_V^2 = \frac{\mathrm{d}p_p}{\mathrm{d}\rho} + n\frac{p_h}{\rho},\tag{10}$$

Простое аналитическое выражение для скорости звука из (10) можно получить, если локально представить экспериментальную УА в виде прямой:

$$D = A + BU, \tag{11}$$

где здесь и на рис. 3-рис. 6 D, U и коэффициент A в км/с, B – безразмерный.

В результате, выполняя подстановку p_p из (9) и (11) в (10) при плотности $\rho = \rho_1 D/(D - U)$ и произвольном тепловом давлении p_h , получаем скорость звука в среде, если известна ее УА:

$$(D-U)\left[\frac{2(D-U)}{A} - 1 + \frac{p_{\rho 1}}{\rho_1 D^2} + n \frac{p_h}{\rho(D-U)^2}\right]^{0.5}.$$
 (12)

ТЕМПЕРАТУРА КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ

Для расчета температуры примем объем V_C , как и в модели сжимаемого коволюма [Копышев, 1971; 2009], равным объему среды на кривой потенциального сжатия, рассчитываемой из УА по (9), при p_p , равном полному давлению p [Анисичкин, 2017]. Тогда "свободный" объем, доступный для теплового движения частиц:

$$V_i = V(p,T) - V_C(p),$$
 (13)

где V(p, T) объем среды. А так как давление идеального газа равно RT/V_i , то УрС (3) приобретает вид:

$$p(V,T) = p_p(V) + \frac{RT}{V_i},$$
(14)

где температура среды:

$$T = \frac{p_h V_i}{R}.$$
 (15)

Так как величины, входящие в уравнение (15), могут быть найдены с помощью (3), (6), (9), (13), если известна УА среды $p_H(V)$, то уравнение (15) позволяет рассчитать температуру среды.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ДЛЯ ЖЕЛЕЗА

Сравнить результаты расчетов по предложенному УрС следует с экспериментальными данными для железа как основного компонента ядра Земли.

Скорость звука

Расчет проводился по формуле (12) из экспериментальной УА железа [Трунин, 2006]:

$$D = 3.664 + 1.79U - 0.0342U^2 \tag{16}$$

и, для сравнения, по обобщенной УА железа [Анисичкин, 1979], уточненной для диапазона давлений ядра Земли:

$$D = U + 1.983U^{0.5} + 2.29, \tag{17}$$

где скорости в км/с.

Подставляя в уравнение (12) с n = 2 для давления $p_H = 328.8$ ГПа за фронтом УВ при D = 10.34 км/с и U = 4.05 км/с численное значение коэффициента A = 4.27 км/с, для локального приближения УА (17) прямой линией, и p_h , рассчитанное с помощью (3), (9), получаем объемную скорость звука равной 9.86 км/с. (Величина $p_{p1} = -6$ ГПа для $\rho_1 =$ = 7.85 г/см³, принятая в расчетах из экстраполяции данных работы [Young et al., 2016], несущественно влияет на результаты.) Аналогичный расчет по УА (17), дает значение скорости звука 9.89 км/с.

На рис. 1 приведено сравнение расчетных и экспериментальных значений скорости звука за фронтом УВ в железе в диапазоне давлений внешнего жидкого ядра Земли [Анисичкин и др., 2009; Nguyen et al., 2004; Альтшулер и др., 1960; Brown, McQueen, 1986; Anderson, Ahrens, 1994]. Там же приведены скорости сейсмических волн у вершины и основания внешнего жидкого ядра Земли (Dziewonski et al., 1981).

Скорость сейсмических волн в ядре Земли при давлении 328.8 ГПа – 10.36 км/с (Dziewonski et al., 1981). Следовательно, расчетная скорость звука в железе при давлении 328.8 ГПа за фронтом УВ на 0.5 км/с меньше, чем в ядре Земли, но при более высокой температуре, чем в ядре Земли, как будет получено ниже.

Температура

По УА (16) при U = 4.05 км/с, D = 10.34 км/с, $p_H = -\rho_1 DU = 328.8$ ГПа, $\rho = 12.91$ г/см³ (V = 4.32 см³/моль). Принимая в (9) $p_{p1} = -6$ ГПа, n = 2. Учитывая, что $p_{p1} = -p_{h1}$ при нормальных начальных условиях, получаем $p_p = 187.7$ ГПа, $p_h = p_H - p_p = 141.2$ ГПа.



Рис. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных значений скорости звука за фронтом УВ в железе и скорость сейсмических волн в ядре Земли. Линия – расчет вдоль УА (16). Эксперимент: *1* – [Анисичкин и др., 2009]; *2* – [Nguyen et al., 2004]; *3* – [Альтшулер и др., 1960]; *4* – [Brown et al., 1986]; *5* – [Anderson et al., 1994]; (PREM81) – [Dziewonski et al., 1981].

Согласно предложенной модели, при давлении *p* собственный объем упругих частиц V_C – часть полного объема *V* и равен объему среды на кривой потенциального сжатия при давлении $p_p = p$. Поэтому, при потенциальном давлении $p_p = 328.8$ ГПа плотность железа, рассчитанная по (9), равна 14.5 г/см³, то есть $V_C = 3.85$ см³/моль. Следовательно, $V_i = V - V_C = 0.472$ см³/моль.

Подставляя полученные численные значения величин в выражение (15), получаем температуру за фронтом УВ (опуская для краткости размерности):

$$T = \frac{141.2 \times 0.472}{8.314} \approx 8 \, [kK]$$

Аналогичные расчеты по УА (17), дают близкое значение температуры за фронтом УВ при давлении 328.8 ГПа.

На рис. 2 приведено сравнение расчетных и экспериментальных [Ahrens et al., 1998; Yoo et al., 1993] значений температуры за фронтом УВ в железе.

В работе [Yoo et al., 1993] температура внешнего ядра на границе с внутренним ядром при давлении 328.8 ГПа принята равной (6830 ± 500) К. В работе [Anzellini et al., 2013] температура предполагается равной (6230 ± 500) К. В работе [Ahrens et al., 2002] температура основания внешнего ядра принята равной (5300 ± 400) К. В работе [Литасов и др., 2016] более вероятной считается (5450 ± ± 250) К, то есть ниже, чем при ударном сжатии до давления 328.8 ГПа.

Согласно работе [Dziewonski et al., 1981], при давлении 328.8 ГПа плотность среды основания



Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных значений температуры за фронтом УВ в железе. Линия *1* – расчет температуры железа вдоль УА (16). Линия *2* – расчет адиабатического изменения температуры жидкого железа по (7). Линия *6* – расчет адиабатического изменения температуры железа [Жарков, 2013]. Эксперимент: *3* – [Ahrens et al., 1998]; *4* – [Yoo et al., 1993]; *5* – наиболее вероятная температура ядра Земли [Литасов и др., 2016].

внешнего ядра Земли 12.17 г/см³. Как получено выше, при таком давлении, но более высокой температуре плотность железа за фронтом УВ на ~0.7 г/см³ больше.

Следовательно, по предложенному УрС добавки в железо должны снижать плотность, но повышать объемную скорость звука при условиях в ядре Земли. (Результат, который согласуется со многими известными исследованиями по составу ядра Земли.

Согласно распространенности химических элементов в Солнечной системе, данным о составе железоникелевых метеоритов, содержание никеля в ядре Земли принимается близким к 5%. Плотности никеля и железа отличаются менее, чем на 15%. В итоге, плотности железа и железоникелевой смеси отличаются менее, чем на 1%. Также близки ударные адиабаты железа и бедной железоникелевой смеси [Трунин, 2006]. Возможные ошибки ударно-волновых данных в сумме с возможными неточностями геофизических данных по параметрам состояния вещества ядра Земли в несколько раз больше. Поэтому нецелесообразно отдельно учитывать в расчетах вклад никеля.

Изэнтропическое сжатие жидкого железа

Примем давление у основания внешнего ядра равным 328.8 ГПа, у границы с вышележащей мантией 135.8 ГПа [Dziewonski et al., 1981].



Рис. 3. Коэффициенты *А* и *В* для УА гипотетической среды верха внешнего ядра Земли при разных ρ_1 и экспериментальные значения *А* и *В* для вероятных легких добавок в ядро Земли. Найденное решение показано крестиком.

Для железа при давлении 328.8 ГПа и T = 0 К объем $V_C = V$ и равен 3.85 см³/моль при расчете по (9) из УА (16) (или (17)), $V_i = 0$, $p_h = 0$.

С ростом температуры при постоянном давлении p = 328.8 ГПа значения p_h , V_i , и V увеличиваются. Значение V_C постоянно. В расчетах процедура обратная. Постепенно увеличивая значения p_h , и, следовательно, V и V_i при постоянном полном давлении 328.8 ГПа, получаем увеличивающиеся значения температуры.

Примем $V = 4.25 \text{ см}^3/\text{моль } V_i = 0.4 \text{ см}^3/\text{моль.}$ Согласно (9) при $V = 4.25 \text{ см}^3/\text{моль } p_p = 204.3 \text{ ГПа,}$ тогда $p_h = 124.5 \text{ ГПа.}$

Подставляя эти значения V_i и p_h в уравнение (15) для расчета температуры железа, получаем T = 6000 К. Так как такая температура близка к предполагаемой для основания внешнего ядра [Yoo et al., 1993; Anzellini et al., 2013; Ahrens et al., 2002; Литасов и др., 2016], то принятые выше значения величин и есть начальные, исходные для расчета изэнтропы железа из состояния у границы с внутренним ядром Земли. А именно: $V_{i1} = 0.4$ см³/моль, $p_{h1} = 124.5$ ГПа.

При давлении 135.8 ГПа объем V_C равен 4.61 см³/моль при расчете по (9) из УА (17).

Со снижением давления вдоль изэнтропы объемы V и V_i растут, давление p_p падает. При $V = 5.178 \text{ см}^3/\text{моль } p_p = 65.86 \ ГПа (согласно (9)), <math>V_i = 0.566 \text{ см}^3/\text{моль}$. Подставляя найденные значения

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

в уравнение изэнтропы (5), получаем $p_S = = 135.8$ ГПа, $p_h = 70$ ГПа. Следовательно, величина $V = 5.178 \text{ см}^3$ /моль находится на линии изэнтропы железа при давлении у вершины ядра Земли.

Подставляя полученные численные значения величин при давлении 135.8 ГПа в выражение (15), получаем изэнтропическую температуру железа 4800 К, что выше вероятной температуры вершины ядра, например [Литасов и др., 2016]. Такой результат естественно объяснить передачей тепла от ядра Земли вышележащей мантии.

Сравнение изэнтропического изменения температуры железа с давлением и наиболее вероятной температурой ядра Земли приведено на рис. 2.

ПОДБОР ГОМОГЕННОЙ СРЕДЫ С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ВЕЩЕСТВА ВНЕШНЕГО ЖИДКОГО ЯДРА ЗЕМЛИ

Если в предыдущих разделах ρ_1 — плотность железа при нормальных условиях и его УА были известны, и по ним рассчитывались скорость звука и температура среды, то для вещества ядра Земли решалась обратная задача. Для известного давления, плотности, скорости звука, и наиболее вероятной температуры ядра подбирались плотность при нормальных условиях ρ_1 , УА среды и средняя атомная масса μ гипотетической среды при расчете температуры такие, чтобы получить адекватные характеристики ядра Земли. Пошагово выполнялись следующие процедуры. Для вероятного диапазона плотностей ρ_1 от 6.9 до 7.7 г/см³ подбирались пары коэффициентов *A* и *B* в УА (11) такие, чтобы в расчетах по (5) (или (12)) получить геофизические значения скорости звука при плотностях и давлениях ядра Земли. (В формуле (12) принималось для вершины ядра n = 3, для основания внешнего ядра n = 2.) Затем, для принятых значений температуры ядра Земли, с помощью (15) рассчитывалась необходимая для этого средняя атомная масса среды µ. (При равных плотностях ρ_1 расчетная температура тем выше, чем больше µ.)

Последовательность расчетов и результаты для наглядности показаны на приведенных ниже рисунках.

Вершина внешнего ядра Земли

У границы ядра с силикатной мантией давление 135.8 ГПа, плотность ядра 9.9 г/см³, скорость сейсмических волн 8.065 км/с [Dziewonski, Anderson, 1981]. Примем в расчетах, как наиболее вероятную, температуру вершины внешнего ядра 4000 К [Литасов и др., 2016].

На рис. 3 линиями показано, какие параметры *A* и *B* должны быть у УА сред с плотностью ρ_1 от 6.9 до 7.7 г/см³, чтобы получить скорости звука, равные геофизическим значениям. Там же приведены коэффициенты *A* и *B* экспериментальных УА возможных легких добавок в железоникелевое ядро Земли из работы [Трунин, 2006]. для Fe₃C с плотностью $\rho_1 = 7.52$ г/см³ из работы [Сагатов и др., 2019].

Для гидрида железа нет экспериментальных ударно волновых данных. Поэтому на рис. 3 показано вероятное положение точки для FeH с учетом экспериментальных значений коэффициентов *A* и *B* для УА гидридов других металлов [Трунин, 2006], а также с учетом обобщенной УА химических соединений [Анисичкин, 1979].

Считалось, что для смесей коэффициенты *A* и *B* принимают промежуточные значения для чистых компонентов, согласно правилу аддитивности. Поэтому решение находилось следующим образом.

Для смеси железа с Fe₃C, как показано на рис. 3, вдоль линии соединяющей точки для Fe и Fe₃C плотность смеси ρ_1 уменьшается с количеством легкой добавки от 7.85 до 7.52 г/см³. Одновременно требуемая плотность увеличивается от 6.95 до 7.75 г/см³. При A = 4.49 км/с плотности сравниваются при значении 7.58 г/см³, что, следовательно, удовлетворяет требованию скорости звука в смеси для давления и плотности вершины ядра Земли (на рис. 3 найденное решение показано крестиком).



Рис. 4. Значения необходимой средней атомной массы вещества верха ядра Земли при разных ρ_1 и средние значения μ легких добавок в ядро Земли. Найденное решение показано крестиком. Обозначения те же, что на рис. 3.

На рис. 4 кривые постоянной плотности ρ_1 рассчитаны для температуры ядра 4000 *К* (если температура ядра выше, то кривые идут пропорционально выше, если ниже, то кривые идут пропорционально ниже, согласно (15)).

На рис. 4 найденное решение с A = 4.49 км/с и расчетной средней атомной массой 46.8 показано также прямым крестиком. Видно, что для совпадения расчетных плотностей на рис. 3 и на рис. 4 кривые постоянной плотности на рис. 4 должны быть выше с большими значениями атомной массы. Но, так как средняя атомная масса для найденного состава смеси фиксирована, то должна быть выше температура среды, согласно уравнению (15). По расчету, что видно из рис. 4, температура вершины ядра Земли должна быть около 4400 К, чтобы удовлетворить требованиям давления, плотности и скорости звука в ядре Земли. Но наиболее вероятная температура вершины ядра Земли около 4000 К [Литасов и др., 2016]. Поэтому двухкомпонентный состав вершины ядра Земли из железоникелевого расплава с добавкой Fe₃C при такой температуре маловероятен.

Аналогично получено, что смесь железа с FeS_2 должна иметь температуру около 3300 К, смесь железа с SiC около 3100 К, чтобы удовлетворить геофизическим требованиям, что выходит за допустимые пределы (найденные решения на рис. 3 и на рис. 4 показаны квадратиком и треугольником соответственно).

Смеси с железом других легких добавок, приведенных на рис. 3, лежащих ниже линии постоянной плотности $\rho_1 = 6.9$ г/см³, должны быть



Рис. 5. Коэффициенты A и B для УА адиабат гипотетической среды низа внешнего ядра Земли при разных ρ_1 , и экспериментальные значения A и B для вероятных легких добавок в ядро Земли. Решение показано крестиком.

плотностью менее 7.4 г/см³, чтобы получить необходимые скорости звука. (В случае не приведенных на рис. 3 Si и S меньше 7.0 г/см³.) Но, согласно результатам расчетов, приведенным на рис. 4, эти смеси должны иметь плотности ρ_1 не меньше, а существенно больше 7.4 г/см³, чтобы удовлетворить требованию температуры ядра в 4000 К. Поэтому, например, добавки с кислородом и водородом в своем составе в существенных количествах маловероятны.

Выше получено, что добавка в железо Fe_3C требует более высоких температур среды, а добавка FeS_2 или SiC меньших, чем принятая температура вершины ядра в 4000 К. Поэтому подбором состава многокомпонентных сред из указанных веществ можно удовлетворить требованиям давления, плотности, скорости звука и температуры вершины ядра Земли. В результате получено, что необходимым требованиям удовлетворяют, например, трехкомпонентные смеси: 1) Fe + Fe_3C + + FeS_2 (показана стрелкой на рис. 3 и на рис. 4) с содержанием C 4.4 и S 1.5 мас. % или 2) Fe + Fe_3C + + SiC с содержанием C 4.5 и Si 1 мас. % и их многокомпонентные комбинации.

В объемах углерода в кристаллической алмазной фазе будет распространяться более быстрая продольная волна, поэтому смеси расплава железа и алмаза следует рассмотреть отдельно.

Основание внешнего ядра Земли

У границы с твердым внутренним ядром давление 328.8 ГПа, плотность 12.17 г/см³, скорость

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023



Рис. 6. Значения необходимой средней атомной массы вещества низа внешнего ядра Земли при разных ρ₁ и средние значения μ для легких добавок в ядро Земли. Решение показано крестиком.

сейсмических волн 10.36 км/с [Dziewonski et al., 1981]. Примем, исходя из приведенных выше данных, температуру основания внешнего ядра 6000 К (в работе [Литасов и др., 2016] наиболее вероятной считается температура 5200–5700 К).

На рис. 5 показаны результаты расчетов необходимых коэффициентов *A* и *B* для УА гипотетической среды с плотностью при нормальных условиях ρ_1 от 6.9 до 7.7 г/см³. Линии на рис. 5 – места точек, с фиксированным значением ρ_1 , в которых характеристики пробной среды удовлетворяют геофизическим параметрам состояния ядра Земли по давлению, плотности и скорости звука. Экспериментальные значения коэффициентов *A* и *B* для УА вероятных легких добавок на рис. 5 взяты из работы [Трунин, 2006], для Fe₃C с плотностью $\rho_1 = 7.52$ г/см³ из работы [Сагатов, 2019].

На рис. 6 показаны результаты расчетов необходимой средней атомной массы μ гипотетической среды с плотностью при нормальных условиях ρ_1 от 6.9 до 7.7 г/см³. Линии на рис. 6 – места точек с фиксированным значением ρ_1 , в которых рассчитанная по (15) температура пробной среды совпадает с принятой температурой ядра 6000 К (если температура ядра выше, то кривые идут пропорционально выше, если температура ядра ниже, то кривые идут пропорционально ниже, согласно (15)).

Как показали расчеты, необходимым требованиям в качестве добавки удовлетворяет карбид железа. Если принять, согласно правилу аддитивности, что ударно волновые свойства смеси зависят от объемной концентрации компонентов, то вдоль линии Fe—Fe₃C на рис. 5 плотность смеси уменьшается с 7.85 г/см³ для железа до 7.52 г/см³ для карбида железа с увеличением доли добавки в железо. Необходимая расчетная плотность ρ_1 , как видно из рис. 5, при этом растет от ~7.08 до ~7.84 г/см³. При объемной концентрации карбида железа около 76% (A = 4.49 км/с; отмечено крестиком) обе плотности сравниваются при значении ρ_1 около 7.65 г/см³, что можно принять в качестве решения по критериям давления, плотности и скорости звука в ядре.

На рис. 6 положение такой смеси с объемной концентрацией карбида железа 76%, A = 4.49 км/cна линии Fe-Fe₃C также показано крестиком. Видно, что по критерию температуры необходимая расчетная плотность такой смеси должна быть около 7.75 г/см³ (по критерию скорости звука $\rho_1 \sim 7.65 \, \text{г/см}^3$). Но, так как средняя атомная масса для найденного состава смеси фиксирована, то температура среды должна быть ниже принятой в 6000 К, согласно уравнению (15). По расчету температура основания внешнего ядра Земли должна быть около 5600 К, чтобы удовлетворить требованиям давления, плотности и скорости звука в ядре Земли. В работе [Yoo et al., 1993] температура внешнего ядра на границе с внутренним ядром принята равной (6830 ± 500) К. В работе [Anzellini et al., 2013] температура предполагается равной (6230 ± 500) K. Ho B patiente [Ahrens et al., 2002] температура основания внешнего ядра принята равной (5300 \pm 400) К. В работе [Литасов и др., 2016] более вероятной считается (5450 \pm 250) К. Поэтому двухкомпонентный состав основания внешнего ядра Земли из железа с добавкой Fe₃C вероятен при температуре ниже 6000 К.

При этом, если принять за основную легкую добавку в основании внешнего ядра Земли карбид железа, то содержание углерода в смеси должно быть (3.5 ± 0.4) мас. %.

Порядок сравнительных расчетов для FeS_2 , SiC и других добавок аналогичен. Полученный результат для внешнего ядра Земли у границы с внутренним ядром, как и для вершины ядра, можно обобщить в следующем виде. Чем ниже расчетных линий для ρ_1 и µ на рис. 5 и рис. 6 параметры испытуемых сред, тем ниже принятых должны быть температуры ядра, и тем менее они соответствуют требованиям в качестве легких добавок в железоникелевое ядро Земли. Поэтому добавки Si, S в основание внешнего ядра вероятны при минимальных предполагаемых температурах ядра. Добавки O и H в существенных количествах маловероятны.

Следовательно, приведенные на рис. 5 вещества, кроме карбида железа, не могут быть основными легкими добавками в ядро Земли из-за недостаточно высоких параметров *A* и *B* своих УА. Существенно более высокое значение коэффициента *А* у углерода в алмазной фазе [Трунин, 2006], но из-за уникальных механических и "аномальных" тепловых свойств [Анисичкин, 1984] его влияние как добавки в железо следует рассмотреть отдельно.

ПОДБОР ГЕТЕРОГЕННОЙ СРЕДЫ С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ВЕЩЕСТВА ВНЕШНЕГО ЖИДКОГО ЯДРА ЗЕМЛИ

Из расчетов рис. 3, рис. 5 следует, что необходимым требованиям в качестве основных добавок во внешнее жидкое ядро Земли удовлетворяют вещества с относительно высоким значением коэффициента *A* или *B* в уравнении УА. Таким свойством, кроме карбида железа, обладает также УА углерода в алмазной фазе [Трунин, 2006].

Алмазная фаза углерода может быть устойчива при высоких давлениях и температурах в недрах планет [Eggert et al., 2010; Smith et al., 2016; Wang et al., 2020]. В работе [Smith et al., 2016] предполагается образование крупных алмазных тел в жидкометаллической среде глубоко в недрах Земли. В работе [Жимулев и др., 2015] обосновывается возможность миграции расплава железа вместе с алмазными частицами в недра планеты при гравитационной дифференциации ее вещества. Поэтому следует рассмотреть алмазные тела как легкие добавки в ядро Земли в виде отдельных включений.

Ранее в работах [Анисичкин, 2000; Титов и др., 2004] расчетными методами и экспериментально, было рассмотрено влияние добавки алмаза в железо на его характеристики при высоких ударных давлениях и температурах. При этом расчет и анализ экспериментальных данных основывались на УА алмаза [Павловский, 1971]:

$$D = 12.16 + U, \tag{18}$$

где скорости в км/с. Было получено, что углерода в железоникелевом ядре Земли должно быть~10 мас. %. Хотя и считается, что в Солнечной системе углерода больше, чем железа и никеля [Фор, 1989], такая высокая концентрация углерода в ядре Земли представляется маловероятной.

Чем выше скорость звука в добавке в железоникелевое ядро, тем меньше ее надо чтобы повысить скорость звука в смеси до необходимых геофизических значений. При распространении слабого возмущения в смеси в жидкой компоненте его скорость будет близка к объемной скорости звука, в твердой фазе, например в кристаллах алмаза, к продольной, упругой скорости звука, что и следует учитывать в расчетах. В работах [McWilliams, 2008; McWilliams et al., 2010] получены более высокие скорости распространения упругих ударных волн в алмазе, по сравнению с получаемыми из (18), которые, усредняя, можно представить в следующем виде:

$$D = 18.14 + 1.88U. \tag{19}$$

Поэтому, расчеты с учетом данных работах [McWilliams, 2008; McWilliams et al., 2010] привели к содержанию углерода в ядре Земли меньшему, чем получено в работах [Анисичкин, 2000; Титов и др., 2004].

Если рассчитать плотность алмаза по VA (19) при давлении 135.8 ГПа в вершине внешнего ядра, то получаем плотность алмаза (4.2 ± 0.1) г/см³. У границы с внутренним твердым ядром при давлении 328.8 ГПа получаем плотность (5.0 ± 0.1) г/см³ (считая тепловое расширение алмаза несущественным). Примем в расчетах продольные скорости звука в алмазе, усредняя экспериментальные значения [McWilliams, 2008; McWilliams et al., 2010; Shigemori et al., 2012], равными (17.0 ± 0.2 и (19.5 ± 0.2) км/с для вершины и основания внешнего ядра соответственно.

У границы с вышележащей силикатной мантией железоникелевый расплав, вмещающий алмазные тела, может иметь температуру (4000 ± 200) град. [Литасов и др., 2016]. У границы с внутренним твердым ядром железоникелевый расплав должен иметь температуру близкую к температуре затвердевания при высоком давлении (5700 ± 500) K, как принято выше. Для принятого разброса температур, расчетные плотности расплава составляют (10.9 ± 0.2) и (13.1 ± 0.25) г/см³, для вершины и основания внешнего ядра, соответственно, по предложенному УрС.

Скорости звука в железоникелевом расплаве, рассчитанные из (5) и по формуле (12), получаются равными (7.9 \pm 0.2) и (9.9 \pm 0.3) км/с, в зависимости от принятой температуры, в условиях вершины и основания внешнего ядра Земли, соответственно (в работе [Hirose et al., 2019] в расчетах скорости принимаются около (7.9 \pm 0.05) и 10.2 км/с, соответственно).

Скорость звука в смеси зависит от концентрации компонентов и структуры самой среды. В среде из чередующихся параллельных слоев двух материалов скорость распространения возмущения рассчитана в работе [Кристенсен, 1982]. В работе [Куропатенко, 2012] предложено простое аналитическое выражение для c_c – скорости звука в двухкомпонентной неупорядоченной смеси:

$$c_c = 1/(\alpha/c_1 + (1 - \alpha)/c_2).$$
 (20)

В расчетах по формуле (20) и формулам, приведенным в работе [Кристенсен, 1982], усредняя результаты, подбиралось α, объемное содержание алмазной фазы углерода в железоникелевом расплаве, такое, чтобы удовлетворить значениям давления, плотности и скорости звука в ядре для принятой температуры ядра Земли. Получены следующие результаты: Состав вершины внешнего ядра Земли при гетерогенном строении: содержание углерода в алмазной фазе, в дополнение к карбиду железа, не более 0.5 мас. %.

Состав основания внешнего ядра Земли при гетерогенном строении: железоникелевый расплав может содержать включения углерода в алмазной фазе (4.0 ± 0.5) мас. %. Плотность железоникелевого расплава (13.1 ± 0.25) г/см³. Плотность алмазных тел (5.0 ± 0.1) г/см³ (при температуре (5700 ± 500) K).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Основная легкая добавка во внешнем жидком железоникелевом ядре Земли углерод (4.0 ± 0.5) мас. % как в составе карбидов, так и в свободном виде.

Содержание углерода в составе карбида железа во внешнем жидком ядре Земли составляет от 3.5 до 4.5 мас. %, в зависимости от принятой температуры ядра, и максимально у границы с силикатной мантией.

Содержание углерода в алмазной фазе во внешнем жидком ядре Земли может быть существенно при максимально допустимых температурах ядра Земли у границы с внутренним твердым ядром, и может составлять (4.0 ± 0.5) мас. %.

Содержание серы и кремния во внешнем жидком ядре Земли может достигать (1.0 ± 0.5) мас. %, в зависимости от принятой температуры ядра.

Добавки только кислорода и водорода во внешнем жидком ядре Земли не объясняют его характеристики.

Следовательно, по предлагаемой новой модели внешнее жидкое ядро Земли состоит из железоникелевого расплава, (4.0 ± 0.5) мас. % углерода и до (1.0 ± 0.5) мас. % серы и кремния.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной компонент ядра Земли железо. Поэтому даже небольшие неточности в определении его параметров при высоких давлениях и температурах приводят к существенно разным требованиям к характеристикам легких добавок в ядре Земли, что является причиной разнообразия известных моделей ядра. Так в ряде работ уравнение состояния железа выводится из расчетов "ab initio" и экспериментов на алмазных наковальнях. Но расчеты без упрошений, предположений, то есть точные, пока невозможны из-за сложностей и не дают определенного ответа о составе ядра Земли (см. например, [Umemoto et al., 2020]). Результаты измерений плотности и скорости звука на алмазных наковальнях экстраполируются до давлений и температур ядра Земли в несколько раз более высоких, чем в эксперименте, что также

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

влияет на точность расчетов. Поэтому в моделировании критически важен выбор исходных данных и метода построения корректного УрС железа, но полуэмпирические и из "первых принципов" УрС часто не согласовываются с достаточно достоверными экспериментальными данными по свойствам железа при высоких давлениях и температурах.

Так, например, в работе [Hirose et al., 2021] скорость звука в железе в основании внешнего ядра принимается около 10.2 км/с, что существенно выше получаемой с учетом экспериментальной адиабаты железа при давлениях ядра Земли [Smith et al., 2018] и выше полученной в настоящей работе скорости в (9.9 ± 0.3) км/с. Но при более высокой принятой скорости звука в железе "высокоскоростная" добавка практически не нужна. Достаточно любой, понижающей плотность добавки, содержащей водород, кислород, серу, кремний.

Выведенное и принятое выше в моделировании состава ядра Земли УрС железа хорошо описывает такие чувствительные к его неточностям величины, как скорость звука и температура железа за фронтом ударной волны. Кривая потенциального сжатия и адиабата железа, рассчитываемые по (4) и (5), согласуются с приведенной в работе [Smith et al., 2018] изотермой и экспериментальной адиабатой железа при высоких давлениях.

В результате, моделирование состава ядра Земли, с более достоверной кривой потенциального и адиабатического сжатия железа показало, что все рассмотренные добавки понижают плотность, но в соответствующих количествах недостаточны для повышения скорости звука до необходимых значений в ядре Земли. Только добавка в железо углерода в составе карбида или в алмазной фазе делает среду достаточно "жесткой", высокоскоростной.

В работах, цитированных во ВВЕДЕНИИ, и ряде других приводятся аргументы "за" присутствие углерода в ядре Земли. В работах [Nakajima et al., 2015; Yokoo et al., 2022; Li et al., 2020; Tagawa et al., 2021; Hirose et al., 2021] приводятся аргументы "против" существенного содержания углерода в ядре Земли, основанные на теориях образования планет и процессах формирования их ядер, на несмешиваемости растворов водорода и углерода в железе. Однако теории образования планет не устоялись и поэтому недостаточны в обоснование отсутствия углерода, но доминирующего присутствия, в частности, водорода в ядре Земли. Так, например, по наиболее современной и известной теории, Земля и Луна образовались из вещества двух столкнувшихся планет. При этом вешество планет практически полностью перемешалось, чтобы объяснить сходство изотопных

составов Земли и Луны, а ядро Земли сформировалось, в основном, слиянием ядер обеих планет. В таком катастрофическом процессе легколетучий водород мог не сохраниться в ядре, если он там был.

С другой стороны, углерод мог входить в состав ядра в виде отдельных твердых тел карбида железа и алмаза, из-за более высокой, по сравнению с железом, температуры плавления [Wang et al., 2020; Жимулев и др., 2015]. Поэтому аргумент о несмешиваемости раствора водорода и раствора углерода в железе не представляется критичным по углероду в составе ядра.

Существенная неопределенность температуры ядра Земли приводит в моделировании к разным составам легких добавок. Так, чем ниже принятая температура, тем больше может быть содержание других легких элементов в среде в дополнение к углероду. Но при допустимых температурах ядра углерод остается основным легким элементом в составе внешнего жидкого ядра Земли.

Принципиально новым в работе является применение уравнения состояния железа, более согласующегося с современными экспериментальными данными при давлениях и температурах ядра Земли, что критически важно в моделировании состава ядра Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Альтиулер Л.В., Кормер С.Б., Бражник С.Б., Владимиров Л.А., Сперанская М.П., Фунтиков А.И. Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 4. С. 1061–1073.

Анисичкин В.Ф. Аномальная ударная сжимаемость и теплоемкость алмаза // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 1. С. 77–79.

Анисичкин В.Ф., Бордзиловский С.А., Караханов С.М., Половинкин В.Г., Титов В.М., Туркин А.И. Скорость звука за фронтом ударной волны в смесях железа с серой и кремнием // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 45. № 1. С. 100–107.

Анисичкин В.Ф. Взрываются ли планеты? // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33. № 1. С. 138–142.

Анисичкин В.Ф. Обобщенные ударные адиабаты и нулевые изотермы элементов // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15. № 2. С. 152–157.

Анисичкин В.Ф. Ударно-волновые данные как доказательство присутствия углерода в ядре и нижней мантии Земли // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 4. С. 108–115.

Анисичкин В.Ф. Уравнение состояния для расчета температуры материалов при обработке взрывом // Инженерно-физический журн. 2017. Т. 90. № 4. С. 1025–1035. Бажанова З.Г., Оганов А.Р., Джанола О. Системы Fe–С и Fe–H при давлениях внутреннего ядра Земли // Успехи физических наук. 2012. Т. 182. № 5. С. 521–530. Бажанова З.Г., Ройзен В.В., Оганов А.Р. Поведение системы Fe – S при высоких давления и состав ядра Земли // Успехи физических наук. 2017. Т. 187. № 10. С. 1105–1113.

Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука и образование. 2013. 416 с.

Жимулев Е.И., Чепуров А.И., Сонин В.М., Похиленко Н.П. Миграция расплава железа через оливиновую матрицу в присутствии углерода при высоких *p*−*T*-параметрах (экспериментальные данные) // Докл. РАН. 2015. Т. 463. № 1. С. 72–74.

Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1963. 688 с.

Копышев В.П. Термодинамическая модель плотной жидкости // ПМТФ. 1971. № 1. С. 119-122.

Копышев В.П. Теория уравнений состояния. Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ". 2009. 386 с.

Кристенсен Р. Введение в механику композитов. Пер с англ. Бейля А.И. и Жмудя Н.П. М.: Мир. 1982. 334 с.

Куропатенко В.Ф. Скорость звука в многокомпонентной смеси // Докл. РАН. 2012. Т. 446. № 4. С. 401–403.

Литасов К.Д., Попов З.И., Гаврюшкин П.Н., Овчинников С.Г., Федоров А.С. Первопринципные расчеты уравнений состояния и относительной стабильности карбидов железа при давлениях ядра Земли // Геология и геофизика. 2015. Т. 56. № 1–2. С. 214–223.

Литасов К.Д., Шацкий А.Ф. Современные представления о составе ядра Земли // Геология и геофизика. 2016. Т. 57. № 1. С. 31–62.

Медведев А.Б. Широкодиапазонное многофазное уравнения состояния железа // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50. № 5. С. 91–108.

Павловский М.Н. Ударное сжатие алмаза // Физика твердого тела. 1971. Вып. 3. С. 893–895.

Сагатов Н.Е., Гаврюшкин П.Н., Инербаев Т.М., Литасов К.Д. Карбиды железа при р-Т параметрах ядра Земли. Труды Всероссийского ежегодного семинара по экспериментальной минералогии, петрологии и геохимии. 2019. С. 37–39.

Сагатова Д.Н., Гаврюшкин П.Н., Сагатов Н.Е., Медриш И.В., Литасов К.Д. Фазовые диаграммы гидридов железа при давлениях 100–400 ГПа и температурах 0–5000 К // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. Вып. 3. С. 160–165.

Титов В.М., Анисичкин В.Ф., Бордзиловский С.А., Караханов С.М., Туркин А.И. Измерение скорости звука за фронтом ударной волны в смесях железа с алмазом // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40. № 4. С. 117–130.

Трунин Р.Ф. (ред.) Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2006. 531 с.

Фор Г. Основы изотопной геологии. Пер с англ. Горохова И.М., Шуколюкова Ю.А. М.: Мир. 1989. 590 с.

Ahrens T.J., Holland K.G., Chen G.Q. Shock Temperatures and the Melting Point of Iron. Shock Compression of Condensed Matter -1997 / S.C. Schmidt et al. (eds.). NY AIP Press, Woodbury. 1998. P. 133 – 136.

Ahrens T.J., Holland K.G., Chen G.Q. Phase diagram of iron, revised-core temperatures // Geophysical Research Letters. 2002. V. 29. № 7. P. 1150. P. 54-1–54-4. https://doi.org/10.1029/2001gl014350 *Anderson W.W., Ahrens T.J.* An equation of state for liquid iron and implications for the Earth's core // Journal of Geophysical Research. 1994. V. 99. № B3. P. 4273–4284.

Anzellini S., Dewaele A., Mezouar M., Loubeyre P., Morard G. Melting of iron at Earth's inner core boundary based on fast X-ray diffraction // Science. 2013. V. 340(6131). P. 464– 466.

Badro J., Cote, A. S., Brodholt J. P. A seismologically consistent compositional model of Earth's core. Proc. Nat. Acad. Sci. 2014. USA 111. P. 7542–7545.

Brown J.M., McQueen R.G. Phase transitions, Grüneisen parameter, and elasticity for shocked iron between 77 GPa and 400 GPa // Journal of Geophysical Research. 1986. V. 91(B7). P. 7485–7491.

Chen B., Lai X., Li J., Liu J., Zhao J., Bi W., Alp E.E., Hu M.Y., Xiao Y. Experimental constrains on the sound velocities of cementite Fe₃C to core pressures // Earth and Planetary Science Letters. 2018. V. 494. P. 164–171.

Dziewonski A.M., Anderson D.L. Preliminary reference Earth model // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1981. V. 25. Is. 4. P. 297–356.

Eggert J.H., Hicks D.G., Celliers P.M., Bradley D.K., McWilliams R.S., Jeanloz R., MillerJ.E., Boehly T.R., Collins G.W. Melting temperature of diamond at ultrahigh pressure // Nature Physics. 2010. V. 6. P. 40–43.

Helffrich G., Kaneshima S. Seismological Constraints on Core Composition from Fe-O-S Liquid Immiscibility // Science. 2004. V. 306. P. 2239–2242.

Hirose K., Wood B., Vočadlo L. Light elements in the Earth's core // Nature Reviews | Earth & Environment. 2021. V. 2. P. 645–658.

Iizuka-Oku R, Yagi T, Gotou H, Okuchi T, Hattori T, Sano-Furukawa A. Hydrogenation of iron in the early stage of Earth's evolution. Nat. Commun. 2017 Jan 13. 8:14096. https://doi.org/10.1038/ncomms14096

Komabayashi T., Pesce G., Sinmyo R., Kawazoe T., Breton H., Shimoyama Y., Glazyrin K., Konopkova Z., Mezouar M. Phase relation in the system Fe-Ni-Si to 200 GPa and 3900 K and implications for Earth's core // Earth and Planetary Science Leters. 2019. V. 512. P. 82–88.

Li Y., Vočadlo L., Sun T., Brodholt J.P. The Earth's core as a reservoir of water // Nat. Geosci. 2020. V. 13. P. 453–458.

McWilliams R.S. Elastic and inelastic shock compression of diamond and other minerals. A dissertation submitted in partial satisfaction of the requirements for the degree of doctor of philosophy. University of California. Berkeley, 2008. 158 c.

McWilliams R.S., Eggert J.H., Hicks D.G., Bradley D.K., Celliers P.M., Spaulding D.K., Boehly T.R., Collins G.W., Jeanloz R. Strength effects in diamond under shock compression from 0.1 to 1 TPa // Physical Review. 2010. V. B 81. P. 014111-1–014111-19.

Nakajima Y., Imada S., Hirose K., Komabayashi T., Ozawa H., Tateno S.). Carbon-depleted outer core revealed by sound velocity measurements of liquid iron-carbon alloy // Nature Communications. 2015. V. 6. P. 8942. https://doi.org/10.1038/ncomms9942

Nguyen J.H., Holmes N.C. Melting of iron at the physical conditions of the Earth's core // Nature. 2004. V. 427. P. 339–342.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

АНИСИЧКИН

Norton O.R. Rocks from Space: Meteorite and Meteorite Hunters. Mountain Press Publishing Company, Missoula, Montana. 1998. 447 c.

Sakamaki T., Ohtani E., Fukui H., Kamada S., Takahashi S., Sakairi T., Takahata A., Sakai T., Tsutsui S., Ishikawa D., Shiraishi R., Seto Y., Tsuchiya T., Baron A.Q.R. Constraints on Earth's inner core composition inferred from measurements of the sound velocity of hcp-iron in extreme conditions // Science Advances. 2016. V. 2(2). P. 1–6.

Shigemori K., Sakaiya T., Asakura Y., Kondo T., Shimizu K., Kadono T., Hironaka Y., Azechi H. Sound velocity measurements by x-ray shadowgraph technique for melting phenomena at ultrahigh-pressure regime // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83. P. 10E529-1–10E529-3.

Siebert J., Badro J., Antonangeli D., Ryerson F.J. Terrestrial accretion under oxidizing conditions // Science. 2013. V. 339. P. 1194–1197.

Smith E.M., Shirey S.B., Nestola F., Bullock E.S., Wang J., Richardson S.H., Wang W. Large gem diamonds from metallic liquid in Earth's deep mantle // Science. 2016. V. 354. Is. 6318. P. 1403–1405.

Smith R.F., Fratanduono D.E., Braun D.G., Duffy T.S., Wicks J.K., Celliers P.M., Ali S.J., Fernandez-Panella A., Kraus R.G., Swift D.C., Collins G.W., Eggert J.H. Equation of state of iron under core conditions of large rocky exoplanets // Nature Astronomy. 2018. V. 2. P. 452–458.

Tagawa S., Sakamoto N., Hirose K, Yokoo S., Hernlund J., Ohishi Y., Yurimoto H. Experimental evidence for hydrogen incorporation into Earth's core. Nat Commun. 2021 May 11. V. 12(1). P. 2588.

https://doi.org/10.1038/s41467-021-22035-0

Umemoto K., Hirose K. Chemical compositions of the outer core examined by first principles calculations // Earth Planet. Sci. Lett. 2020. V. 531. P. 116009.

Wang Z., Ma H., Fang S., Yang Z., Miao X., Chen L., Jia X. Synthesis and characterization of gem diamond single crystals in Fe-C system under high temperature and high pressure // Journal of Crystal Growth. 2020. V. 531. P. 125371.

Xiaojun Hu, Yingwei Fei, Jing Yang, Yang Cai, Shijia Ye, Meilan Qi, Fusheng Liu, and Mingjian Zhan. Phase Stability and Thermal Equation of State of Iron Carbide Fe₃C to 245 GPa // Geophysical Research Letters. 2019. P. 1–7. https://doi.org/10.1029/2019GL084545

Yokoo S., Hirose K., Tagawa S., Morard G., Ohishi Y. Stratification in planetary cores by liquid immiscibility in Fe–S–H. Nat. Commun. 2022 Feb 3. V. 13(1). P. 644. https://doi.org/10.1038/s41467-022-28274-z

Yoo C.S., Holmes N.C., Ross M., Webb D.J., Pike C. Shock Temperatures and Melting of Iron at Earth Core Conditions // Physical Review Letters. 1993. V. 70. № 25. P. 3931–3934.

Young D.A., Cynn H., Söderlind P., Landa A. Zero-Kelvin Compression Isotherms of the Elements $1 \le Z \le 92$ to 100 GPa // J. Physical and Chemical Reference Data. 2016. V. 45. No 4. P. 043101-1-043101-36.

Zhang Y., Sekine T., Lin J.-F., He H., Liu F., Zhang M., Sato T., Zhu W., Yu Y. Shock compression and melting of an Fe-Ni-Si alloy: implications for the temperature profile of the Earth's core and the heat flux across the core-mantle boundary // J. Geophysical Research Solid Earth. 2018. V. 123(2). P. 1314–1327.

Modeling the Composition of the Earth's Liquid Outer Core

V. F. Anisichkin*

Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

*E-mail: avf@hydro.nsc.ru

The paper suggests expressions, coherent with experimental data, for the calculation of the sound velocity and the temperature of a condensed medium under pressures in the Earth's liquid outer core through parameters of the shock Hugoniot of the medium. Additives to the Earth's liquid outer iron-nickel core were fitted so that the calculated pressure, density and sound wave velocity corresponded to geophysical values and the temperature did not exceed the admissible limits. It was established that the iron carbide Fe3C containing (4.0 ± 0.5) wt.% carbon with additives of FeS₂ and SiC with a total content of Si and S up to 1.5 wt.% meets the required criteria as the main light additive in the upper layers of the Earth's core. Less probable is the additive of carbon in the diamond phase up to 0.5 wt.%. In the Earth's outer core, at the boundary with the solid inner core, among the possible light additives are the iron carbide Fe₃C with (3.5 ± 0.4) wt.% carbon or diamond phase carbon of (4.0 ± 0.5) wt.%. Additives at the bottom of the Earth's liquid outer core, containing significant amounts of Si, S, are hardly probable. The content of H in the Earth's liquid outer core can be significant at the minimum possible core temperatures. The content of O is insignificant.

Keywords: Equation of state of condensed medium, composition of the Earth's core, carbon

УДК 550.3

ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВЯЗКОУПРУГОЙ ЗЕМНОЙ КОРЫ

© 2023 г. Б. И. Биргер*

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия *E-mail: birgerbor@mail.ru Поступила в редакцию 10.01.2022 г. После доработки 31.08.2022 г. Принята к публикации 31.08.2022 г.

Методом линейной теории для малых возмущений исследуется неустойчивость тяжелого включения в верхних слоях Земли. Существование такого рода включений с повышенной плотностью связано с химической неоднородностью или фазовыми переходами. Вязкоупругость геоматериала описывается реологической моделью Максвелла. Рассмотрены два варианта расположения включения с повышенной плотностью. Тяжелое включение в холодном верхнем упругом слое коры не меняет своего расположения при малых возмущениях, т.е. является устойчивым по линейной теории. Тяжелое включение, которое расположено в горячем вязком слое коры, подстилающем верхний холодный слой, является неустойчивым (медленно погружается в лежащие ниже вязкие слои мантии).

Ключевые слова: гравитационная неустойчивость, вязкоупругость геоматериала, реологическая модель Максвелла.

DOI: 10.31857/S0002333723020059, EDN: LHOUUE

ВВЕДЕНИЕ

Анализ неустойчивости, основанный на линейной теории для малых возмущений, т.е. теорией Ляпунова, является локальным, поскольку проблема устойчивости существенно нелинейна. Состояние системы, которое по линейной теории считается устойчивым, может оказаться неустойчивым при достаточно больших возмущениях. Поэтому линейная теория дает только достаточное условие неустойчивости. При глобальном анализе устойчивости величина рассматриваемых возмущений не ограничена. Глобальный анализ использует энергетический метод, который, как правило, дает только достаточное условие устойчивости, а следовательно, метод линейной теории и энергетический метод дополняют друг друга при исследовании устойчивости [Джозеф, 1981]. Энергетический метод успешно применяется при рассмотрении гравитационной устойчивости упругих слоев Земли в работах [Мухамедиев и др., 2016; Рыжак и др., 2016; Рыжак, Синюхина, 2019], в которых авторам удается получить не только достаточные, но и необходимые условия устойчивости.

Однако линейный анализ устойчивости имеет свои преимущества. Глобальный анализ дает критерий устойчивости рассматриваемой системы, но не прослеживает эволюцию того или иного начального возмущения. В частности, такой анализ не учитывает вязкость, которая характеризует исследуемую систему, поскольку устойчивость (или неустойчивость) системы не зависит от вязкости. Вязкость определяет скорость возвращения системы в начальное состояние после возмущения (если система устойчива) или скорость, с которой система удаляется от начального состояния после возмущения (если система неустойчива). Для геофизических приложений важно знать характерное время развития неустойчивости. Если система обладает огромной вязкостью, что характерно для верхних слоев Земли, может оказаться, что в глобально неустойчивой системе неустойчивость заметно развивается только на временах, сравнимых со временем существования самой системы (несколько миллиардов лет для Земли). Линейная теория прослеживает эволюцию начальных возмущений той или иной пространственной формы. Поэтому линейная теория позволяет говорить об устойчивости системы к возмущениям определенного типа, что не имеет смысла в рамках глобального анализ. Согласно линейной теории, система устойчива, если она устойчива к малым возмущениям любого типа, и неустойчива, если она неустойчива хотя бы к одному типу малых возмущений.

В геодинамике при рассмотрении медленных процессов, связанных с гравитационной неустойчивостью, обычно рассматриваются только малые начальные возмущения, а развитие возмущения представляется в виде $ae^{\lambda t}$, где *a* начальное возмущение, а λ – комплексный инкремент. Если действительная часть λ отрицательна, имеет место устойчивость, а если положительна – неустойчивость. Когда начальное возмущение мало, а Re λ < 0 (устойчивость) линейная теория полностью описывает эволюцию начального малого возмущения. Когда Re λ > 0 (неустойчивость), линейная теория описывает эволюцию возмущения только на не слишком больших временах, при которых возмущение остается малым.

В настоящее время принята такая реологическая модель земной коры, в которой эффективная вязкость уменьшается с глубиной на несколько порядков, что вызвано ростом температуры [Karato, 2008; Birger, 2013]. Поэтому верхняя кора, где вязкость очень велика, ведет себя как упругая среда при не слишком высоких сдвиговых напряжениях (при достаточно больших напряжениях как хрупко-упругая), а подстилающие ее слои нижней коры и мантийной литосферы, ведут себя как вязкие при медленных течениях и как упругие при быстрых. Тяжелые включения в коре могут вызвать гравитационную неустойчивость, при которой возникают медленные течения, представляющие интерес для геологии.

В настоящей работе методом линейной теории исследуется неустойчивость тяжелого включения в земной коре. Существование такого рода включений с повышенной плотностью связано с химической неоднородностью или фазовыми переходами. Будет исследована неустойчивость для двух вариантов расположения тяжелого включения: тяжелое упругое включение в верхнем холодном упругом слое коры и тяжелое вязкое включение в более глубоко расположенных горячих и вязких слоях Земли.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается двухслойная модель. Нижний слой представлен как полупространство. Начало координат помещено на нижней поверхности верхнего слоя, а ось *z* направлена вертикально вверх. Слой (0 < z < d) моделирует верхнюю упругую кору, а полупространство (z < 0) — подстилающую литосферу и мантию. Начальное состояние в решаемой задаче — это литостатическое равновесие. В этом состоянии отсутствуют девиаторные напряжения, а давление связано с плотностью уравнением

$$\frac{dp_0}{dz} = -\rho_0\left(z\right)g,\tag{1}$$

где: *g* — ускорение силы тяжести, а плотность определена как

$$\rho_0(z) = \rho + \Delta \rho \quad \text{при} \quad 0 < z < d,
\rho_0(z) = \rho \quad \text{при} \quad -\infty < z < 0.$$

В состоянии литостатического равновесия Земля испытывает огромное давление, вызванное гравитацией. Еще Рэлей ввел представление, согласно которому напряжение в Земле складывается из литостатического давления и небольшого добавочного напряжения, которое связано с деформациями, отсчитываемыми от равновесного состояния, обычными соотношениями линейной теории упругости или вязкоупругости. Это представление, широко используемое в современной геофизике, применяется и в данной статье.

Уравнения, описывающие возмущения литостатического равновесия несжимаемой среды, записываются в виде:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_x,$$
 (2)

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_z,$$
(3)

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0,$$
(4)

где: p – возмущение давления; σ_{xx} , σ_{xz} и σ_{zz} – компоненты девиаторного тензора напряжений; u_x и u_z – смещения. Все эти переменные являются функциями вертикальной пространственной координаты z, горизонтальной координаты x и времени t. Уравнения (2) и (3) описывают двумерное движение среды, а уравнение (4) представляет собой условие несжимаемости. К этим уравнениям добавляются уравнения состояния, связывающие девиаторные напряжения с деформациями ε_{ij} , которые определены как

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right).$$
 (5)

Уравнения (1)—(5) справедливы и для верхнего, и для нижнего слоя, моделированного как полупространство. Однако плотности и реологические свойства слоев отличаются. Чтобы учесть скачок плотности на границе между слоями необходимо ввести граничные условия.

На верхней деформируемой границе слоя обращается в нуль сила, действующая на единицу площади поверхности, откуда следует, что на недеформированной верхней границе (z = d) выполняются условия

$$\sigma_{xz}^{(2)} = 0, \quad -p^{(2)} + \sigma_{zz}^{(2)} + \rho^{(2)}gu_z^{(2)} = 0.$$
 (6)

Индекс 1 относится к нижнему слою (полупространству), индекс 2 – к верхнему. Вывод уравнений (6) приведен в Приложении 1. На границе (z = 0) между верхним слоем и полупространством непрерывны смещения

$$u_x^{(2)} = u_x^{(1)}, \ u_z^{(2)} = u_z^{(1)}$$

и сила, действующая на единицу площади поверхности, откуда следует (см. Приложение 1), что:

$$\sigma_{xz}^{(2)} = \sigma_{xz}^{(1)},$$

$$-p^{(2)} + \sigma_{zz}^{(2)} + (\rho^{(2)} - \rho^{(1)})gu_z = -p^{(1)} + \sigma_{zz}^{(1)}.$$
 (7)

На нижней границе полупространства ($z = -\infty$) наложено условие ограниченности вертикальных и горизонтальных смещений.

Вертикальное смещение представим в виде:

$$u_z(x, z, t) = U_z(z) \exp(\lambda t) \cos(kx), \ k > 0,$$
 (8)

где λ — комплексный инкремент, k — действительное волновое число. В аналогичном виде представим и все остальные физические переменные, причем в выражения для u_z , ε_{xz} и σ_{xz} входит не $\cos(kx)$, а $\sin(kx)$. Такое представление позволяет свести систему уравнений в частных производных (2)—(5) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, в которой все переменные, характеризующие смещения, деформации, напряжения и давление, зависят только от вертикальной координаты *z*.

Для среды Максвелла уравнение состояния (реологическое соотношение) имеет вид:

$$\sigma_{ij} + \frac{\eta}{\mu} \frac{d}{dt} \sigma_{ij} = 2\eta \frac{d}{dt} \varepsilon_{ij}, \quad i, j = 1, 2,$$
(9)

где: t — время; μ — упругий модуль сдвига; η — коэффициент вязкости; индекс 1 соответствует координате x, а индекс 2 — координате z. Поскольку зависимость от времени определена как $\exp(\lambda t)$, уравнение Максвелла (7) принимает вид:

$$\sigma_{ij} + \frac{\eta}{\mu} \lambda \sigma_{ij} = 2\eta \lambda \varepsilon_{ij}. \tag{10}$$

Как следует из уравнения (10), если вязкость η очень велика $\left(\frac{\eta}{\mu}|\lambda| \ge 1\right)$, уравнение Максвелла вырождается в уравнение состояния для упругой среды

$$\sigma_{ij} = 2\mu\epsilon_{ij},\tag{11}$$

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

а если упругий модуль сдвига μ очень велик $\left(\frac{\eta}{\mu}|\lambda| \ll 1\right)$, уравнение Максвелла вырождается в реологическое соотношение для вязкой ньютоновской жидкости

$$\sigma_{ij} = 2\eta \frac{d}{dt} \varepsilon_{ij}.$$
 (12)

В рамках линейной теории устойчивости скорости связаны со смещениями простым соотношением $v_i = \lambda u_i$, поэтому уравнения, описывающие движения упругой среды, и уравнения, описывающие течения вязкой среды, имеют аналогичный вид. Из уравнений для упругой среды, в которые входят смещения u_i и модуль сдвига μ , сразу получаются уравнения для вязкой среды, если заменить u_i на v_i , а μ на η . Записывая уравнения для вязкой среды не в скоростях, а в смещениях, следует ввести эффективный модуль сдвига вязкой среды $\mu_{eff} = \lambda \eta$.

Вязкость геоматериала сильно зависит от температуры, которая в Земле быстро растет с глубиной. Поэтому верхняя кора обладает очень высокой вязкостью и ведет себя как упругая среда, а более глубокие слои Земли, где вязкость значительно ниже, ведут себя как вязкая среда.

Медленные безынерционные течения, которые называют ползущими, характеризуют геологические движения, возникающие при тепловой конвекции и при восстановлении изостазии. В настоящей работе рассматриваются ползущие геологические течения, вызываемые возмущениями плотности земной коры. В правой части уравнения (2) стоит инерционный член $\rho\lambda^2 U_x$, а левая часть этого уравнения в случае упругой среды содержит член $\mu k^2 U_x$. Аналогичная ситуация и в уравнении (3), которое содержит члены $\rho\lambda^2 U_z$ и $\mu k^2 U_z$. Следовательно, для пренебрежения инерционностью упругой среды, необходимо выполнение условия

$$\lambda \ll k \sqrt{\mu/\rho}. \tag{13}$$

Сжимаемостью упругой среды можно пренебречь при условии

$$\mu \ll K, \quad \nu = \frac{3K - 2\mu}{2(3K + \mu)} = 1/2,$$
 (14)

где *К* — модуль всестороннего сжатия, v - коэф $фициент Пуассона. Для геоматериала <math>v \approx 0.3$, $\frac{\mu}{K} \approx 0.5$, и условие несжимаемости (14), строго говоря, не выполняется. Однако учет сжимаемости, как показали проведенные автором расчеты, ка-

чественно не изменяет результаты, полученные

для несжимаемой упругой среды и представленные в настоящей статье. В уравнения, учитывающие сжимаемость среды, модуль всестороннего сжатия входит в виде безразмерного параметра

 $\frac{\mu}{3K}$, который можно считать малым. Условия

безынерционности и несжимаемости для вязкой среды записываются в виде:

$$\left|\lambda\right| \ll \frac{\eta k^2}{\rho},\tag{15}$$

$$\left|\lambda\right| \ll \frac{K}{\eta}.\tag{16}$$

Эти условия можно получить из требований (13) и (14) для упругой среды, подставив $\lambda\eta$ вместо упругого модуля сдвига μ .

Подставляя (8) в уравнения (2)—(5) и накладывая на величину инкремента ограничение (13), которое позволяет пренебречь инерционными членами в уравнениях (2) и (3), выражаем все физические переменные через вертикальное смещение:

$$u_x(x,z,t) = \frac{1}{k} DU_z(z) \exp(\lambda t) \sin(kx), \qquad (17)$$

$$p(x,z,t) = \mu \left(-D + \frac{D^3}{k^2}\right) U_z(z) \exp(\lambda t) \cos(kx), \quad (18)$$

$$\sigma_{zz}(x,z,t) = -\sigma_{xx}(x,z,t) =$$

= $2\mu DU_z(z) \exp(\lambda t) \cos(kx),$ (19)

$$\sigma_{xz}(x, z, t) =$$

$$= \mu \frac{1}{k} (D^2 + k^2) U_z(z) \exp(\lambda t) \sin(kx), \qquad (20)$$

а для амплитуды вертикального смещения получаем обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$\left(D^2 - k^2\right)^2 U_z = 0.$$
 (21)

Уравнения (17)—(21), в которых введен дифференциальный оператор D = d/dz, записаны для упругого верхнего слоя. Чтобы рассматривать вязкую среду, подстилающую упругий слой, в уравнения (18)—(20) следует вместо упругого модуля сдвига μ подставить $\mu_{eff} = \lambda \eta$.

Уравнение (21) имеет общее решение:

$$U_{z} = e^{kz}C_{1} + ze^{kz}C_{2} + e^{-kz}C_{3} + ze^{-kz}C_{4}, \ 0 \le z \le 1.(22)$$
$$U_{z} = e^{kz}B_{1} + ze^{kz}B_{2}, \ -\infty \le z \le 0,$$
(23)

где C_i и B_i (i = 1, 2, 3, 4) – произвольные константы. Уравнение (23) следует из требования ограниченности смещений в подстилающем слой полупространстве. Согласно (23), смещения в полупространстве убывают с глубиной как e^{kz} . Полупространство моделирует нижний слой, в котором смещения проникают на глубину, зависящую от волнового числа *k*.

Коэффициент вязкости земных недр оценивается как $\eta \approx 4 \times 10^{19}$ Па · с [Cathles, 1975]. Упругий модуль сдвига и плотность недр можно оценить как $\mu \approx 6 \times 10^{10}$ Па, $\rho \approx 3 \times 10^{3}$ кг/м³. Все дальнейшие соотношения будут выписаны для безразмерных физических переменных, для которых сохраняем те же самые обозначения, что и для размерных. В качестве масштаба длины использована толщина верхнего упругого слоя коры, которая оценивается как d = 10 км, масштаб напряжения — упругий модуль сдвига µ, масштаб времени η/μ , где η коэффициент вязкости для глубоких слоев Земли. В приповерхностном слое вязкость выше на несколько порядков, и этот слой ведет себя как упругий даже на временах, сравнимых с возрастом Земли. Время η/µ, выбранное в качестве масштабного, называется временем Максвелла. Согласно приведенным оценкам, получаем масштаб времени $\eta/\mu \approx 6 \times 10^8$ с ≈ 20 лет. После введения масштаба времени можно сказать, что глубокие слои Земли ведут как вязкая среда, если $|\lambda| \ll 1$. Нет смысла рассматривать возмущения, длина волны которых $\frac{2\pi}{k}$ превышает 1000 км. Та-кое ограничение, наложенное на длину волны, приводит к ограничению $k > 6 \times 10^{-2}$, наложенному на безразмерное волновое число. При этом из условия (16) следует ограничение $|\lambda| \ll 2$, наложенное на безразмерный инкремент, а условия (13) и (15) приводят к значительно более слабому ограничению $|\lambda| \ll 1.5 \times 10^7$. Таким образом, при выполнении условия |λ| ≪1 слои Земли, подстилающие верхнюю упругую кору, можно рассматривать как вязкую среду, пренебрегая инерционностью и сжимаемостью.

На всех графиках в этой статье представлены безразмерные инкременты λ и безразмерные волновые числа k. При выбранных масштабах длины и времени волновое число k измеряется в масштабе обратной длины 10^{-4} м⁻¹, а инкремент $\lambda - в$ масштабе обратного времени 1.7×10^{-9} с⁻¹. В этих масштабах построены все графики в статье. Расчеты, в результате которых получены эти графики, проведены для безынерционной несжимаемой среды, т.е. заранее предполагается, что $|\lambda| \leq 1$. Если бы какой-нибудь расчет давал безразмерный инкремент, не удовлетворяющий требованию $|\lambda| \leq 1$, это означало бы только то, что в этом случае не появляется ползущее безынерционное течение. Однако ни в одном из случаев, ко-

торые будут рассмотрены далее, такая ситуация не возникает.

Для устойчивой системы ($\lambda < 0$), используемая линейная теория справедлива на любых временах, поскольку возмущение, зависящее от времени как $\exp(\lambda t)$, остается малым. Когда рассматриваемая система неустойчива ($\lambda > 0$), использование линейной теории перестает быть законным, когда $\lambda t \gg 1$. Поэтому в случае неустойчивости результаты линейного анализа устойчивости справедливы только на временах $t \leq 1/\lambda$, но это ограничение не является сильным в случае, когда $\lambda \ll 1$.

Учитывая соотношения (18)—(19) и вводя безразмерные переменные, уравнения (6) и (7) перепишем в виде:

$$(D^{2} + k^{2})U_{z}^{(2)} = 0, \ \left(3D - \frac{D^{3}}{k^{2}} + \varphi\right)U_{z}^{(2)} = 0,$$
 (24)

$$(D^{2} + k^{2})U_{z}^{(2)} = \lambda (D^{2} + k^{2})U_{z}^{(1)},$$

$$(3D - \frac{D^{3}}{k^{2}})U_{z}^{(2)} + RU_{z}^{(2)} = \lambda (3D - \frac{D^{3}}{k^{2}})U_{z}^{(1)}.$$

$$(25)$$

В уравнениях (24) и (25) введены безразмерные пара-

метры $\phi = \frac{\rho^{(2)}gd}{\mu}, \ R = \frac{\Delta\rho gd}{\mu},$ где $\Delta\rho = \rho^{(2)} - \rho^{(1)}$ —

скачок плотности на границе между верхним слоем и полупространством. Если считать, что плотность верхнего слоя выше, чем плотность подстилающего полупространства, перепад плотности $\Delta \rho$ и параметр *R* положительны. Поскольку в недрах Земли

перепады плотности малы, $\frac{R}{\varphi} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \ll 1.$

Итак, решается краевая задача: обыкновенное дифференциальное уравнение четвертого порядка (21) имеет общее решение, в которое входят 8 произвольных констант (по 4 для верхнего и нижнего слоев). Граничных условий тоже 8. На верхней свободно деформируемой границе (z = 1) наложены условия (24). На границе между слоями (z = 0) наложены условия (25) и условия непрерывности горизонтальных и вертикальных смещений. В силу (17) и (20) условия непрерывности горизонтального смещения и касательного напряжения сводятся к условиям непрерывности первой и второй производной вертикального смещения U_z по z. На нижней границе нижнего слоя $z = -\infty$ наложено условие ограниченности смещений. Из этого условия следует равенство нулю двух произвольных констант нижнего слоя, что учтено в уравнении (23). Краевые условия, как и само уравнение, записаны в терминах функции $U_{z}(z)$.

При такой постановке задачи исследуется устойчивость бесконечного горизонтального слоя к возмущениям, характеризуемым любыми волновыми числами k. Однако постановку задачи можно интерпретировать по-другому. Пусть в верхней коре имеется возмущение плотности (тяжелое включение), охватывающее область с горизонтальном размером L. Вертикальный размер d этой аномальной области выбран в качестве масштаба длины и, следовательно, равен 1. Такое возмущение плотности создает возмущение гравитационной силы, которое вызывает течение. Возможность перехода от рассмотрения возмущения с горизонтальным размером L к периодическому по горизонтали возмущению связана с

тем, что первая гармоника $\cos\left(\frac{2\pi}{L}x\right)$ дает основной вклад в разложение Фурье возмущения с горизонтальным размером *L* [Cathles, 1975; Биргер, 2016; 2017]. Волновое число k, характеризующее периодичность по горизонтали, связано с горизонтальным размером аномальной области как $k = \frac{2\pi}{L}$. При периодическом движении среда, неограниченная по горизонтали, разбивается на бесконечный набор вертикальных столбов. Движение в одном из вертикальных столбов (0 < x < L) моделирует движение, которое возникает в случае, когда возмущение плотности происходит в области с горизонтальном размером L. В столбе (0 < x < L) вертикальное смещение зависит от горизонтальной координаты как $\cos\left(\frac{2\pi}{L}x\right)$, а горизонтальное смещение — как $\sin\left(\frac{2\pi}{L}x\right)$. Поэтому на боковых краях столба (x = 0, x = L) горизонтальное смещение отсутствует, а вертикальное смещение максимально и направлено вверх, а в центре (x = L/2) столба вертикальное смещение имеет ту же величину, но направлено вниз.

УСТОЙЧИВОСТЬ ТЯЖЕЛОГО УПРУГОГО СЛОЯ

В случае упругого тяжелого слоя на вязком полупространстве граничные условия приводят к системе из шести однородных уравнений для шести произвольных констант:

$$ke^{k}C_{1} + (1+k)e^{k}C_{2} + ke^{-k}C_{3} + (-1+k)e^{-k}C_{4} = 0,$$

$$(\varphi + 2k)e^{k}(C_{1} + C_{2}) + (\varphi - 2k)e^{-k}(C_{3} + C_{4}) = 0,$$

$$C_{1} + C_{3} - B_{1} = 0,$$

$$kC_{1} + C_{2} - kC_{3} + C_{4} - kB_{1} - B_{2} = 0,$$

$$kC_{1} + C_{2} + kC_{3} - C_{4} - \lambda kB_{1} - \lambda B_{2} = 0,$$

$$(R + 2k)C_{1} + (R - 2k)C_{3} - 2\lambda kB_{1} = 0.$$
(26)

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

(27)



Рис. 1. Зависимость инкремента λ от параметра *R* при $\varphi = 0.005$ и фиксированном волновом числе k = 0.1. На этом рисунке, как и на всех последующих, безразмерный инкремент λ измеряется в масштабе 1.7×10^{-9} с⁻¹.

Приравнивая нулю определитель этой системы линейных уравнений (если определитель отличен от нуля, все константы равны нулю), получаем биквадратное уравнение

 $a\lambda^2 + b\lambda + c = 0.$

где:

$$a = 2k \left(8k^{3} - 4k\varphi + 4k + 4kch(2k) + 2\varphi sh(2k)\right),$$

$$b = -8Rk^{3} - 4Rk + 4Rk\varphi + 16k^{2} sh(2k) + 4R\varphi sh(2k) + 2R\varphi sh(2k) - 4Rk ch(2k) + 8k\varphi ch(2k),$$

$$c = -8Rk^{2} + 2R\varphi - 16k^{4} + 8k^{2}\varphi - 8k^{2} - 2R\varphi ch(2k) + 4k\varphi sh(2k) + 8k^{2} ch(-2k) + 4Rk sh(2k).$$

Решая уравнение (27), находим два значения инкремента λ и зависимость каждого значения инкремента λ от *k* при различных значениях параметра $R = \frac{\Delta \rho g d}{\mu}$ и фиксированном значении параметра $\varphi = \frac{\rho g d}{\mu} \approx 0.005$ (такая оценка соответствует верхнему слою земной коры толщиной порядка 10 км). Безразмерный параметр $\frac{\Delta \rho}{\rho}$, где



Рис. 2. Зависимость инкремента λ от волнового числа k при фиксированном значении параметров $\varphi = 0.005$, $R = 0.01\varphi$. На этом рисунке, как и на всех последующих, безразмерное волновое число k измеряется в масштабе 10^{-4} м⁻¹.

 ρ — плотность тяжелого верхнего слоя, лежит в интервале $0 < \frac{\Delta \rho}{\rho} < 1$. Этот параметр равен единице только в случае, когда плотность нижнего слоя равна нулю. Поскольку $\frac{R}{\varphi} = \frac{\Delta \rho}{\rho}$, параметр *R* может изменяться в интервале $0 < R < \varphi$.

Когда $R < \varphi$, уравнение (27) имеет два действительных отрицательных корня λ , зависимость которых от R и от k представлена на рис. 1 и рис. 2.

Таким образом, тяжелое включение в верхнем упругом слое земной коры устойчиво. Эта устойчивость обеспечивает восстановление изостатического равновесия: земная поверхность, возмущенная в начальный момент, со временем возвращается в исходное равновесное состояние даже при наличии тяжелого включения в верхней коре. Примером восстановления изостазии является процесс послеледниковых поднятий земной поверхности [Cathles, 1975; Биргер, 2016; 2017]. Расчеты показывают, что неустойчивость могла бы возникнуть только в том случае, когда параметры $\varphi = \frac{\rho g d}{\mu}$ и $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ на несколько порядков пре-

вышают их оценки для земной коры, т.е. при не-



Рис. 3. Зависимость инкремента λ от волнового числа k при фиксированном значении параметров $\phi = 5$, R = 4.

реально малом модуле упругости и при нереально большом перепаде плотности. Например, если принять $\varphi = 5$, R = 4, получаем неустойчивость, при которой зависимость λ от *k* показана на рис. 3.

Результаты анализа устойчивости тяжелого упругого слоя, лежащего на упругом полупространстве, представлены в Приложении 2.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЯЖЕЛОГО ВЯЗКОГО СЛОЯ

В случае тяжелого включения в вязком слое (0 < z < 1), лежащем на вязком полупространстве, граничные условия приводят к системе однородных уравнений:

$$ke^{k}C_{1} + (1+k)e^{k}C_{2} + ke^{-k}C_{3} + (-1+k)e^{-k}C_{4} = 0,$$

$$(\varphi + 2\lambda k)e^{k}(C_{1} + C_{2}) + (\varphi - 2\lambda k)e^{-k}(C_{3} + C_{4}) = 0,$$

$$C_{1} + C_{3} - B_{1} = 0,$$

$$kC_{1} + C_{2} - kC_{3} + C_{4} - kB_{1} - B_{2} = 0,$$

$$kC_{1} + C_{2} + kC_{3} - C_{4} - kB_{1} - B_{2} = 0,$$

$$(R + 2\lambda k)C_{1} + (R - 2\lambda k)C_{3} - 2\lambda kB_{1} = 0.$$
(28)

Приравнивая определитель этой системы линейных уравнений нулю, находим для $\varphi = 0.005$ и R = 0.001 зависимость λ от k, показанную на рис. 4. В случае, когда R = 0, т.е. когда нет скачка плотности, верхняя кривая на рис. 4 исчезает, а оставшаяся нижняя кривая показывает устойчи-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

Рис. 4. Зависимость λ от *k* при фиксированных параметрах $\varphi = 0.005$ и R = 0.001 для тяжелого вязкого включения.

вость, которая приводит к восстановлению изостатического равновесия.

Зависимость λ от параметра *R* при k = 1 показана на рис. 5. Вязкий тяжелый слой, подстилаемый вязким полупространством с тем же самым коэффициентом вязкости, неустойчив при $\Delta \rho > 0$, т.е. при сколь угодно малом перепаде плотности. Такая неустойчивость, называемая неустойчивостью Рэлея—Тейлора, хорошо известна в гидродинамике и геофизике [Теркот, Шуберт, 1985].

Однако задача о тяжелом вязком слое, подстилаемым вязким слоем с меньшей плотностью, не соответствует реальной ситуации в Земле, где холодный верхний слой ведет себя как упругая среда даже на очень больших временах. Чтобы учесть влияние верхнего упругого слоя, можно моделировать этот слой как тонкую упругую пластину. Тогда на верхней поверхности (z = 1) должны выполняться граничные условия, определяемые силовым воздействием упругой пластины:

$$\frac{2}{(1-\nu)}\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{1}{\mu h_{el}}\sigma_{xz} = 0, \qquad (29)$$

$$N\frac{\partial^4 u_z}{\partial x^4} + \rho g u_z + \sigma_{zz} - p = 0, \qquad (30)$$



Рис. 5. Зависимость инкремента λ от параметра *R* при фиксированном волновом числе k = 1 для тяжелого вязкого включения.

$$N = \frac{\mu h_{el}^3}{6(1-\nu)},$$
 (31)

где v ≈ 0.3 – коэффициент Пуассона; N – изгибная жесткость упругой пластины, имеющей толщину h_{el} . Будем считать, что толщина упругой пластины h_{el} равна толщине d = 10 км, лежащего под ней тяжелого вязкого слоя. Когда заданы граничные условия (29)–(31), первые два уравнения из системы уравнений (28) принимают вид:

$$\begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{(1-\nu)}k \end{pmatrix} k e^{k} C_{1} + \left(1 + \frac{1}{(1-\nu)}k \right) (1+k) e^{k} C_{2} + \\ + \left(1 - \frac{1}{(1-\nu)}k \right) k e^{-k} C_{3} + \\ + \left(1 - \frac{1}{(1-\nu)}k \right) (-1+k) e^{-k} C_{4} = 0, \\ \left(\varphi + \frac{1}{6(1-\nu)}k^{4} + 2\lambda k \right) e^{k} (C_{1} + C_{2}) + \\ + \left(\varphi + \frac{1}{6(1-\nu)}k^{4} - 2\lambda k \right) e^{-k} (C_{3} + C_{4}) = 0.$$

$$(33)$$

Приравнивая нулю определитель полученной системы уравнений, находим зависимость λ от *R* при фиксированных значениях $\varphi = 5 \times 10^{-3}$ и k = 1, показанную на рис. 6. Сравнение рис. 6 с



Рис. 6. Зависимость положительного инкремента λ от параметра *R* в случае, когда верхний упругий слой моделируется как тонкая пластина.

рис. 5 показывает, что учет самого верхнего упругого слоя, моделируемого как тонкая пластина, снижает значения инкрементов λ , т.е. снижает неустойчивость.

Фиксируя $\varphi = 5 \times 10^{-3}$ и $R = 5 \times 10^{-5}$, находим зависимость λ от k, которая показана на рис. 7а. На рис. 76 показана та же самая зависимость в другом масштабе.

Приближение тонкой пластины применимо в случае, когда рассматриваются возмущения с длиной волны, значительно превышающей толщину слоя. Этому условию удовлетворяют только возмущения с волновыми числами $k \ll \pi$. Кроме того, приближение тонкой пластины не учитывает вес упругого слоя. Поэтому приходится применять трехслойную модель, рассматривая упругий верхний слой ($1 \le z \le 2$) с плотностью р. Под этим упругим слоем находится тяжелый вязкий слой $(0 \le z \le 1)$ с плотностью $\rho + \Delta \rho$. Под тяжелым вязким слоем находится слой, который моделируется как полупространство ($-\infty \le z \le 0$) с плотностью ρ . На верхней границе z = 2 (земная поверхность) отсутствуют нормальные и касательные напряжения, т.е. наложены граничные условия (23) и (24). На внутренних границах z = 1 и z = 0выполняются условия непрерывности смещений и напряжений. Распределение вертикальных смещений в верхнем слое имеет вид:

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023



Рис. 7. (а) — Зависимость инкремента λ от волнового числа *k* при фиксированных параметрах $\varphi = 5 \times 10^{-3}$ и $R = 5 \times 10^{-5}$ в случае, когда верхний упругий слой моделируется как тонкая пластина; (б) — та же самая зависимость, что и на рис. 7а, при малых значениях инкремента λ .

$$U_{z} = e^{kz}A_{1} + ze^{kz}A_{2} + e^{-kz}A_{3} + ze^{-kz}A_{4}, \qquad (34)$$

$$1 \le z \le 2,$$

где A_i — произвольные константы, а в нижних слоях справедливы распределения (20) и (21). По-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023



Рис. 8. Зависимость инкремента λ от волнового числа k при фиксированных значениях параметров $\varphi = 5 \times 10^{-3}$ и $R = 5 \times 10^{-5}$ в случае трехслойной модели.

сле подстановки этих распределений в граничные условия, получаем систему из 10 уравнений:

$$ke^{2k}A_{1} + (1+2k)e^{2k}A_{2} + ke^{-2k}A_{3} + + (-1+2k)e^{-2k}A_{4} = 0, (-1+2k)e^{-2k}A_{1} + (\phi+4k)e^{2k}A_{2} + + (\phi-2k)e^{-2k}A_{3} + (\phi-4k)e^{-2k}A_{4} = 0, e^{k}A_{1} + e^{k}A_{2} + e^{-k}A_{3} + e^{-k}A_{4} - e^{k}C_{1} - e^{k}C_{2} - - e^{-k}C_{3} - e^{-k}C_{4} = 0, ke^{k}A_{1} + (1+k)e^{k}A_{2} - ke^{-k}A_{3} + (1-k)e^{-k}A_{4} - - ke^{k}C_{1} - (1+k)e^{k}C_{2} + + ke^{-k}C_{3} + (k-1)e^{-k}C_{4} = 0, (35)ke^{k}A_{1} + (1+k)e^{k}A_{2} + ke^{-k}A_{3} + (k-1)e^{-k}A_{4} - - \lambda ke^{k}C_{1} - \lambda (1+k)e^{k}C_{2} - \lambda ke^{-k}C_{3} - - \lambda (k-1)e^{-k}C_{4} = 0, (2ke^{k} - R)(A_{1} + A_{2}) - (2ke^{k} + R)(A_{3} + A_{4}) - - 2\lambda ke^{k}(C_{1} + C_{2}) + 2\lambda ke^{-k}(C_{3} + C_{4}) = 0, C_{1} + C_{3} - B_{1} = 0, kC_{1} + C_{2} - kC_{3} + C_{4} - kB_{1} - B_{2} = 0, (R + 2\lambda k)C_{1} + (R - 2\lambda k)C_{3} - 2\lambda kB_{1} = 0.$$



Рис. 9. Зависимость инкремента от волнового числа в случае, когда вязкость верхнего холодного слоя на 4 порядка выше, чем вязкость подстилающих горячих слоев.

Приравняв нулю определитель системы уравнений (35) и решив полученное уравнение 3-го порядка по λ , получаем зависимость корней λ от волнового числа k. На рис. 8 представлена зависимость положительного корня λ от волнового числа при фиксированных значениях $\phi = 5 \times 10^{-3}$ и $R = 5 \times 10^{-5}$.

Как видно из рис. 8, наиболее неустойчивой является мода, для которой $k \approx 1.8$. Таким образом, при фиксированном вертикальном размере d = 10 км тяжелого включения, наиболее неустойчиво включение с горизонтальным размером $\frac{2\pi}{k}d \approx 35$ км. Для волнового числа $k \approx 1.8$ значение безразмерного инкремента $\lambda \approx 5 \times 10^{-6}$. Возмущение развивается во времени как $\exp(\lambda t)$. Поскольку был введен масштаб времени $\underline{\eta} \approx 20$ лет, характерное время развития возмуμ щения, т.е. время, за которое возмущение возрастает в $e \approx 2.7$ раз, составляет 4 миллиона лет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель проведенного исследования состоит в том, чтобы установить при каких условиях возмущения плотности коры вызывают медленные

(ползущие) течения в недра Земли, изменяющие рельеф земной поверхности в геологических масштабах времени. Ползущие течения являются безынерционными и характеризуются малыми значениями инкрементов и волновых чисел. Возникновение ползущих течений связано с крупномасштабными возмущениями плотности земной коры. Показано, что тяжелое включение, которое расположено в вязком горячем слое коры, подстилающем верхний холодный упругий слой, является неустойчивым (медленно погружается в лежащие ниже вязкие слои мантии).

Кроме того, показано, что тяжелое включение в холодном верхнем слое коры является устойчивым. Именно упругость холодного верхнего слоя определяет устойчивость, препятствуя погружению тяжелого включения в подстилающие вязкие слои. Материал земной коры, как и любой поликристаллический материал, обладает не только упругостью, но и ползучестью, которая определяется имеющимися дефектами в идеально правильной кристаллической структуре. Упруго – ползучая реология хорошо описывается моделью Максвелла, которая представляет полную деформацию в виде суммы упругой деформации и вязкой деформации. Ползучесть геоматериала, конечно, не описывается вязкой ньютоновской моделью, однако можно ввести эффективную ньютоновскую вязкость, зависящую от характерной продолжительности рассматриваемого процесса. Материал, описываемый моделью Максвелла, ведет себя как вязкий при медленных процессах, характерное время которых значительно превышает время Максвелла. представляющее собой отношение коэффициента вязкости к упругому модулю сдвига. В процессах с характерным временем, значительно более коротким, чем время Максвелла, материал ведет себя как упругий. При линейном анализе устойчивости зави-

симость от времени задается в виде $e^{\lambda t}$, а харак-

терное время процесса определяется как $\frac{1}{\lambda}$. Вяз-кость геоматериала сильно зависит от температуры, которая в Земле быстро растет с глубиной. Поэтому верхняя кора обладает очень высокой вязкостью и может вести себя как упругая среда в то время, когда более глубокие слои Земли, где вязкость значительно ниже, ведут себя как вязкая среда. Однако при очень малом инкременте λ (сверхмедленный процесс) холодный верхний слой коры ведет себя как вязкий, и имеет место неустойчивость Рэлея – Тейлора, при которой включение с повышенной плотностью в верхнем вязком слое погружается в подстилающую вязкую среду при любом (даже очень малым) перепаде плотности. Таким образом, можно утверждать, что тяжелое включение в верхней коре всегда неустойчиво, хотя движение, вызванное неустойчивостью, происходит крайне медленно. Сделанное выше утверждение о том, что тяжелое включение в верхнем холодном слое коры является устойчивым, подразумевает только невозможность наблюдать такой медленный процесс на ограниченном промежутке времени. Эффективная вязкость верхнего слоя на несколько порядков выше, чем вязкость подстилающих слоев. На рис. 9 представлены результаты расчетов, выполненных для случая, когда верхний слой с тяже-

лым включением $\left(\frac{\Delta \rho}{\rho} = 0.01\right)$ имеет вязкость на 4 порядка выше, чем вязкость $\eta \approx 4 \times 10^{19}$ Па·с под-

порядка выше, чем вязкость $\eta \approx 4 \times 10^{19}$ Па·с подстилающего слоя, который моделируется как полупространство.

Как видно из рис. 9, наиболее неустойчивым является тяжелое включение, которому соответствует безразмерное волновое число $k \approx 1.5$ и безразмерный инкремент $\lambda \approx 10^{-5}$. Поскольку масштаб длины -d = 10 м (толщина верхнего слоя), такое включение имеет горизонтальный размер $\frac{2\pi}{d} \approx 40$ км. В качестве масштаба времени при*к* нято отношение коэффициента вязкости верхнего слоя к упругому модулю сдвига $\mu \approx 6 \times 10^{10}$ Па. Безразмерному инкременту $\lambda \approx 10^{-5}$ соответствует огромное характерное время развития неустойчивости $\frac{\eta}{\lambda\mu} \approx 2 \times 10^{10}$ лет, которое значительно превосходит возраст Земли. Если верхний холодный слой коры рассматривается как упругий. ему приписывается бесконечно большая вязкость, при которой тяжелые включения в этом слое устойчивы. Однако вязкость этого слоя хотя и ве-

лика, но не бесконечна. Поэтому тяжелые включения в этом верхнем слое коры неустойчивы, но эта неустойчивость развивается так медленно, что тяжелые включения в верхнем слое коры практически не меняют своего положения за период времени, сравнимый с возрастом Земли.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Полное давление представимо в виде $p_0(z) + p$, где $p_0(z)$ – начальное литостатическое давление, а p – возмущение давления, которое входит в исходные уравнения (2)–(4) и определяется соотношением (16). На верхней деформированной поверхности обращается в нуль сила, действующая на единицу площади поверхности. Это условие можно перенести на исходную плоскую поверхность (z = d), если учесть, что после де-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

формации поверхность испытывает вертикальное смещение u_z :

$$\sigma_{ij}n_j - [p_0(d - u_z) + p]n_i = 0, \qquad (\Pi 1.1)$$

где n_i — компоненты единичного вектора, направленного по нормали к деформированной поверхности, а $p_0(z - u_z)$ — начальное давление в той точке, из которой материальная частица переместилась в точку с вертикальной координатой z = d. В рамках линейной теории предполагается, что смещение мало и поверхность деформируется слабо. Следовательно:

$$n_x \approx 0, \quad n_z \approx 1, \quad (\Pi 1.2)$$

$$p_0(d-u_z) \approx p_0(d) - \frac{dp_0}{dz}u_z, \qquad (\Pi 1.3)$$

где $p_0(d) = 0$. Как следует из (П1.2) и (П1.3), уравнение (П1.1) принимает вид:

$$\sigma_{xz} = 0,$$

$$-p + \sigma_{zz} + \rho_0 g u_z = 0,$$

что соответствует уравнению (6). Аналогичный учет деформируемости внутренней граничной поверхности (z = 0) использован и при выводе уравнения (7).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

В настоящем исследовании предполагается, что верхний упругий слой коры имеет толщину 10 км. Если тяжелое включение находится в самой верхней области этого слоя и имеет толщину 1 км, то можно применять модель, в которой тяжелое упругое включение подстилается упругим полупространством. В этом случае принимаем масштаб длины d = 1 км, а параметр ϕ оценивает-

ся как $\phi = \frac{\rho g d}{\mu} = 0.0005$. Для такой модели произ-

вольные константы $C_i B_i$ связаны уравнениями:

$$ke^{k}C_{1} + (1+k)e^{k}C_{2} + ke^{-k}C_{3} + + (-1+k)e^{-k}C_{4} = 0,$$

$$(2k+\varphi)e^{k}C_{1} + (2k+\varphi)e^{k}C_{2} + (-2k+\varphi)e^{-k}C_{3} + (-2k+\varphi)e^{-k}C_{4} = 0, \qquad (\Pi 2.1)$$

$$C_{1} + C_{3} - B_{1} = 0,$$

$$kC_{1} + C_{2} - kC_{3} + C_{4} - kB_{1} - B_{2} = 0,$$

$$kC_{1} + C_{2} + kC_{3} - C_{4} - kmB_{1} - mB_{2} = 0,$$

$$(R+2k)C_{1} + (R-2k)C_{3} - 2kmB_{1} = 0,$$

где $m = \frac{\mu_h}{\mu}$ — отношение модуля сдвига упругого полупространства к модулю сдвига верхнего слоя.



Рис. 10. Зависимость волнового числа k от параметра R при фиксированном параметре $\varphi = 1$ в случае, когда упругий слой подстилается идеальной жидкостью.

Инкремент λ не входит в уравнения (П2.1), а применяемый в настоящей работе метод исследования неустойчивости по Ляпунову основан на поиске всех значений λ, характеризующих рассматриваемую систему. Поэтому упругая среда – не самый удачный объект применения метода Ляпунова. Геоматериал хорошо описывается реологическими моделью Максвелла (или более сложными реологическими моделями максвелловского типа). В рамках модели Максвелла упругий материал – это материал с бесконечно большим коэффициентом вязкости η. Если перейти от упругой модели к модели Максвелла, уравнения (П2.1) заменились бы уравнениями, содержащими инкремент λ. Когда коэффициент вязкости η очень велик, среда ведет себя как упругая даже при очень малых инкрементах λ. Однако даже уравнения (П2.1) позволяют сделать определенные выводы об устойчивости. Приравнивая нулю определитель системы уравнений (П2.1), получаем характеристическое уравнение, связывающее переменные R и k. Функция k(R) определяет для фиксированного параметра R такое значение k, при котором возникает неустойчивость и в изначально плоской коре появляются вертикальные смещения, пропорциональные $\cos(kx)$. При тех значениях параметра R, которым соответствует какие-либо значения волнового числа k, имеет место неустойчивость, вызванная тяжелым включением в верхней коре. Если считать, что в коре не возникают большие начальные смещения, при тех значениях параметра R, которым не соответствует ни одно значение волнового числа k, кора устойчива.

Значение m = 1 в уравнениях (П2.1) соответствует случаю, когда модуль сдвига для упругого полупространства равен модулю сдвига тяжелого верхнего слоя. Положив m = 0 (модуль сдвига для упругого полупространства равен нулю), рассматриваем тяжелый упругий слой, под которым находится идеальная жидкость. В этом случае определитель системы уравнений (П2.1) совпадает с определителем системы уравнений (26), в которой $\lambda = 0$. Дело в том, что, когда смещение зависит от времени как $\exp(\lambda t)$, а $\lambda = 0$, сдвиговые напряжения в вязкой среде обращаются в нуль, поэтому вязкая среда ведет себя как идеальная жидкость и ничем не отличается от упругой среды с нулевым модулем упругости. Другими словами, эффективный модуль упругости вязкой среды ηλ обращается в нуль при $\lambda = 0$.

Решая характеристическое уравнение, соответствующее системе уравнений (П2.1) при фиксированном параметре $\phi = 0.0005$, видим, что при любых значениях $m \neq 0$ и при введенном ранее естественном ограничении $0 < R < \phi$, наложенным на значения параметра R, не существует волнового числа k, которое удовлетворяет этому уравнению. Поэтому можно утверждать, что тяжелые включения в верхнем упругом слое коры устойчивы. Неустойчивость могла бы возникнуть только в том случае, когда m = 0 (упругий слой подстилается идеальной жидкостью), а параметры $\varphi = \frac{\rho g d}{\mu}$ и $\frac{\Delta \rho}{\Delta \rho}$ на несколько порядков превышают их оценки для земной коры, т.е. при нереально малом модуле упругости и при нереально большом перепаде плотности. Например, если принять m = 0 и $\phi = 1$, получаем неустойчивость, при которой зависимость k от R показана

В этой работе исследованы связанные с малыми инкрементами медленные течения, при рассмотрении которых можно пренебречь упругостью и инерционностью. При рассмотрении больших инкрементов λ и быстрых течений можно пренебречь вязкостью, но необходимо учитывать упругость и инерционность. В случае чисто упругой среды инкремент оказывается чисто мнимым $\lambda = \pm i\omega$, неустойчивость не возникает, а задача сводится к стоячим волнам Рэлея в среде со скачком плотности, который дает действирэлеевской тельную поправку Κ частоте. Частота рэлеевской волны слабо зависит от модуля объемного сжатия, но сильно зависит от модуля сдвига. Таким образом, именно сдви-

на рис. 10.

Джозеф Д. Устойчивость движений жидкости. М.: Мир. 1981. 638 с.

говая упругость определяет движения среды

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Биргер Б.И. Динамика литосферы Земли. М.: Ленанд.

Биргер Б.И. Восстанавливающие изостазию течения в

вблизи свободной границы.

2016. 256 c.

C. 17-31.

Мухамедиев Ш.А., Рыжак Е.И., Синюхина С.В. Об устойчивости двуслойной системы неоднородных тяжелых сжимаемых жидкостей // Прикладная математика и механика. 2016. Т. 80. Вып. 3. С. 375–385.

Рыжак Е.И., Мухамедиев Ш.А., Синюхина С.В. Условия и механизмы возникновения гравитационной неустойчивости слоистых объемно-упругих геомассивов // Физика Земли. 2016. № 6. С. 4–20.

Рыжак Е.И., Синюхина С.В. Об устойчивости стратифицированных упругих геосистем в поле силы тяжести // Докл. РАН. 2019. Т. 489. № 3. С. 298–302.

Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика. Геологические приложения физики сплошных сред. М.: Мир. 1985. 730 с.

Birger B.I. Temperature-dependent transient creep and dynamics of cratonic lithosphere // Geophys. J. Inter. 2013. V. 195. P. 695–705.

Karato S. Deformation of Earth Materials. An Introduction to the Rheology of Solid Earth. Cambridge university press. 2008. 463 p.

Cathles L.M. The viscosity of the Earth's mantle. Princeton university press. 1975. 386 p.

Gravitational Instability in the Earth's Viscoelastic Crust

B. I. Birger*

Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia *E-mail: birgerbor@mail.ru

This paper studies instability of a heavy inclusion in the Earth's upper layers by the linear theory method for small perturbations. The existence of such inclusions with increased density is associated with chemical inhomogeneity or phase transitions. The viscoelasticity of the geomaterial is described by the Maxwell rheological model. Two layouts of the inclusion with increased density are considered. The heavy inclusion in the cold upper elastic layer of the crust does not change its location under small perturbations, i.e., it is stable according to the linear theory. The heavy inclusion which is located in the hot viscous crustal layer underlying the upper cold layer, is unstable (slowly sinking into the underlying viscous mantle layers).

Keywords: gravitational instability, viscoelasticity of the geomaterial, Maxwell rheological model

ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

УДК 550.83.017

ПЛОТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ЛИТОСФЕРЫ СРЕДНЕУРАЛЬСКОГО СЕГМЕНТА

© 2023 г. И. В. Ладовский¹, П. С. Мартышко^{1, *}, А. Г. Цидаев¹, В. В. Колмогорова¹, Д. Д. Бызов¹

¹Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия *E-mail: pmart3@mail.ru

> Поступила в редакцию 24.06.2022 г. После доработки 29.09.2022 г. Принята к публикации 03.10.2022 г.

Для сегментов Среднего и Северного Урала и сопредельных территорий Восточно-Европейской платформы и Западно-Сибирской плиты (в пределах градусной трапеции с географическими координатами 53–65° с.ш., 48–72° в.д.) выполнена переобработка десяти сейсмических профилей ГСЗ методом двумерной сейсмической томографии и построены градиентные скоростные разрезы земной коры в формате сеточных функций. В том же формате построены плотностные разрезы. Коэффициенты эмпирической зависимости "плотность—скорость" вычислялись с использованием алгоритма решения двумерной обратной задачи гравиметрии. Способ и технология расчета трехмерного распределения плотности с привязкой к двумерным данным по опорным сейсмическим разрезам заложены в методику количественной интерпретации потенциальных полей с построением объемных геофизических моделей. Устойчивое решение трехмерной обратной задачи гравиметрии ищется на множестве корректности семейства горизонтальных слоев с двумерным распределением плотности.

Ключевые слова: сейсмические профили, скоростные и плотностные разрезы, трехмерная модель интерполированной плотности, разделение гравитационных аномалий, линейная обратная задача гравиметрии для неоднородных горизонтальных пластов.

DOI: 10.31857/S0002333723020084, EDN: LHYJHR

введение

Изучение строения верхней части литосферы (ВЧЛ) гравиметрическими методами и построение региональных геофизических моделей опирается на решение следующей задачи: найти распределение модельной плотности, которое удовлетворяет наблюденному гравитационному полю. Интегральная формула прямой задачи — это оператор "суммы", заданный на множестве плотностных элементов дискретного разбиения. И найти плотности каждого отдельного элемента только по их совокупному гравитационному эффекту теоретически невозможно. В общей постановке решение обратной задачи гравиметрии является не только неоднозначным, но и неустойчивым. И чем выше размерность задачи, тем она менее устойчива и тем настоятельнее требуется применение специальных регуляризирующих алгоритмов. Регуляризация обеспечивает устойчивость решения обратной задачи, но не дает его единственности. Множество решений регуляризирующих алгоритмов образуют эквивалентное семейство по параметру регуляризации. Поэтому, вопрос о выборе единственного решения нельзя рассматривать только с позиций общей математической теории; необходимо привлекать "сторонние" плотностные модели начального приближения. Начальная модель, построенная посредством послойной интерполяции сеточных матриц с двумерных плотностных разрезов, сохраняет основные структурные элементы глубинного строения в окрестности сейсмических профилей и транслирует их подобие в межпрофильное пространство [Мартышко и др., 2012: 2016а]. Разделение плотностного (сеточного) параллелепипеда начальной модели на семейство горизонтальных слоев реализует алгоритм поиска слабоединственных решений обратной задачи гравиметрии для трехмерной избыточной плотности на множестве корректности двумерных мультипликативных добавок [Мартышко и др., 2013; 2016б]. По каждому горизонтальному слою вычисляются малые (латеральные) отклонения плотности от ее начального распределения. Это дает возможность из семейства послойных эквивалентов избыточных плотностей выбрать единственное частное решение с минимальной нормой.

Настоящая работа является продолжением исследований по созданию устойчивых математических методов трехмерного гравитационного

моделирования применительно к решению практических задач и построению трехмерной геофизической модели глубинного строения ВЧЛ для территории Северного и Среднего Урала. Новые систематизированные данные позволяют расширить (в направлении на юг) пространственную область количественной интерпретации гравитационных полей с построением сеточной цифровой модели трехмерного распределения плотности в земной коре и верхней мантии. Настоящие результаты являются обобщением ранее опубликованных исследований по 4-м сейсмическим профилям [Мартышко и др., 2022] и завершают построение пространственной плотностной модели на основе 10 плотностных разрезов и устойчивой метолики решения обратной залачи гравиметрии в классе слабо единственных эквивалентов.

СИСТЕМАТИЗИРОВАННЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ АЛГОРИТМА ТРЕХМЕРНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Обратная задача вычисления трехмерного распределения плотности по аномалиям гравитационного поля опирается на объемную плотностную модель начального приближения, реконструированную вдоль сейсмических профилей. Современные представления о развитии Урала и его платформенного обрамления учитывались в рамках существующих структурных схем тектонического районирования отдельных геологических провинций. Для Уральской складчатой системы (УСС) наиболее содержательной является схематическая карта Урала М: 1 : 2500000 под редакцией И.Д. Соболева [Соболев, 1968].

На рис. 1 приведен фрагмент гравитационного поля в полной редукции Буге, взятый с комбинированной глобальной модели гравитационного поля XGM2019e_2159_GA [Zingerle et al., 2020] и сконвертированный в координатах картографической проекции Гаусса-Крюгера. Положение региональных сейсмических профилей привязано к фрагменту карты поля; структурные схемы тектонического районирования использованы для верификации результатов количественной интерпретации гравиметрических данных.

ДВУМЕРНЫЕ СКОРОСТНЫЕ РАЗРЕЗЫ

Информационная база для построения плотностной модели исследуемой территории включает три составляющие: поля времен по профилям ГСЗ и соответствующие им двумерные скоростные разрезы земной коры, эмпирическую (предварительную) корреляционную зависимость "скорость—плотность" и цифровые карты площадных аномалий гравитационного поля. Для модели ВЧЛ миллионного масштаба данные должны быть заданы на сетке с шагом не более

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

1 км. Скоростные разрезы, построенные по профилям ГСЗ, и их двумерные плотностные аналоги не смогут воспроизвести детали пространственных объектов только по видимым проективным сечениям [Егоркин, 1991; Атлас..., 2013]; необходимую трехмерную информацию можно извлечь из карт гравитационных и магнитных аномалий соответствующего масштаба [Павленкова, Романюк, 1991].

Для построения трехмерной сейсмоплотностной модели Среднеуральского сегмента в пределах заявленной территории (56°–60° с.ш. и 54°–60° в.д.) были использованы данные сейсмических исследований, охватывающих существенно большую площадь – градусную трапецию (53–65° с.ш., 48– 72° в.д.). Такой формат задания исходных данных предполагает построение пространственного сейсмического каркаса оцифрованных скоростных разрезов для расширенной территории с последующим замыканием контура интерполяции плотностной модели на меньшую площадь (рис. 1).

На территории Среднеуральского сегмента располагается десять региональных сейсмических профилей, восемь из которых выполнены Баженовской геофизической экспедицией ПГО "Уралгеология" (три профиля – при участии Института геофизики УрО РАН), и двух геотраверсов Центра региональных геофизических и геоэкологических исследований имени В.В. Федынского (Центра "ГЕОН"). По фондовым материалам для всех сейсмических профилей выполнена обработка материалов ГСЗ по методу двумерной сейсмической томографии [Мишенькина и др., 1983]. Для трех профилей Баженовской геофизической экспедиции (Тараташский, Красноленинский и Северная Сосьва-Ялуторовск) были переинтерпретированы ранее построенные двумерные поля времен первых вступлений продольных Р-волн. Для остальных профилей: Вижай-Нижняя Тура-Орск, Свердловский, Гранит -Рубин-2, а также для объединения двух профилей (Красноуральский + Ханты-Мансийский) и фрагмента геотраверса Рубин-1 поля времен были построены заново. Эти поля времен для десяти разрезов ГСЗ легли в основу сеточных (градиентных) двумерных скоростных моделей, рассчитанных на всю мощность земной коры по авторской программе алгоритма "Inverse". Дополнительно, по фрагментам двух геотраверсов центра "ГЕОН" (Рубин-1 и Рубин-2) слоисто-блоковые модели были переформатированы в двумерные матрицы сеточных функций. Таким образом были перестроены скоростные разрезы для западного участка геотраверса Рубин-1 (от 48° до 55° в.д.) и восточного участка Рубин-2 (от 67° до 72° в.д.). Все разрезы дополнены границей Мохо (М), положение которой определено по скоростным уровням (7.75-8.25) км/с, а затем откорректировано по результатам интерпретации имеющихся



Рис. 1. Положение профилей ГСЗ-МОВЗ: (а) – на карте аномалий гравитационного поля; (б) – на фрагменте тектонической схемы Северного, Среднего и Южного Урала. Красным контуром выделена целевая область территории исследования. Геотраверсы и профили ГСЗ, МОВЗ (номера профилей даны в круге). Профили Баженовской геофизической экспедиции (при частичном участии Института геофизики УрО РАН): 1 – ВЖО (Вижай–Орск); 2 – ТРТ (Тараташский); 3 – СВР (Свердловский); 4 – ГР (Гранит); 6 – КРУ (Красноуральский); 7 – ХНМ (Ханты-Мансийский); 8 – КРЛ (Красноленинский); 9 – ССЯ (Сев. Сосьва–Ялугоровск); геотраверсы Центра "ГЕОН": 5 – РБ-2 (Рубин-2); 10 – РБ-1 (Рубин-1). Границы структур первого порядка: 1 – Волго-Уральская антеклиза; 2 – Тиманская антеклиза; 3 – Печорская синеклиза; 4 – Предуральский краевой прогиб; 5 – Западно-Уральская внешняя зона складчатости; 6 – Центрально-Уральский прогиб; 8 – Восточно-Уральское поднятие; 9 – Восточно-Уральский прогиб; 8 – Восточно-Уральское поднятие; 9 – Восточно-Уральские поднятие; 11 – Тюменско-Кустанайский прогиб; 12 – Тобольско-Убаганское поднятие.

ПЛОТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ЛИТОСФЕРЫ

Профиль	RMS _{од} , мГал	RMS _{бл} , мГал	Плотность $\sigma = AV + B$
Вижай–Нижняя Тура–Орск	70	15	$\begin{cases} 0.198V + 1.580, & 2.35 \le V \le 5\\ 0.235V + 1.394, & 5 \le V \le 7.7\\ 0.265V + 1.162, & 7.7 \le V \le 8.4 \end{cases}$
Тараташский	25.4	6.3	$\begin{cases} 0.19V + 1.62, & 2.35 \le V \le 5\\ 0.25V + 1.32, & 5 \le V \le 7.7\\ 0.235V + 1.438, & 7.7 \le V \le 8.4 \end{cases}$
Свердловский	77.73	25.78	$\begin{cases} 0.19V + 1.62, & 2.35 \le V \le 5\\ 0.243V + 1.357, & 5 \le V \le 7,7\\ 0.25V + 1.3, & 7.7 \le V \le 8.4 \end{cases}$
Гранит—Рубин2	29.09	15.99	$\begin{cases} 0.19V + 1.63, & 2.35 \le V \le 5\\ 0.228V + 1.441, & 5 \le V \le 7.7\\ 0.273V + 1.092, & 7.7 \le V \le 8.4 \end{cases}$
Рубин1	24.42	14.41	$\begin{cases} 0.191V + 1.628, \ 2.35 \le V \le 5\\ 0.228V + 1.441, \ 5 \le V \le 7.7\\ 0.27V + 1.089, \ 7.7 \le V \le 8.4 \end{cases}$
Красноуральский	32.96	17.64	$\begin{cases} 0.19V + 1.63, & 2.35 \le V \le 5\\ 0.22V + 1.478, & 5 \le V \le 7.7\\ 0.288V + 0.954, & 7.7 \le V \le 8.4 \end{cases}$
Ханты-Мансийский	26.74	17.85	$\begin{cases} 0.17V + 2.034, \ 2.35 \le V \le 5\\ 0.2V + 1.6, \ 5 \le V \le 7.7\\ 0.262V + 1.19, \ 7.7 \le V \le 8.4 \end{cases}$
Красноленинский	34.5	16.65	$\begin{cases} 0.19V + 1.62, & 2.35 \le V \le 5\\ 0.235V + 1.394, & 5 \le V \le 7.7\\ 0.265V + 1.265, & 7.7 \le V \le 8.4 \end{cases}$
С.Сосьва-Ялуторовск	25.81	10.7	$\begin{cases} 0.19V + 1.62, & 2.35 \le V \le 5\\ 0.25V + 1,32, & 5 \le V \le 7.7\\ 0.235V + 1.44, & 7.7 \le V \le 8.4 \end{cases}$

Уточненные (подобранные) коэффициенты кусочно-линейной регрессионной зависимости "плотность—скорость" по сейсмическим профилям и среднеквадратичное отклонение модельного поля от наблюденного в вариантах разрезов с однородной и блочной мантией

данных по отраженным, обменным и головным волнам. Погрешность построения скоростных разрезов оценивалась при сопоставлении их в местах пересечения (или сближения) профилей. Общая протяженность профилей ГСЗ более 7500 км.

СЕТОЧНЫЕ ПЛОТНОСТНЫЕ МОДЕЛИ ПО СКОРОСТНЫМ РАЗРЕЗАМ

Прагматическая цель построения плотностных моделей — проверка соответствия скоростных параметров аномальному гравитационному полю по совокупности имеющихся разрезов. Преобразование скоростных параметров земной коры в плотностную матрицу и технология построения блочной структуры верхней мантии

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

вдоль Ханты-Мансийского профиля изложена в работе [Мартышко и др., 2022]. Итоговый результат схематично изображен на рис. 2.

Обработка скоростных матриц и построение градиентной слоисто-блочной модели распределения плотности по анонсированным выше профилям выполняются по той же схеме. Перечислим ее основные этапы.

1. По полям времен продольных волн в первых вступлениях строится сеточный скоростной разрез земной коры [Крылов и др., 1993]. По кусочно-линейной регрессионной зависимости "скорость—плотность" рассчитывается массив предварительных значений плотности на сетке той же размерности [Дружинин и др., 1982; Семенов,



Рис. 2. Ханты-Мансийский профиль. Этапы построения плотностной блочной модели верхней мантии с учетом изостатической компенсации: 1 — разрез с однородной мантией; 2 — функция-компенсатор $\Sigma(x)$ литостатических аномалий ниже границы Мохо; 3 — подобранная плотностная модель земной коры и блочной мантии. На графиках приведены аномалии наблюденного (синяя кривая) и модельного (красная кривая) гравитационного поля.

1993]. Модель дополняется мантийным слоем с плотностью $\sigma_M = 3.3 \text{ г/см}^3$ до глубины регионального уровня изостатической компенсации 80 км. Соответствие скоростных и плотностных пара-

метров вынесено на шкалы петрофизической колонки (см. рис. 2.1).

2. По аномалиям литостатического давления строится блочный разрез верхней мантии. Изо-

статические поправки к плотности — функциякомпенсатор $\Sigma(x)$, позволяют наметить контуры мантийных блоков и оценить в них значения плотности (см. рис. 2.2).

3. Рассчитываются значения одномерной гидростатической плотности как средние по горизонтальным слоям плотностной модели. Вмещающая среда за пределами профиля заполняется массами с гидростатической плотностью. Относительно последней вычисляются избыточные плотности разреза. При этом гравитационный эффект от вмещающей среды равен нулю, а разностное поле самого разреза будет приведено к нулевому уровню.

4. Составляется функционал модельного гравитационного поля, в котором неизвестные элементы плотностной матрицы выражаются через интервальные значения коэффициентов кусочзависимости "скорость-плотно-линейной ность" в земной коре. Формируется искомый вектор неизвестных коэффициентов и плотности мантийных блоков. По каждому скоростному интервалу уточняющая заверка распределения плотности выполняется в процессе решения 2D-линейной обратной задачи гравиметрии. Подбираются не плотностные элементы сеточных матриц, число которых порядка 4×10^4 , а только четыре коэффициента кусочно-линейной регрессии и плотности мантийных блоков. Этого достаточно, чтобы уточнить матрицу избыточных плотностей сводной модели "кора-мантия" (см. рис. 2.3).

5. Подобранные сеточные плотности по разрезам до глубины 80 км сопоставляются с сеточным массивом исходных данных по скоростям продольных волн в коре и на границе "кора-мантия". Связь двух однотипных числовых массивов позволяет уточнить исходную петрофизическую зависимость "плотность—скорость" и, в качестве альтернативы, определить поинтервальные значения материальных коэффициентов "*A*" и "*B*" по результатам численного моделирования.

В таблице приведены уточненные коэффициенты кусочно-линейной зависимости "плотность—скорость" по каждому из профилей и мера несогласия (среднеквадратичное отклонение RMS) модельного и наблюденного полей. Оценки даны как для плотностных разрезов с однородной мантией (начальное приближение), так и для подобранных разрезов с мантией блочной структуры.

На рис. 3 представлены двумерные сейсмоплотностные модели земной коры и верхней мантии до глубины изостатической компенсации 80 км. Расчетное гравитационное поле моделей сопоставлено с наблюденными аномалиями Буге. Морфологическое сходство двух кривых вполне приемлемо на качественном уровне интерпретации.

НАЧАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ИНТЕРПОЛИРОВАННОЙ ПЛОТНОСТИ

Двумерные скоростные и соответствующие им плотностные разрезы по десяти сейсмическим профилям формируют исходную базу данных трехмерной плотностной модели начального приближения. Планшет профильных данных покрывает площадь, существенно большую заявленной территории – градусной трапеции (53– 65° с.ш., 48–72° в.д.). Увеличение длины сейсмических профилей предполагает построение пространственного каркаса оцифрованных разрезов для расширенной территории с последующим замыканием контура интерполяции на требуемый сегмент. Это позволило снизить влияние градиентных зон из-за разрыва интерполированной плотности на границах планшета.

Двумерные сеточные матрицы с плотностных разрезов форматируются в координатах цифрового планшета карты аномалий гравитационного поля. В предложенной схеме допустимо использование разрезов различной детальности (масштаба) и глубины. Граничные файлы образующих кривых задают положение каждого цифрового фрагмента в площадном варианте. Таким образом учитывается взаимное расположение в пространстве и происходит переход от 2D-массива координат вертикальных сечений к 3D-сеточному массиву координат объемной модели, по которому и восстанавливается макет пространственного сейсмического каркаса (рис. 4).

Недостающие данные по плотностям в межпрофильном пространстве заполняются интерполированными значениями плотности с опорных разрезов трехмерного каркаса. Интерполяция выполняется по отдельным горизонтальным слоям: мощности слоев определяются выбранным нами шагом дискретизации (100 м) по оси глубин; в горизонтальных плоскостях шаг интерполяции 1 км. При этом учитывается схема тектонического районирования и, по возможности, присущая зональность гравитационного поля. Данные за пределами граничного контура не учитываются. Результатом работы программы интерполяции является четырехмерный массив послойных сеточных файлов (x, y, z, σ_0) и XML-файл, в котором каждому слою сопоставлена глубина, на которой он расположен:

$$\sigma_0(x, y, z) \coloneqq \{\sigma_K(x.y); z \in (z_{K-1}, z_K]; k = 1, N\}.$$

Средние значения плотности по каждому слою приравнены к распределению одномерной гидростатической плотности, зависящей только от глубины:

$$\sigma^0(z) = \iint \sigma_0(x, y, z) \, dx \, dy.$$

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023



Рис. 3. (а) — Плотностные разрезы по профилям ГСЗ, МОВЗ, до глубины первого регионального уровня изостатической компенсации 80 км. Над разрезами показана шкала градации коровых и мантийных плотностей. Обозначения и схему расположения профилей см. рис. 1; (б) — плотностные разрезы по профилям ГСЗ, МОВЗ, до глубины первого регионального уровня изостатической компенсации 80 км. Над разрезами показана шкала градации коровых и мантийных плотностей. Обозначения и схему расположения профилей см. на рис. 1.



Рис. 3. Окончание



Рис. 4. Пространственное положение плотностных разрезов на цифровом планшете карты аномалий гравитационного поля. Нумерация профилей соответствует схеме (рис. 1). Профили Баженовской геофизической экспедиции: 1 – ВЖО (Вижай–Орск); 2 – ТРТ (Тараташский); 3 – СВР (Свердловский); 4 – ГР (Гранит); 6 – КРУ (Красноуральский); 7 – ХНМ (Ханты-Мансийский); 8 – КРЛ (Красноленинский); 9 – ССЯ (Сев. Сосьва–Ялуторовск); геотраверсы Центра "ГЕОН": 5 – РБ-2 (Рубин-2); 10 – РБ-1 (Рубин-1).

Плотностной параллелепипед интерполированной плотности $\sigma_0(x, y, z)$ дополняется до 3D-модели неоднородного горизонтального пласта бесконечного простирания. Для этого внешнее законтурное пространство заполняется массами с одномерной гидростатической плотностью $\sigma^0(z)$. Относительно последней вычисляются избыточные плотности. Таким образом, параллелепипед избыточных плотностей будет находится во вмещающей среде с нулевым гравитационным эффектом [Ладовский и др., 2017].

Поле модели вычисляется по трехмерной матрице значений избыточной плотности для пласта бесконечного простирания с выделением конечного фрагмента в пределах целевой области задания наблюденного поля. В том же формате, что и наблюденное поле, вычисляется и разностное поле. Программа вычислений "3D_о CALC" составлена на основе "быстрых" алгоритмов и обладает высокой производительностью [Мартышко др., 2013]. Так, для модели целевой области с разбиением $500 \times 750 \times 800$ элементов время расчета поля на сетке 500 × 750 на одном графическом процессоре NVidia Titan Black с тактовой частотой до 3 ГГц (при параллельной программной реализации) не превышает 18 мин. На рис. 5 показан фрагмент общего решения трехмерной прямой задачи гравиметрии в пределах заданного участка исследуемой территории.

Выявленное морфологическое отличие модельного (трехмерного) поля от наблюденного подчеркивает несогласие исходных 2D- и построенных 3D-моделей интерполированной плотности. Амплитуда изменений разностного поля служит критерием точности построения сейсмоплотностной модели начального приближения и сопоставима с амплитудой наблюденного поля. Вариант подобранной плотностной модели надежнее строить по разработанной нами технологии трехмерного сеточного гравитационного моделирования. В разностное поле уже включена информация по профилям о плотностной модели начального приближения. По этой причине именно числовой массив разностного поля принимается за исходный массив входных данных при решении линейной обратной задачи гравиметрии на завершающем этапе построения трехмерных плотностных моделей по аномалиям наблюденного гравитационного поля.

РАЗДЕЛЕНИЕ РАЗНОСТНОГО ПОЛЯ ПО ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ СЛОЯМ ИСТОЧНИКОВ

Обратная задача гравиметрии — вычисление трехмерной плотности неоднородной области по заданным на множестве внешних точек значениям гравитационного поля, является классическим примером некорректной задачи: в общей постановке ее решение неединственно и неустой-



Рис. 5. Прямая задача гравиметрии для сеточных матриц трехмерной плотностной модели начального приближения. Слева: плотностная модель трехмерной интерполированной плотности; сверху показана схема (и номера) тектонических структур; справа: 1 — наблюденное поле $\Delta g \in (-46;106)$ мГал; 2 — поле модели начального приближения $\Delta g \in (-94;73)$ мГал; 3 — разность наблюденного и модельного полей ($\Delta g \in (-87;97)$ мГал).

чиво зависит от исходных данных. Поэтому необходимо искать решения на практически содержательных множествах корректности (классах) модельных распределений плотности. Так. ИЗ класса слабоединственных эквивалентов можно выбрать устойчивое решение обратной задачи гравиметрии при условии, что размерность неизвестной плотности совпадает с размерностью внешнего поля (зависит от одних и тех же переменных) [Новоселицкий, 1965]. С точки зрения дискретных матричных моделей наиболее приемлемым оказался вариант восстановления латерально изменчивой плотности в горизонтальном слое. Но для этого необходимо из совокупности наблюденных данных выделить поля отдельных слоев. Метод сглаживания наблюденного поля при пересчете на различные высоты и последующего продолжения "вниз" может использоваться для фильтрации и послойного разделения аномалий от источников, локализованных в горизонтальных слоях на соответствующих глубинах [Martyshko et al., 2021].

Результат фильтрации разностного поля с использованием методов аналитического продолжения на глубину показан на рис. 6. Слева приведен пример разделения поля на составляющие от четырех горизонтальных слоев земной коры с указанием соответствующих границ по глубине и значениями амплитуд разделенных аномалий. Справа дана "рабочая" схема в виде параллелепипеда разделенных полей по разноглубинным срезам с шагом 1 км, которая далее будет использова-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

на, как база входных данных при решении обратной задачи гравиметрии для послойного восстановления трехмерной избыточной плотности.

Результат скомпилирован из работы авторов [Martyshko et al., 2021], где подробно излагается вычислительный алгоритм разделения полей при их пересчете на несколько высот и последующем аналитическом продолжении на глубину с выбором параметра адаптивной регуляризации.

ЛИНЕЙНАЯ ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ГРАВИМЕТРИИ ДЛЯ МОДЕЛИ РАЗДЕЛЕННЫХ СЛОЕВ

Вычисление трехмерной плотности $\sigma(x, y, z)$ неоднородной области по заданным на множестве внешних точек значениям поля g(x, y) (обратная задача гравиметрии) реализуется на основе решения операторного уравнения первого рода. Для горизонтальных слоев с двумерным распределением плотности (параметрическом классе корректности двумерных распределений) устойчивое решение обратной задачи гравиметрии существует и однозначно соотносится с пространственными аномалиями исходного (наблюденного) гравитационного поля. Алгоритм поиска устойчивых решений опирается на принцип локализации – варианте локально-одномерного проектирования трехмерного поля на горизонтальную плоскость с последующей минимизацией нормы невязки для плоско параллельного слоя расчетного и наблюденного полей.


Рис. 6. Разделения полей от разноглубинных источников в горизонтальных слоях. Слева – разделение разностного поля от четырех слоев с указанием границ слоев по глубине и амплитуд полей; справа – рабочая схема практических вычислений реализована по слоям с шагом 1 км для глубин пересчета от 0 до 80 км.

Зададим геометрию исходного плотностного параллелепипеда D_H :

$$D_{H}(x, y, z) \coloneqq [x_{\min}, x_{\max}] \times [y_{\min}, y_{\max}] \times [z_{0}, z_{H}]$$

и элементов горизонтальных пластов D_K его послойного разделения

$$D_K(x, y, z) \coloneqq$$

= {[x_{\min}, x_{\max}]×[y_{\min}, y_{\max}]×[z_{k-1}, z_k], $k = 1...K_H$ }.

Разностное поле $\Delta g = g(x, y) - g_0(x, y)$ вычисляется как отклонение наблюденного поля от расчетного поля модели начального приближения. Эта разность позиционируется как целевая функция подбора избыточной плотности $\Delta \sigma = \sigma(x, y, z) - \sigma_0(x, y, z)$.

Устойчивость решения обратной задачи гравиметрии базируется на представлении избыточной трехмерной плотности Δσ в виде мультипликативной функции (произведения одномерной гидростатической плотности начальной модели на переменную по латерали корректирующую добавку в каждом слое) [Мартышко и др., 2013; Martyshko et al., 2018]:

$$\Delta \sigma = \sigma(x, y, z) - \sigma_0(x, y, z) = \sigma^0(z) \Phi(x, y),$$

где $\Phi(x, y) = \bigcup_{(k)} \Phi_k$ — латеральная корректирующая добавка избыточной плотности в k-ом слое; в выбранном классе двумерных плотностей решение $\Phi(x, y)$ единственно.

Модель начального приближения разбивалась на несколько горизонтальных слоев D_k по интервалам постоянства гидростатической плотности $\sigma^0(z)$ (здесь $z_k - z_{k-1} = 1$ км). Каждому слою ставились в соответствие разделенные аномалии δg_k повысотных трансформант разностного поля $\Delta g = \sum_k \delta g_k$ (см. рис. 6); избыточные плотности $\delta \sigma_k = \sigma^0(z) \Phi_k(x, y)$ в выделенных слоях однозначно вычисляются по разделенным полям δg_k (принцип локализации латеральных вариаций). Функция $\Phi_k(x, y)$ в k-ом слое удовлетворяет интегральному уравнению Фредгольма 1-го рода. Поле начальной модели $U(\xi, \eta, \zeta) = \sum_k U_k$ вычисляется по каждому отдельному слою D_K (γ – гравитационная постоянная):

$$U_{K}(\xi,\eta,\zeta) =$$

$$= \gamma \int_{D_{K}} \frac{(z-\zeta)\sigma_{0}(x,y,z)}{\left((x-\xi)^{2}+(y-\eta)^{2}+(z-\zeta)^{2}\right)^{\frac{3}{2}}} dx dy dz.$$

Эта функция задает начальную разность итеративного подбора при решении интегрального уравнения:

$$\delta g_{K}^{(1)}(\xi,\eta,\zeta) = \delta g_{K}^{(0)}(\xi,\eta,\zeta) - U_{K}(\xi,\eta,\zeta);$$

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

$$\delta g_{K}^{(n)}(\xi,\eta,\zeta) =$$

$$= \gamma \int_{x_{\min}y_{\min}}^{x_{\max}y_{\max}} \Phi_{K}^{(n-1)}(x,y) K(x,y,\xi,\eta,\zeta) dxdy;$$

$$K(x,y,\xi,\eta,\zeta) =$$

$$= \int_{z_{k-1}}^{z_{k}} \frac{(z-\zeta)\sigma^{0}(z)}{((x-\xi)^{2}+(y-\eta)^{2}+(z-\zeta)^{2})^{3/2}} dz.$$

Таким образом, задача вычисления корректирующей добавки к распределению плотности для одного слоя плотности сводится к двумерному случаю и может решаться независимо от других слоев. Это обеспечивает единственность решения уравнения для слоя $\Phi_k(x, y)$ и, как следствие, для всего параллелепипеда $\Phi(x, y) = \bigcup_{(k)} \Phi_k$ на основе устойчивого численного алгоритма инверсии.

Решение обратной задачи гравиметрии в формате сеточных функций находится на основе принципа локализации. В работе [Мартышко и др., 20166; Martyshko et al., 2021] для уравнения Фредгольма предложен соответствующий итерационный алгоритм для нахождения значений $\Phi_{k}(x, y)$, минимизирующий невязку δg наблюденного (разностного) поля $\delta g_K(\xi, \eta, \zeta)$ и модельного $U_{K}(\xi,\eta,\zeta)$ полей по каждому отдельному слою и всей модели в целом. Сопоставление нормы невязки поля для ряда последовательных приближений показывает, что уже после 20-й итерации амплитуда невыбранных остатков разностного поля уменьшается по сравнению с исходным более чем в 40 раз. Для исключения влияния краевых эффектов все расчеты выполнялись для расширенной территории. Инверсия поля реализована для территории (53-65° с.ш., 48-72° в.д) на сетке (ШИРОТА × ДОЛГОТА × ГЛУБИНА = = 1236 × 1314 × 80 км); размер ячейки 1 × 1 × 1 км. В этом случае одна итерация для 80-и слоев считается 2 мин. Избыточная плотность послойно разделенной модели восстанавливается мультипликативной функцией гидростатической плот-

ности $\sigma^0(z), z \in (z_{k-1}, z_k)$ и латеральной корректирующей добавки $\Phi_k(x, y)$ с нулевым средним значением. Сеточные матрицы искомых решений скомпонованы в единый пространственный макет числового параллелепипеда; на его основе строится объёмная модель послойного распределения избыточной плотности. Физическая плотность модели (в абсолютной мере) является сумой подобранного (с нулевым средним) и начального распределений; в таком случае, характер изменения гидростатической плотности $\sigma^0(z)$ по глубине остается практически неизменным:

$$\sigma(x, y, z) = \sigma_0(x, y, z) + \sum_{D_k} \sigma^0(z_k) \Phi_k(x, y).$$

На рис. 7 построено искомое распределение послойно-подобранной избыточной плотности для сеточного параллелепипеда $500 \times 750 \times 80$ км, что соответствует размерам целевой области. Финальная модель изображена в пределах градусной трапеции 56° - 60° с.ш. и 54° - 66° в.д. (см. рис. 1а).

Сеточные решения обратной задачи гравиметрии, сконвертированные в формате числового параллелепипеда, дают наглядное представление о распределении плотности в пространстве объемной модели. Из общего трехмерного массива подобранных плотностей $\sigma(x, y, z)$ возможно извлечение любых массивов меньшей размерности лля трассировки вертикальных сечений. построения карт горизонтальных срезов или структурных карт сейсмо-плотностных границ (с привязкой к схемам тектонического районирования). Последнее весьма удобно для всестороннего анализа и последующей геолого-геофизической интерпретации результатов математического моделирования [Мартышко и др., 2016а]. Так например, на рис. 8 даны два варианта плотностных сечений вдоль объединенного профиля "Гранит-Рубин 2" для начальной и результирующей плотностной модели, извлеченные из послойного набора сеточных матриц по направлению образующих профильных кривых.

Как видно, при переходе от начальной модели интерполированной плотности к результирующей модели, структурные особенности разрезов, в целом, сохранены, но общая интегральная масса коры, а следовательно, и абсолютный уровень фонового поля существенно меняются. Подчеркнем две интересные (и геологическизначимые) детали. В разрезе приповерхностных слоев мульдообразной формы выделяется приповерхностный тяжелый блок в районе 60° (район Уральской сверхглубокой скважины СГ-4); возрастает (сравнительно с сейсмоплотностным разрезом) мощность разуплотненных пород осадочного палеозоя и мезо кайнозоя на Восточном склоне Урала и Западной Сибири. Вычисление поля для всех разрезов подобранной модели и сравнение их с сейсмоплотностными разрезами начальной модели указали бы, в дальнейшем, на зоны некондиционного материала сейсмических зондирований.

Практическим и весьма наглядным итогом количественной интерпретации гравитационных аномалий является сравнительный анализ одномерных характеристик, извлеченных из трехмерных массивов исходных и рассчитанных плотностей. На рис. 9 приведены зависимости от глубины минимальных, максимальных и средних значений плотности начальной и подобранной трехмерных моделей. Для каждой глубины они вы-



Рис. 7. Трехмерная плотностная модель литосферы до глубины 80 км. Слева – трехмерное распределение подобранной избыточной плотности; справа – плотностная физическая модель с учетом начального распределения $\sigma_0(x, y, z)$; сверху наложена карта наблюденного поля с указанием схемы сейсмических профилей и номеров зон тектонического районирования (см. рис. 16).



Рис. 8. Сопоставление вертикальных сечений трехмерных плотностных моделей по объединенному профилю "Гранит–Рубин-2" (направление с Ю-3 на С-В). Вверху – разрез начальной модели интерполированной плотности; внизу – разрез результирующей (подобранной) плотностной модели.

числялись по множеству значений плотности в точках сечения модели горизонтальной плоскостью с аппликатой, равной это глубине.

Сравнивая эти одномерные распределения, нетрудно заметить, что поправки в значения



Рис. 9. Зависимости от глубины плотности в слое для результирующей модели: 1 – минимальной, 2 – максимальной, 3 – средней (гидростатической $\sigma_0(z)$); пунктирные линии соответствуют распределению плотности для модели начального приближения (для сравнения).

плотности за гравитационное моделирование не достигают глубинных горизонтов в низах коры и верхней мантии. Проявляется аномальный гравитационный эффект от источников, сосредоточенных в верхней (порядка 30 км) толще. И здесь мы сталкиваемся с неким аналогом "гравиактивного слоя", содержательным распределением плотности в котором можно удовлетворить аномальному полю.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для корректного решения обратной задачи гравиметрии и построения объемных плотностных моделей литосферы по сейсмическим профилям потребовалась предварительная подготовка и дополнение исходных 2D-данных, их специальная конвертацая в 3D-формат послойных сеточных функций и создание пространственного макета адекватной математической модели. Методическое сопровождение алгоритма трехмерного плотностного моделирования включает следующие этапы.

1. Томографический скоростной разрез (двумерная матрица) трансформируется в свой плотностной аналог по коэффициентам кусочно-линейной петрофизической зависимости "скорость—плотность", изначально полученной из эксперимента. Плотностной разрез замыкается снизу горизонтальной границей изостатической компенсации (по Дж. Пратту) для неоднородной мантии. По аномалиям литостатического давления намечаются контуры мантийных блоков.

2. Для плотностного разреза решается обратная линейная задача гравиметрии, в результате

чего уточняются плотности мантийных блоков и значения коэффициентов кусочно-линейной функции "скорость—плотность". Для устранения краевых эффектов законтурное пространство за пределами разреза заполняется внешними массами с одномерной гидростатической плотностью.

3. Двумерные плотностные разрезы вдоль десяти профилей ГСЗ Северо – и Средне Уральского сегмента пересчитываются в единую систему пространственных координат в пределах градусной трапеции задания исходных данных. В этих координатах строится пространственный каркас трехмерной плотностной модели. Недостающие данные по плотностям в межпрофильном пространстве заполняются интерполированными значениями плотности с опорных разрезов трехмерного каркаса. Послойное заполнение сеточных матриц числового параллелепипеда сохраняет подобранные 2D-плотностные параметры в сечении сейсмических профилей.

4. Пространственная модель послойно-интерполированной плотности принимается за модель начального приближения. Относительно нее рассчитывается избыточная плотность и разностное поле целевой функции уточняющего подбора. Для слоистого параллелепипеда избыточной плотности гравитационный эффект законтурных (внешних) масс равен нулю. Сеточный формат редуцированной математической модели сделал возможным использование итеративной схемы послойного подбора плотностных разностей, образующих пространство корректных решений трехмерной обратной задачи гравиметрии.

5. По формулам пересчета "вверх-вниз" разностное поле разделяется на морфо подобные разнопорядковые составляющие, каждая из которых ассоциируется с модельным полем слоев редуцированной плотностной модели. Избыточные плотности в каждом слое заданы в виде мультипликативной функции (произведения гидростатической плотности на переменную по латерали корректирующую добавку). Устойчивый алгоритм послойной линейной инверсии реализован в классе двумерных корректирующих добавок с нулевым средним значением. Итеративный алгоритм последовательных вычислений избыточных плотностей применен для каждого отдельного слоя, независимо от других. Трехмерные мультипликативные плотности по слоям однозначно восстанавливаются по отфильтрованным разностям повысотных трансформант. Таким образом удалось сократить до минимума число возможных вариантов подбора разделенных полей и унаследовать геологическую содержательность плотностной модели начального приближения.

Сеточный формат задания исходных данных, "быстрые" алгоритмы решения прямой задачи гравиметрии, построение однотипных функционалов на послойных сеточных матрицах и реализация параллельных многопоточных вычислений на графических процессорах образуют основу методов количественной интерпретации геофизических полей. Все эти алгоритмические разработки предназначены для построения крупномасштабных математических моделей, как будущей основы реальных геологических проектов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного Фонда (проект РНФ № 20-17-00058).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Атлас "Опорные геолого-геофизические профили России. Глубинные сейсмические разрезы по профилям ГСЗ, отработанным в период с 1972 по 1995 год". СПб.: электронное издание Роснедра ВСЕГЕИ. 2013. http://www.vsegei.ru/ru/info/seismic/

Дружинин В.С., Кашубин С.И., Сивкова Л.В. Вальчак В.И., Кашубина Т.В. Опыт глубинных сейсмических зондирований на Урале. Свердловск: НТО Горное. 1982. 72 с.

Егоркин А.В. Строение земной коры по сейсмическим геотраверсам // Глубинное строение территории СССР / В.В. Белоусов, Н.И. Павленкова, Г.Н. Квятковская (ред.). М.: Наука. 1991. С. 67–95.

Крылов С.В., Мишенькин Б.П., Мишенькина З.Р., Петрик Г.В., Сергеев В.Н., Шелудько И.Ф., Тен Е.Н., Кульчинский Ю.В., Мандельбаум М.М., Селезнев В.С., Соловьев В.М., Суворов В.Д. Детальные сейсмические исследования литосферы на Р- и S-волнах. Новосибирск: ВО "НАУКА". 1993. 199 с.

Ладовский И.В., Мартышко П.С., Бызов Д.Д., Колмогорова В.В. О выборе избыточной плотности при гравитационном моделировании неоднородных сред // Физика Земли. 2017. № 1. С. 138–147.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Колмогорова В.В., Цидаев А.Г., Бызов Д.Д. Применение сеточных функций в задачах трехмерного плотностного моделирования // Уральский геофизический вестник. 2012. № 1(19). С. 30–34.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Бызов Д.Д. О решении обратной задачи гравиметрии на сетках большой размерности // Докл. РАН. 2013. Т. 450. № 6. С. 702–707.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Федорова Н.В., Бызов Д.Д., Цидаев А.Г. Теория и методы комплексной интерпретации геофизических данных. Екатеринбург: УрО РАН, 2016а. 94 с.

Мартышко П.С., Ладовский И.В., Бызов Д.Д. Об устойчивых методах интерпретации данных гравиметрии // Докл. РАН. 20166. Т. 471. № 6. С. 1–4.

Мартышко П.С., Цидаев А.Г., Колмогорова В.В., Ладовский И.В., Бызов Д.Д. Скоростные и плотностные разрезы верхней части литосферы Североуральского сегмента // Физика Земли. 2022. № 3. С. 12–25.

Мишенькина З.Р., Шелудько И.Ф., Крылов С.В. Использование линеаризованной обратной кинематической задачи для двумерных полей рефрагированных волн. Численные методы в сейсмических исследованиях. Новосибирск: Наука. 1983. С. 140–152.

Новоселицкий В.М. К теории определения изменения плотности в горизонтальном пласте по аномалиям силы тяжести // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1965. № 5. С. 25–32.

Павленкова Н.И., Романюк Т.В. Комплексные геофизические модели литосферы Сибири // Геология и геофизика. 1991. № 5. С. 98–109.

Семенов Б.Г. О комплексировании данных сейсмометрии и гравиметрии при составлении сейсмоплотностной модели земной коры. Земная кора и полезные ископаемые Урала. Екатеринбург: УИФ Наука. 1993. С. 61–69.

Соболев И.Д. Тектоническая схема Северного, Среднего и северо-восточной части Южного Урала М 1 : 2500000. Геология СССР. Т. XII. Часть 1. Книга 2. Сидоренко А.В. (ред.). Приложение. М.: Недра. 1969. 304 с.

Martyshko P.S., Ladovskii I.V., Byzov D.D., Tsidaev A.G. Gravity Data Inversion with Method of Local Corrections for Finite Elements Models // Geosciences. 2018. V. 8. Is. 10. UNSP 373.

Martyshko P., Ladovskii I., Byzov D. Parallel Algorithms for Solving Inverse Gravimetry Problems: Application for Earth's Crust Density Models Creation // Mathematics. 2021. V. 9. P. 2966.

https://doi.org/10.3390/math9222966

Zingerle P., Pail R., Gruber T., Oikonomidou X. The combined global gravity field model XGM2019e // J. Geod. 2020. V. 94. P. 66.

Lithosphere Density Model of the Middle Urals Segment

I. V. Ladovskii^a, P. S. Martyshko^{a, *}, A. G. Tsidaev^a, V. V. Kolmogorova^a, and D. D. Byzov^a

^aInstitute of Geophysics, Ural Branch, Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, 620016 Russia *E-mail: pmart3@mail.ru

For the Middle and North Urals segments and adjacent territories of the East European Platform and West Siberian Plate (within the graticular trapezoid with geographic coordinates $53-65^{\circ}$ N, $48-72^{\circ}$ E), ten deep seismic sounding (DSS) profiles were reprocessed using two-dimensional (2D) seismic tomography method, and gradient sections of crustal velocities were constructed in the form of grid functions. In the same format, density sections were constructed. The coefficients of density–velocity empirical correlation were calculated using the solution algorithm of 2D inverse problem of gravimetry. The method and calculation technology of a three-dimensional (3D) density distribution with tying to 2D data from reference seismic sections are embedded in the procedure of quantitative interpretation of potential fields with construction of 3D geophysical models. A stable solution of the 3D inverse problem of gravimetry is sought on the correctness set of the family of horizontal layers with 2D density distribution.

Keywords: seismic profiles, velocity and density sections, 3D interpolated density model, separation of gravity anomalies, linear inverse problem of gravimetry for heterogeneous horizontal layers

УДК 550.372

ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЕВЕРО-ЗАПАДНОГО КАВКАЗА: ТРЕХМЕРНАЯ ИНВЕРСИЯ

© 2023 г. В. В. Белявский*

Центр геоэлектромагнитных исследований — филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ЦГЭМИ ИФЗ РАН), г. Троицк, Россия

> **E-mail: victor.belyavsky@list.ru* Поступила в редакцию 20.10.2021 г. После доработки 08.02.2022 г. Принята к публикации 26.02.2022 г.

Интерпретация магнитотеллурических наблюдений, выполненная в пределах Северо-Западного Кавказа с помощью программ одномерной, двумерной инверсий и трехмерного математического моделирования, позволила построить тестовые и стартовые геоэлектрические модели, необходимые для апробации и адаптации программы трехмерной инверсии компонент тензора импеданса. Проведенная трехмерная инверсия экспериментальных магнитотеллурических данных существенно изменила параметры проводящих блоков в пределах складчатых структур региона, выделенных на предыдущих этапах интерпретации МТ данных. В результирующей трехмерной геоэлектрической модели положение низкоомных блоков коррелирует с шовными зонами, глубинными разломами, грязевыми вулканами, доменами, характеризующимися повышенным поглощением поперечных и продольных сейсмических волн. Удельное электрическое сопротивление наиболее низкоомных аномалий объясняется степенью их насыщения водной фракцией флюида.

Ключевые слова: электропроводность, магнитотеллурическое зондирование, геоэлектрические разрезы, флюидонасыщенность.

DOI: 10.31857/S0002333722060023, EDN: FBBNGN

ВВЕДЕНИЕ

Целью региональных геофизических исследований, выполняемых в Северо-Кавказском регионе являлось, изучение глубинного строения литосферных плит, условий формирования месторождений полезных ископаемых, выяснение причин возникновения землетрясений и активизации вулканических систем различного генезиса¹. Решение этих вопросов позволяет организовать геологоразведочный процесс и создать геолого-геофизическую основу для сейсмического районирования региона.

Наблюдаемые в земной коре природные явления обусловлены взаимодействием экзогенных и эндогенных процессов, связанных с восходящими потоками газовых и жидких флюидов от внедрившихся в кору разогретых мантийных диапиров. Изучение распространения этих флюидонасыщенных зон представляет интерес при сейсмическом районировании территории и выделении районов перспективных на образование рудных и нефтегазовых месторождений. Ювенильные или метеорные воды, сосредоточенные в ослабленных участках коры, повышают их электропроводность, затухание сейсмических волн и понижают их скорости.

Перед глубинными магнитотеллурическими исследованиями ставились задачи:

 Определить положение тектонических контактов структур литосферных плит, аллохтонных и автохтонных комплексов "доюрского" фундамента Предкавказской части Скифской плиты.

 Выделить активно развивающиеся структуры, оценить степень их раздробленности, изучить строение очаговых зон землетрясений Большого Кавказа и грязевулканических систем Таманского полуострова.

В настоящей работе основное внимание уделено решению последних задач. Как показывают

¹ Белявский В.В., Егоркин А.В., Золотов Е.Е, Коновалов Ю.Ф. и др. "Глубинные геолого-геофизические исследования сейсморазведочными (МОВЗ) и электроразведочными (МТЗ, ГМТЗ, АМТЗ) методами на региональных профилях Ейск-Ставрополь-Нефтекумск-Каспийское море (850 пог. км) и Корф-Верхнее Пенжино (500 пог. км). Анализ и обобщение данных глубинных геофизических исследований, проведенных на Северном Кавказе, Камчатке и юге Сибири" Государственное федеральное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт Геофизические методы разведки". Фонды Министерства природных ресурсов Российской федерации. 2006 г.

исследования на тестовых 3D-моделях, двухмерная инверсия профильных МТ данных часто ведет к появлению ложных структур при изучении изометричных складчатых структур, а трехмерная инверсия дает значительно более реалистическое их отображение и под одиночным профилем наблюдения [Siripunvaraporn et al., 20056; Иванов, Пушкарев, 2012; Kiyan et al., 2014]. В этих трудах и ряде других показано, что необходимо подключать импедансы Z_{xx} и Z_{yy} в процесс инвертирования МТ данных.

Построение результирующей геоэлектрической модели западной части Северного Кавказа выполнено с помощью программы трехмерной инверсии WSINV3DMT [Siripunvaraporn et al., 2005б]. Полученные ранее, на основании одномерной, двумерной инверсий и трехмерного математического моделирования, геоэлектрические разрезы [Белявский, 2007] позволили построить стартовые трехмерные модели, необходимые при трехмерной инверсии по программе WSINV3DMT.

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ТЕКТОНИКЕ СЕВЕРО-ЗАПАДНОГО КАВКАЗА

Рассматриваемая территория включает в себя (рис. 1): Северо-Кавказский краевой массив, Новороссийскую складчатую зону, Таманский переклинальный прогиб, Азово-Кубанскую впадину, Индоло-Кубанский и Восточно-Кубанский прогибы. Кристаллический фундамент (догерцинский) в пределах Индоло-Кубанского прогиба погружается до глубины 10-15 км, а складчатое основание (доюрское) до 6-8 км. Скифская плита по Ахтырскому разлому отделяется от структур Большого Кавказа. Главный хребет, в отличие от Северо-Кавказского краевого массива, не затронут процессами киммерийской и позднеальпийской складчатости. Они разделены Пшекиш-Тырнаузской шовной зоной шириною от 2 до 12 км. Видимая амплитуда шарьяжей на Западном Кавказе достигает 20 км. В позднеальпийскую эпоху "сокращение коры сопровождалось... пододвиганием южных тектонических элементов под северные..." [Сомин, 2000]. Современная структура Северного Кавказа формировалась под влиянием сжатия, при котором доюрские осадочные чехлы Закавказской и Скифской плит в юрский период превращались в расслоенные аллохтонные комплексы, которые в позднеальпийский период создали складчато-покровное сооружение Большого Кавказа. В позднеальпийское время в Индоло-Кубанском прогибе развивались, в основном, субвертикальные движения с формированием высокоомных моласс мощностью до 1 км.

Наиболее активные землетрясения (магнитудой M > 5) и блок, являющийся наиболее вероятным местом верхнемантийных землетрясений, расположены между Анапским и Новороссий-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

ским региональными разломами (рис. 1) [Стонгий В.В., Стонгий Г.А., 2019].

МЕТОДИКА ТРЕХМЕРНОЙ ИНТЕРПЕРТАЦИИ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Построение геоэлектрической модели Северо-Западного Кавказа состояло из этапов:

– Апробация программы WSINV3DMT при оценке восстановления параметров низкоомных блоков в 3D-тестовой модели, близкой к возможному распределению удельного электрического сопротивления (УЭС) в коре и чехле Северо-Западного Кавказа. Это позволило понять особенности инверсионного процесса при картировании низкоомных аномалий [Miensopust et al., 2013; Siripunvaraporn et al., 2005а].

– Формирование верхних частей стартовых моделей на основании результатов одномерной инверсий [Белявский, Сухой, 2004] инвариантных экспериментальных кривых МТЗ, в частности, максимальных и минимальных импедансов $Z_{ob}^{max H}$, $Z_{ob}^{min H}$ [Counil et al., 1986]. Их двумерная инверсия [Варенцов, 2002] и метод интерактивного подбора к кривым $\rho_{ob}^{max H}$, $\rho_{ob}^{min H}$ 3D-модельных $\rho_m^{max H}$, $\rho_m^{min H}$ позволили спрогнозировать веозможное распределение УЭС в нижних этажах задаваемой стартовой модели [Белявский, 2007; Современные методы. ..., 2009].

– Проведение трехмерных инверсий по серии стартовых моделей с выбором распределения – $\rho_{in}(X_{in}, Y_{in}, Z_{in})$, отвечающего минимальным отклонениям компонент тензора импеданса $[Z_{ob}]$ от получаемых $[Z_{in}]$, при стабилизации решения в обратной МТ задаче.

– Анализ распределений $\rho_{in}(X_{in}, Y_{in}, Z_{in})$, аномалий пониженных скоростей и повышенного затухания сейсмических волн на профилях МТЗ - МОВЗ.

 Оценка содержания водной фракции флюида в наиболее низкоомных блоках коры, жерлах грязевых вулканах, глубинных и региональных разломах Таманского прогиба, Новороссийской складчатой зоны и Индоло-Кубанского прогиба.

На тестовых 3D-моделях, построенных методом интерактивного подбора к экспериментальным кривым $\rho_{ob}^{max\,H}$, $\rho_{ob}^{min\,H}$ 3D-модельных $\rho_m^{max\,H}$, $\rho_m^{min\,H}$ [Белявский, 2007], рассчитанных по программе трехмерного моделирования Maxwellf [Druskin, Knizhnepman, 1994], проведена апробация программы WSINV3DMT. Она позволила оценить ее способность восстанавливать параметры проводящих структур в 3D-моделях, отражающих возможное распределение электриче-



Рис. 1. Схема расположения профилей МОВЗ-МТЗ на карте структурного районирования Северо-Кавказского района (по работе [Нетреба и др., 1977])¹. Изолинии – глубина расположения киммерийских доколизационных комплексов. Структуры (в кругах): 1 – Ростовский выступ, 2 – Ставропольский свод, 3 – Главный хребет, 4 – Северо-Кавказский краевой массив, 5 – Передовой хребет, 6 – Индоло-Кубанский прогиб, 7 – Азово-Кубанская впадина, 7а – Восточно-Кубанский прогиб, 76 – Адыгейский выступ; 8 – Таманский переклинальный прогиб, 9 – Новороссийская складчатая зона. Профили МОВЗ, МТЗ: 1 – Кубанский, 2 – Туапсинский, 3 – Краснополянский, 4 – Ачуев–Ходыженск, 5 – Ейск-Каспийское море, 6 – Новороссийск–Тамань, 7 – Новороссийск–Темрюк. На профилях МТЗ показаны ориентация магнитных и электрических векторов (широкие линии – магнитные в методе [Counil et al., 1986], а тонкие – электрические [Eggers, 1982]) и некоторые точки наблюдений. На вставке [Coбисевич и др., 2005] показаны грязевые вулканы: (Ф) Ш – Шуро, Г – Гладковский, ЗЦ – Западный Цимбал; профили МТЗ, точки наблюдения (*): Новороссийск–Тамань (МТЗ 41–81), Новороссийск–Темрюк (МТЗ 4–32), Кубанский (МТЗ 2–20). Разломы: ЗК – Западно-Кавказский, Дж – Джигинский, ГК – Главный Кавказский, Ан – Анапский, КБ – Каневско-Березовский, Ту – Туапсинский, Ах – Ахтырский, АК – Азово-Каспийский, Тм - Тимашевский, Нв – Новороссийский, Мо – Молдаванский; *X*, *Y* – оси координат при 3D-инверсии МТ данных.

ского сопротивления в западной части Северного Кавказа.

В основе программы WSINV3DMT лежит принцип Оккама, согласно которого минимизация функционала невязки между импедансами тензоров $[Z_{ob}]$ и $[Z_{in}]$ выполняется с учетом получения наиболее сглаженных изменений значений $\rho_{in}(h_{in})$ вдоль осей X и Y, а в качестве штрафной функции рассматривается член, учитывающий параметры стартовой модели. При этом прямая МТ задача решается методом конечных разно-

стей [¹Siripunvaraporn et al., 2005]. Решение обратной МТ задачи выполнялось при 20–25 итерациях, на которых должен был достигаться основной минимум суммарного отклонения компонент тензоров [Z_{ob}] от [Z_{in}] (параметр Rms). Если он отсутствовал, то в качестве результатов инверсии, рассматривались компоненты в [Z_{in}], полученные для тех локальных минимумов Rms, при которых достигнуто минимальное расхождение между соответствующими импедансами в [Z_{ob}] и [Z_{in}].

Для достижения минимальных значений параметра Rms и учета искажающего влияния неоднородностей верхнего этажа на кривые MT3 в стартовых моделях рассматривались различные параметры модельных блоков, расположение точек инверсии, интервалы периодов МТ поля и размеры сеток дискретизации при решении обратной МТ задачи. Верхние горизонты стартовой модели содержали блоки с $\rho_{\rm M} = 1 - 0.5$ Ом · м (Азовское море); 5-20 Ом · м (чехлы впадин и прогибов); 1000-3000 Ом · м (складчатое основание) и приповерхностный однородный слой мощностью 100-120 м. Он позволил снизить погрешности расчета ЭМ полей из-за возникающих краевых эффектов при стыковки блоков, характеризующихся значительным контрастом УЭС [Miensopust et al., 2013].

ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЗАПАДНОГО СЕКТОРА СЕВЕРНОГОО КАВКАЗА

Трехмерная инверсия компонент тензора импеданса [Z_{ob}], наблюденных с шагом 1.5 – 3 км на профилях (рис. 1): Кубанский (Пр. 1), Туапсинский (Пр. 2), Ачуев-Ходыженск (Пр. 4), Ейск– Каспийское море (Пр. 5), Тамань–Новороссийск (Пр. 6), Новороссийск–Темрюк (Пр. 7), проведена в диапазоне периодов 0.1–1000 с. Программа WSINV3DMT позволяет инвертировать не более 100 матриц импедансов, поэтому она применялась последовательно для трех площадей, охватывающих:

 профили 1, 4, 5 и часть точек наблюдения (т.н.) на Пр. 6 и Пр. 7 (площадь 4 × 10⁴ км²), всего 83 т.н.

2) профили 1, 4 и часть т.н. на Пр. 6, Пр. 7 и Пр. 2 (площадь 23 × 10³ км²), 65 т.н.; 3) профили 6, 7 и часть т.н. на Пр. 4 и Пр. 1 (площадь 7 × 10³ км²), 65 т.н.

На первой площади серия 3D-инверсий, проведенная на сетках дискретизации с 50 (ось X), 34 (Y) и 20 (Z) ячейками, с шагом 5 км между узлами в ее центральной части, при 20 стартовых моделей, позволила получить геоэлектрические разрезы в пределах Индоло-Кубанского прогиба, Азово-Кубанской впадины, Ростовского выступа. Полученные в пределах впадины и прогиба распределения $\rho_{in}(X_{in}, Y_{in}, Z_{in})$ на профилях 1 и 5 близки к разрезам, сформированным при 1D-инверсии кривых $\rho_{ob}^{max H}$ [Белявский, 2007; Белявский и др., 2007], поэтому они полностью в статье не представлены.

3D-инверсия, проведенная на второй площади (9 стартовых моделей), на сетке с 32 (ось X), 42 (Y) и 30 (Z) ячейками, с шагом 3 км в центральной части сетки, отразила геоэлектрические разрезы под профилями 1, 2, 4 (рис. 2–рис. 4). Распределение УЭС, полученное для третьей серии моделей (с тем же числом ячеек в ее сетке и шагом между узлами) при расширенном наборе т.н. на Пр. 6 и Пр. 7 (12 стартовых моделей), позволило составить геоэлектрическую модель Таманского прогиба и Новороссийской складчатой зоны (рис. 5– рис. 6).

Оценка размерности тензора импеданса $[Z_{ob}]$, проведенная в интервале периодов 0.1 < T < 3000 с, ориентации инвариантных кривых МТЗ различного типа ($\rho_{ob}^{\max H}$, $\rho_{ob}^{\min H}$), кривых Эггерса [Eggers, 1982] и фазового тензора [Galdwell et al., 2004], с проведением их 1D–2D-инверсий [Белявский, 2007; Современные методы ..., 2009] позволила составить тестовые и стартовые геоэлектрические модели.

Кубанский профиль

В пределах северной части Новороссийской складчатой зоны и Индоло-Кубанского прогиба тензоры импедансов [Z_{ob}] на периодах T > 300 с характеризуются асимметрией – $Skew_{ob} > 0.15$ (3D-размерность). В пределах Индоло-Кубанского прогиба и Азово-Кубанской впадины амплитудные кривые фазового тензора близки к соответствующим кривым $\rho_{ob}^{max H}$, $\rho_{ob}^{min H}$ с их близкой ори-

Рис. 2. Геоэлектрические разрезы по профилю Кубанский (Пр. 1), построенные по 1D-инверсии кривых ρ_{ob}^{maxH} – (а). (1 – разрывные нарушения; 2 – границы обмена в методе MOB3 (Φ_0 – складчатое основание, Φ – кристаллический фундамент); 3 – границы (1 – ρ = 1000 М · м; 2 – ρ = 300 М · м; 3 – ρ = 100 Ом · м; 4 – ρ = 30 Ом · м; 5 – ρ = 10 Ом · м; 6 – ρ = 3 Ом · м; 7 – ρ = 1 Ом · м); 4 – области повышенного поглощения обменных волн (MOB3); 5 – глубинные разломы (Ах – Ахтырский, АК – Азово-Каспийский, Тм – Тимашевский, КБ – Каневско-Березовский); 6 – т.н. МТЗ; по 2D-инверсии кривых ρ^{\parallel} [Белявский, 2007] – (б);; по 3D-инвертированию экспериментальных тензоров [Z_{ob}] (WSINV3DM) – (в);; по подбору к кривым МТЗ (ρ_{ob}^{maxH} , ρ_{ob}^{minH}) 3D-модельных точек – (д). Справа от разрезов – шкалы УЭС в блоках модели.





Рис. 3. Геоэлектрические разрезы по профилю Ачуев–Ходыженск (Пр. 4): (а) – 1D-инверсия кривых ρ_{ob}^{maxH} (субширотные), цифры – значения УЭС; (б) – 2D-инверсия амплитудных и фазовых кривых субширотного направления; (в) – 3D-инверсия МТ данных (WSINV3DMT). Разломы: Ту – Туапсинский, Нв – Новороссийский; (г) – интерактивный подбор 3D-модельных кривых МТЗ (программа Maxwellf) к ρ_{ob}^{maxH} , ρ_{ob}^{minH} . Сверху разрезов – т.н. МТЗ. Φ_0 – граница складчатого основания [Атлас карт ..., 1998]. Справа от разрезов – шкалы УЭС в блоках модели.



Рис. 4. Геоэлектрические разрезы Туапсинского профиля (Пр. 2): (а) – 1D-инверсия квазипродольных кривых МТЗ (широкие линии – границы обмена волн); УЭС (Ом · м): 1 – ρ = 1000; 2 – ρ = 300; 3 – ρ = 100; 4 – ρ = 30; 5 – ρ = 10; 6 – ρ = 7; 7 – ρ = 6; 8 – ρ = 5; 9 – ρ = 4; 10 – ρ = 3; 11 – ρ = 1; Φ_0 , Φ – границы складчатого основания и кристаллического фундамента [Атлас карт ..., 1998], косая штриховка – зоны повышенного поглощения обменных волн (МОВЗ) [Шемпелев, 2004], сверху – точки наблюдений МТЗ и аббревиатура разломов; (б) – 3D-инверсия (WSINV3DMT) экспериментальных МТ данных, эллипс – область повышенного поглощения скоростей V_s (MM3) [Рогожин и др., 2015]; (в) – метод подбора 3D-модельных кривых ρ_m^{maxH} , $\rho_m^{minH} \kappa \rho_{ob}^{maxH}$, ρ_{ob}^{minH} ; (г) – 3D-инверсия матриц [Z_t] тестовой 3D-модели, курсив – положение модельных точек. Справа от разрезов – шкалы УЭС.



Рис. 5. Результаты 3D-инверсии MT данных на профилях: (а) – Тамань–Новороссийск (Пр. 6); (б) – Темрюк–Новороссийск (Пр. 7). Сверху – т.н. МТЗ и разломы (V): Ан – Анапский, Ах – Ахтырский, Т – Таманский, Дж – Джигинский, ЗК – Западно-Кавказский, ГК – Главный Кавказский, Мо – Молдаванская флексурно-разрывная зона (разлом); грязевые вулканы (+) (Г – Гладковский, ЗЦ – Западный Цынбал). Светлые линии на разрезах – границы повышенного затухания волн V_s [Рогожин и др., 2019]); Ф₀ – граница складчатого основания [Атлас карт ..., 1998]. Справа от разрезов – шкалы УЭС.

ентацией [Белявский, 2007]. Согласно 1D-инвер-

сии кривых $\rho_{ob}^{max H}$, развернутых вдоль Индоло-Кубанского прогиба и ортогонально к структурам Азово-Кубанской впадины, геометрия проводящих блоков в осадочном чехле с $\rho_{in} = 2-10$ Ом · м контролируется положением Азово-Каспийского, Каневско-Березовского и Тимашевского глубинных разломов (рис. 2а). Они характеризуются повышенным поглощением обменных волн землетрясений¹ (в 2 раза выше фонового). Кровля кристаллического фундамента [Атлас карт..,

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

1998] отвечает границе картируемой методами MOB3 и MT3 ($\rho_{in} > 100 \text{ См} \cdot \text{м}$). Видно, что на глубине 12 км она пододвинута под Новороссийскую зону (рис. 2а).

Двумерная инверсия кривых $\rho_{ob}^{max\,H}$, $\rho_{ob}^{min\,H}$ и их фаз, ориентированных вдоль структурных линий Индоло-Кубанского прогиба (рис. 1), выделила (рис. 2б) под Новороссийской складчатой зоной на глубинах от 4 до 15 км блок с $\rho_{in} = 3-8$ Ом \cdot м. Метод интерактивного подбора 3D-модельных



Рис. 6. Распределение УЭС на глубинах: (а) – 5.5 км; (б) – 8.6 км. Показано положение т.н. МТЗ, грязевых вулканов (*) и флексурно-разрывных зон (разломы): Ан – Анапский, Ах – Ахтырский, Мо – Молдаванский, ЗК – Западно-Кавказский, Дж – Джигинский, ГК – Главный Кавказский, АК – Азово-Каспийский. Справа от карты (а) – шкала УЭС. *Х*, *Y* – оси координат при 3D-инверсии.

кривых $\rho_m^{\max H}$, $\rho_m^{\min H}$ к кривым $\rho_{ob}^{\max H}$, $\rho_{ob}^{\min H}$ скорректировал его УЭС до 8–10 Ом · м и глубину залегания до 7 км (рис. 2г). Трехмерная инверсия компонент тензоров [Z_{ob}] разделила этот блок на глубинах $H_{in} = 5-7$ км на два: с $\rho_{in} = 10$ Ом · м под Ахтырским разломом и с $\rho_{in} = 50$ Ом · м под Новороссийской зоной (рис. 2в). Их положение ассоциирует с ослаблением амплитуд обменных волн [Шемпелев, 2004] вдоль Ахтырского и Главного Кавказского разломов.

Профиль Ачуев-Ходыженск

С учетом распределения параметров асимметрии [Белявский, 2007] двумерная аппроксимация тензоров импедансов возможна на периодах T < 20-30 с и T > 300-500 с, с 2D-осью направленной вдоль Индоло-Кубанского прогиба (рис. 1), по которой ориентируются кривые $\rho_{ob}^{max H}$. При их 1D-инверсии, положение изолинии с $\rho = 5$ Ом · м (рис. 3а) отвечает изменению мощности осадочного чехла [Атлас карт ..., 1998]. Близкие мощности получены и при 1D-инверсии амплитудных кривых фазового тензора, ориентированных вдоль прогиба [Белявский, 2007].

При двумерной инверсии кривых МТЗ интегральная проводимость осадочного чехла (рис. 3б) отвечает суммарной проводимости, полученной и при 1D-инверсии кривых $\rho_{ob}^{max H}$. Однако выделенные при 2D-инверсии на глубинах от 10 до 30 км под МТЗ 18–35 блоки с $\rho_{in} = 100-150$ Ом · м не проявляются в аномалиях трехмерной инверсии компонент [Z_{ob}]. Туапсинский региональный разлом картируется аномалией с $\rho_{in} \approx 1$ Ом · м, которая не видна в результатах 1D-2D-инверсий (рис. 3а, 36, 3в).

Туапсинский профиль

На средних и низких частотах параметры асимметрии в $[Z_{ob}]$ характеризуется 3D-размерностью. В пределах Восточно-Кубанской впадины, на низких частотах кривые $\rho_{ob}^{\max H}$ ориентируются с азимутом 150°–160°, а в Новороссийской зоне с азимутом 120°–130° (рис. 1). Близко к ним развернуты кривые фазового тензора [Белявский, 2007].

Одномерная инверсия кривых $\rho_{ob}^{max H}$ и фазового тензора [Современные методы..., 2009] оценила мощность осадочного чехла и положение кровли кристаллического фундамента [Атлас карт ..., 1998] в Индоло-Кубанском и Восточно-Кубанском прогибах (рис. 4а), которым отвечают и границы обмена волн землетрясений (метод MOB3¹). Под Новороссийской складчатой зоной на глубине 3 км выделена аномалия с ρ_{in} = 100 Ом \cdot м. Однако трехмерное математическое моделирование (рис. 4в) и двумерная инверсия [Белявский, 2007; Современные методы ..., 2009] показали на присутствие на этих глубинах блоков с $\rho_m = 5{-}10~O{\mbox{Om}}\cdot{\mbox{m}}.$ Трехмерная инверсия тензоров $[Z_{ob}]$ скорректировала эти УЭС до $\rho_{in} = 10-20$ Ом · м (рис. 46, рис. 66), которые на глубинах от 3 до 60 км выделяются и повышенным затуханием (до 3–4 дБ) обменных волн в методах MM3 и MOB3 [Шемпелев, 2004; Рогожин и др., 2015].

Профили МТЗ на Таманском полуострове

На профилях Темрюк–Новороссийск и Тамань–Новороссийск в большинстве т.н. на высоких и средних частотах *Skew* < 0.2, а на низких – *skew* > 0.2. 1D-инверсия кривых $\rho_{ob}^{max H}$, имеющих азимут 10°–20° в Новороссийской зоне и 30°–50°



Рис. 7. Сечение центральной части тестовой модели Северного Кавказа на уровне Z = 0 км. Справа – шкала УЭС верхних модельных блоков; (\bullet) – положение точек инверсии с [Z_t], курсивом показаны их номера.

в Таманском прогибе, выделила вертикальные блоки с $\rho_{in} < 3$ Ом · м [Белявский, 2007]. Трехмерная инверсия импедансов в матрицах [Z_{ob}] (рис. 5, рис. 6а) скорректировала параметры этих блоков. На глубинах от 3 до 6 км аномалии с $\rho_{in} = 1-3$ Ом · м отвечают зонам пересечения разломов северо-восточного (Джигинский и Анапский) и северо-западного (Ахтырский, Молдаванский) простирания и ассоциируют с положением субвертикальных зон повышенного поглощения сейсмических волн (4–6 дБ) [Рогожин и др., 2019; Стонгий В.В., Стонгий Г.А., 2019].

Грязевые вулканы, расположенные вдоль Западно-Кавказского и Ахтырского глубинных разломов, коррелируют с низкоомными аномалиями с $\rho_{in} < 1$ Ом · м (МТЗ: 45–47, 52–59, 63–68, 79, 25, 15–16). Ахтырскому разлому свойственно максимальное поглощение сейсмических волн на глубинах 5–10 км под грязевыми вулканами Шуро и Гладовский [Рогожин и др., 2015]. Южнее вулкана Гладковский, на фоне высокоомных образований Новороссийской складчатой зоны, на глубинах 2 км картируется аномалия с $\rho_{in} = 10$ Ом · м (рис. 5, рис. 6а; МТЗ 79, Пр. 6).

АПРОБАЦИЯ ПРОГРАММЫ WSINV3DMT НА ТЕСТОВЫХ МОДЕЛЯХ

Способность кривых МТЗ оценивать параметры проводящих блоков в пределах Северо-Кавказского региона оценивалась на тестовых тензорах [Z_t] 3D-моделей [Белявский, 2007], построенных методом подбора к кривым $\rho_{ob}^{max H}$ и $\rho_{ob}^{min H}$ модельных $\rho_m^{max H}$ и $\rho_m^{min H}$ (программа Maxwellf). 3D-инверсия импедансов [Z_t] проведена в диапазоне периодов 0.1 < T < 400 с по модельным профилям

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

(66 м.т.), отвечающим положению экспериментальных профилей МТЗ (рис. 7): Кубанского (Пр. 1), Туапсинского (Пр. 2) и Краснополянского (Пр. 3).

Сечения тестовой 3D-модели вдоль Пр. 1, Пр. 2, Пр. 4 и результаты трехмерной инверсии (17 итераций) компонент матриц [Z_t] вдоль них представлены на рис. 2г, 2д, рис. 3г, рис. 4в, 4г. Видно, что блок с $\rho_t = 10$ Ом'м, расположенный на глубине 7 км под "структурами Большого Кавказа", выделяется на тех же глубинах аномалией с $\rho_{in} =$ = 10–30 Ом · м, мощностью 6 км (рис. 2г, 2д) и суммарной проводимостью $S_{in} \approx 400$ См близкой к $S_t = 500$ См. В сечении тестовой 3D- модели (Пр. 2, рис. 4, в) блок с $\rho_t = 8$ Ом · м, заданный глубже 1 км под модельными точками (м.т.) 3–9, восстанавливается с $\rho_{in} = 5-10$ Ом · м ($S_{in} \approx S_t = 400$ См). Значения ρ_{in} , S_{in} и H_{in} определены при относительных среднеарифметических погрешностях отклонения (δxy_{in} , δyx_{in}) модулей импедансов Z_t^{xy}

и Z_t^{yx} от модулей Z_{in}^{xy} и Z_{in}^{yx} на профилях:

 $- \Pi p. 1 - \delta x y_{in} = 1 - 30\%, \delta y x_{in} = 1 - 20\%$ (м.т. 2-6); $- \Pi p. 2 - \delta x y_{in} = 1 - 15\%$ (м.т. 9-33) и $\delta y x_{in} = 5 - 25\%$ (м.т. 9-21) и $\delta y x_{in} = 1 - 12\%$ (м.т. 27-33).

ПОГРЕШНОСТИ ТРЕХМЕРНОЙ ИНВЕРСИИ МТ ДАННЫХ

Из сопоставления экспериментальных кривых

 ρ_{ob}^{xy} , ρ_{ob}^{yx} и инверсионных ρ_{in}^{xy} , ρ_{in}^{yx} , их частотных характеристик, фаз импедансов видно (рис. 8, рис. 9, рис. 10), что причиной их расхождения являются и локальные гальванические искажения, конформно перемещающие кривые ρ_{xy}^{xy} , ρ_{yx}^{yx} , вдоль ди-

формно перемещающие кривые ρ_{ob}^{xy} , ρ_{ob}^{yx} вдоль линий профилей. Проявление этих искажений на



Рис. 8. Экспериментальные $\rho_{ob}^{yx}(T)$ и модельные $\rho_m^{yx}(T)$ частотные характеристики кажущегося электрического сопротивления на профилях: (а) – Пр. 7; (б) – Пр. 1; (в) – Пр. 2; (г) – Пр. 4; (д) – Пр. 6. Сверху номера первых и последних т.н. Справа – шкалы УЭС.

длинных периодах частично компенсируется (рис. 8а; рис. 9а) алгоритмом минимизирующим функционал невязки в программе WSINV3DMT, а различия между ними связаны и с формированием в результирующей модели сглаженных глубинных аномалий УЭС, а не локальных аномальных вертикальных зон. Например, в т.н.: 81–75 (Пр. 6), т.н. 2–22 (Пр. 7), т.н. 2–4 (Пр. 1), т.н. 17 (Пр. 2), где на низких частотах кривые ρ_{in}^{xy} , ρ_{in}^{yx} отклоняются от ρ_{ob}^{xy} , ρ_{ob}^{yx} . С учетом проведенной адаптации программы WSINV3DMT к тестовым моделям, показавшей надежность оценки распределения УЭС (рис. 2г, 2д, рис. 4в, 4г), о достоверности результирующей 3D-модели можно судить в диапазоне периодов 10–1000 с по величинам относительных среднеарифметических отклонений б*ху* и б*ух* модулей

импедансов Z_{in}^{xy} , Z_{in}^{yx} от Z_{ob}^{xy} и Z_{ob}^{yx} (таблица).

В пределах осадочных чехлов Индоло-Кубанского и Таманского прогибов, в интервале периоГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ



Рис. 9. Экспериментальные ρ_{ob}^{xy} , ρ_{ob}^{yx} (широкие линии) и модельные ρ_m^{xy} , ρ_m^{yx} (тонкие с кругами) кривые МТЗ (Пр. 6) в пределах: (а) – Новороссийской складчатой зоны; (б) – пересечения разломов северо-восточного и северо-западного простираний; (в) – грязевулканических систем. Сверху – номера точек наблюдений.

дов 1 < *T* < 1000 с, в большинстве т.н. МТЗ $\delta yx \approx \delta xy = 1-15\%$.

ОЦЕНКА СОДЕРЖАНИЯ ВОДНОЙ ФРАКЦИИ ФЛЮИДА

Зависимость удельной проводимости блоков в чехле и складчатом основании (σ) от содержания в них связанных долей водного флюида f_{ρ} оцени-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

валась по формуле $\sigma = 2\sigma_{\phi}f_{\rho}/3$ [Shankland, Waff, 1977], где σ_{ϕ} – проводимость флюида. Уменьшение связанных долей в два раза, при той же их концентрации, ведет к росту УЭС пород в 10 раз [Ваньян, 1997]. В пределах Таманского полуострова минерализация флюида солями NaCl-KCl составляет 16–20 г/л [Лаврушин, 2012], что при температуре $T = 18^{\circ}$ С и атмосферном давлении дает $\rho_{\phi} = 0.4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ [Физические ..., 1976]. На глу-



Рис. 10. Экспериментальные $\operatorname{Arg}(Z_{ob}^{yy})$, $\operatorname{Arg}(Z_{ob}^{yz})$ (широкие линии) и модельные $\operatorname{Arg}(Z_m^{yy})$, $\operatorname{Arg}(Z_m^{yx})$ (тонкие, с кругами) фазовые кривые. Распределение т.н. на Пр. 6 дано согласно рис. 9.

бинах 3–10 км под Таманским полуостровом $T = 120^{\circ}$ С и $T = 300^{\circ}$ С [Моисеенко, Смыслов, 1986; Ершов и др., 2015]. Рост с глубиной давления и температуры уменьшает УЭС на глубинах: H = 3 км ($T = 120^{\circ}$ С) до $\rho_{\phi} = 0.11$ Ом · м, на 5 км ($T = 200^{\circ}$ С) до $\rho_{\phi} = 0.09$ Ом · м и на 10 км ($T = 300^{\circ}$ С) – $\rho_{\phi} = 0.07$ Ом · м. При оценке флюидонасыщения принято, что в интервале глубин 3–5 км $\rho_{\phi} = 0.1$ Ом · м и от 6 до 10 км – $\rho_{\phi} = 0.08$ Ом · м. Положение наиболее проводящих блоков, ассоциирующее с максимальным затуханием сейсмических волн (рис. 4, рис. 5), позволяет считать, что

источником их повышенной проводимости является флюидонасыщение.

Оценки содержания флюида (таблица) показали: на глубинах 3–5 км ($\rho_{in} = 1-3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, рис. 5, рис. 6) у Главного Кавказского разлома (Пр. 6, Пр. 7; т.н. 74–75 и 8–10), отделяющим структуры складчатого Кавказа от Таманского прогиба – $f_{\rho} = 7-20\%$; пересечения Джигинского и Анапского разломов с Ахтырским и Молдаванским разломами ($\rho_{in} \approx 1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$) характеризуются $f_{\rho} > 20\%$ (т.н. 59–66), как и стволы грязевых вулканов, расположенных вдоль Западно-Кавказского раз-

ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Погрешности оценки

юида	
УЭС, грязевые лканы, №№ МТЗ	Содержание <i>f</i> _{р,} в %, рис. №
ГЗ 4,	Рис. 2в
Ом · м	1-2%

Таблица погрешностей 3D-инверсии, значений УЭС и содержания флю:

№ MT3.

Профили МТЗ,

№ т.н. МТЗ и разломы (р.)	погрешности для Z ^{xy} , бxy %	$Z_{\rm in}^{yx}, \delta yx \%$	уЭС, грязевые вулканы, №№ МТЗ	Содержание <i>ј</i> _{р,} в %, рис. №
Пр.1, МТЗ 1–86			MT3 4,	Рис. 2в
Ахтырский р., МТЗ 10–14, М ТЗ 16–28	MT3 2–4, 5–35% 1–10% 1–5 – 10%	15-35% 5-15% 1-5-10%	10 Ом · м	1-2%
Пр. 2. МТЗ 1—81			MT3 3.	Рис. 4б
Главный	MT3 3-8, 5-15%	1-30%	10—50 Ом · м	1 - 0.2%
Кавказский р., Ахтырский р., МТЗ 17—35	5-80%	5-80%	МТЗ 23, 20 Ом · м	0.5%
Пр. 4, МТЗ 2–64			MT3 53,	Рис. Зв
MT3 2-40,	1-12%	1-2%	1-5 Ом · м	3-15%
Туапсинский р., МТЗ 44–62	10-30%	10-30%		
Пр. 6, МТЗ 41-81,			Гряз. вулкан, МТЗ	Рис. 5а
MT3 41–51,	1-15%	1-10%	47, 1 Ом · м	20%
Пересечение р. Ахтырского и Джигинского	MT3 57-52 1-15%	1-15%	Гряз. вулкан, МТЗ 52, 1 Ом · м 1–3 Ом · м	20% 7 - 20%
Пересечение	MT3 59, 63,	1-10%	1 Ом · м	20%
р. Анапского и Молдаванского	1–7% MT3 66, 1–25%	5-10%	3 Ом · м	7%
Главный Кавказский р.	MT3 74, 1–5% MT3 75, 1–22%	10-30% 5-15%;	3-5 Ом · м	7—5%
р. Каневско-Безре- зовский	MT3 79, 1–10% MT3 80, 25–35%	30-60% 1-5%	в. Гладковский, 10 Ом · м	2%
ПР. 7, МТЗ 4—2,				Рис. 5б
MT3 4–7	1-10%	1-50%		
Главный Кавказский р.	MT3 9, 1–20% MT3 10, 80%	1-20% 1-30%;	1 Ом · м	20%
Молдаванский и Ахтырский р.	MT3 15–18 1–50%	1-25%	Гряз. вулкан, МТЗ 16, 3 Ом [.] м	7%
MT3 20-22	7-30%	5-25%		

лома (Пр. 6, т.н. 41, 44, 47 и т.н. 52–55). Вне зон пересечений упомянутых разломов $-f_{
ho} \approx 5-1.5\%$ (Пр. 7, т.н. 15-16), а на северо-востоке Новороссийской складчатой зоны у Ахтырского и Главного Кавказского глубинных разломов $f_{\rho} \approx 1-2\%$ (рис. 2в; рис. 4б).

В работе [Лаврушин, 2012] показана связь флюида, газа и минерализации с коровым источником. О глубинном заложении шовных зон и разломов свидетельствует рост в них на 4 порядка концентрации гелия, относительно их фоновых значений [Собисевич и др., 2005]. В пределах же Таманского прогиба, глубина формирования гря-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ Nº 2 2023 зевулканических вод соответствует глубине корней грязевого вулкана Шуро – 3–5 км [Ершов и др., 2015], что близко к положению зон с максимальным флюидонасыщением (таблица).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. Проведенная апробация программы трехмерной инверсии WSINV3DMT на тестовой 3D-модели, построенной для западной части Ceверного Кавказа, метода подбора 3D-модельных кривых МТЗ к экспериментальным показала, что параметры низкоомных блоков (рис. 2г, 2д,

рис. 4в, 4г) восстанавливаются с учетом действия принципа эквивалентности.

Параметры низкоомных аномалий в Новороссийской складчатой зоне, полученные с помощью программ одномерной и двумерной инверсий (рис. 2а–2в, рис. 4а, 4б), существенно корректируются при 3D- инверсии тех же МТ данных.

2. Согласно проведенной трехмерной инверсии, в пределах Северо-Кавказского краевого массива и осадочного чехла Таманского полуострова, вдоль глубинных разломов северо-западного и северо-восточного простираний, ограничивающих Новороссийскую складчатую зону, картируются блоки с $\rho_{in} \approx 1-5$ Ом · м, концентрируясь в местах их пересечений (рис. 5, рис. 6а). Под западной частью Большого Кавказа, на глубинах 3–10 км, аномалиями с $\rho_{in} = 3-50$ Ом · м выделяются глубинные разломы (рис. 2в, рис. 3в, рис. 4б): Ахтырский, Главный Кавказский (Пр. 1, т.н. 2–10; Пр. 2, т.н. 17–19, т.н. 3) и Туапсинский (Пр. 4, т.н. 52).

3. Приведенные данные, о распределении УЭС и границ обмена волн¹, свидетельствуют о надвиге по доколизиционным комплексам краевой зоны Большого Кавказа на южный борт Индоло-Кубанского прогиба. Амплитуда надвига в пределах прогиба достигает 10 км (рис. 2а, 2в). В пределах самой Новороссийской зоны, методом МОВЗ трассируется уже пододвигание складчатых структур Северо-Западного Кавказа под Скифскую плиту с амплитудою до 20 км [Золотов и др., 2001] и до глубины 40 км (граница Мохо). Зоны Ахтырского и Главного Кавказского глубинных разломов, вдоль которых картируется смещение блоков (рис. 2, рис. 4), выделяются флюидонасыщением с $f_{\rho} = 1.5-5\%$ (таблица) и затуханием сейсмических волн [Рогожин и др., 2015; Шемпелев, 2004].

Более высоким содержанием флюида (7–20%) характеризуются узлы пересечения разломов и окрестности камер грязевых вулканов Таманского полуострова и западной части Новороссийской складчатой зоны (рис. 4–рис. 5). Их положение ассоциируется с доменами, характеризующими повышенным поглощением сдвиговых обменных волн [Рогожин и др., 2019]. Для более достоверного картирования положения жерл грязевых вулканов и оценки их флюидонасыщения необходимо проводить более детальные магнитотеллурические исследования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен организациям, предоставившим первичный электроразведочный материал ОАО Центр "ЭМИ" и ООО "Северо-Запад". В работе использовались и демонстрируются сейсмические построения методов МОВЗ и ГСЗ, полученные в 1990–2004 Центром ГЕОН под руководством Л.Н. Солодилова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Атлас карт Северного Кавказа: тектоническая карта Северного Кавказа. Масштаб 1:1000000 / Н. И. Пруцкий (гл. ред.). Ессентуки: Северо-Кавказский региональный геологический центр МПР России. 1998.

Белявский В.В. Геоэлектрическая модель тектоносферы Северо-Кавказского региона. Тверь: изд-во ГЕРС. 2007. 250 с.

Белявский В.В., Егоркин А.В., Солодилов Л.Н., Ракитов В.А., Яковлев А.Г. Некоторые результаты применения методов естественных электромагнитных и сейсмических полей на Северном Кавказе // Физика Земли. 2007. № 4. С. 4–14.

Белявский В.В, Сухой В.В. Методика рудного аудиомагнитотеллурического зондирования // Физика Земли. 2004. № 8. С. 68–87.

Ваньян Л.Л. Электромагнитные зондирования. М.: Новый мир. 1997. 219 с.

Варенцов И.М. Общий подход к решению обратных задач магнитотеллурики в кусочно-непрерывных средах // Физика Земли 2002. № 11. С. 11–33.

Ершов В.В., Собисевич А.Л., Пузич И.Н. Глубинное строение грязевых вулканов Тамани по данным натурных исследований и математического моделирования // Геофизические исследования 2015. Т. 16. № 2. С. 69–76.

Золотов Е.Е., Кадурин И.Н., Кадурина Л.С., Недядько В.В., Ракитов В.А., Рогожин Е.А., Ляшенко Л.Л. Новые данные о глубинном строении земной коры и сейсмичности Западного Кавказа. Геофизика XXI столетия / Солодилов Л.Н. (ред.). 2001. С. 85–89.

Иванов П.В., Пушкарев П.Ю. Трехмерная инверсия рассчитанных на одиночном профиле магнитотеллурических данных // Физика Земли. 2012. № 11–12. С. 91–96.

Лаврушин В.Ю. Подземные флюиды Большого Кавказа и его обрамления. М.: GEOS. 2012. 346 с.

Моисеенко У.И., Смыслов А.А. Температура земных недр. Л.: Недра. 1986. 180 с.

Рогожин Е.А., Горбатиков А.В., Харазова Ю.В., Степанова М.Ю., Chen J, Овсюченко А.Н., Ларьков А.С., Сысолин А.И. Глубинное строение Анапской флексурноразрывной зоны, западный Кавказ // Геотектоника. 2019. № 5. С. 3–11.

Рогожин Е.А., Горбатиков А.В., Степанова М.Ю., Овсюченко А.Н., Андреева Н.В., Харазова Ю.В. Структура и современная геодинамика мегантиклинория Большого Кавказа в свете новых данных о глубинном строении // Геотектоника. 2015. № 2. С. 36–49.

Собисевич А.Л., Лаверов Н.И., Собисевич Л.Е., Микадзе Э.И., Овсюченко А.Н Сейсмоактивные флюидо-магматические системы Северного Кавказа / Лаверов Н.П. (ред.). М.: ИФЗ. им. О.Ю. Шмидта РАН. 2005. 225 с.

Сомин М.Л. О структуре осевых зон центрального Кавказа // Докл. РАН. 2000. Т. 375. № 5. С. 662–665.

Стонгий В.В., Стонгий Г.А. Сейсмотектоническая модель Северо-Западного Кавказа: геолого-геофизический аспект // Физика Земли. 2019. № 4. С. 124–132.

Современные методы измерения, обработки и интерпретации электромагнитных данных / В.В. Спичак (ред.). М.: "ЛИБПРОКОМ". 2009. 304 с. Физические свойства горных пород и полезных ископаемых. Справочник геофизика / Н.В. Дортман (ред.). М.: Недра. 1984. 465 с.

Шемпелев А.Г. Западный Кавказ по геофизическим данным // Отечественная геология. № 2. 2004. С. 69–75.

Counil J.L., le Mouel J.L., Menvielle M. Associate and conjugate directions concepts in magnetotellurics // Ann. Geophys. 1986. V. 4B. № 2. P. 115–130.

Druskin V.L., Knizhnepman L.A. Spectral approach to solving three-dimensional Maxwell's diffusion equations in the time and frequency domains // Radio Science. 1994 V. 29. № 4. P. 937–953.

Eggers D.E. An eigenstate formulation the magnetotelluric impedance tensor // Geophysics. 1982. \mathbb{N} 47. P. 1204–1214.

Caldwel T.G., Bibby H.M., Brown. C. The magnetotelluric phase tensor // Geophys. J. Int. 2004. V. 158. P. 457–469. *Kiyan D., Jones A., Vozar J.* The inability of magnetotelluric off-diagonal impedance tensor elements to sense oblique

conductors in three-dimensional inversion // Geophys. J. Int. 2014. V. 196 P. 1351–1364.

Miensopust M.P., Queralt P., Jones A.G. Magnetotelluric 3D inversion - review of two successful workshops on forward and inversion code testing and comparison and the 3D MT modelers // Geophys. J. Int. 2013. V. 193. P. 1216–1238.

Siripunvaraporn W., Egbert G., Lenbury Y., Uyeshima M. Three-dimensional magnetotelluric inversion: data-space method // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2005a. V. 150. P. 3–14.

https://doi.org/10.1016/J.pepi.2004.08.023

Siripunvaraporn W., Egbert G., Uyeshima M. Interpretation of two-dimensional magnetotelluric profile data with three-dimensional inversion: synthetic examples// Geophys. J.Jnt. 20056. V. 160. P. 804–814.

https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2005.02527

Shankland T.I, Waff H.S. Partial melting and electrical conductivity anomalies in the upper mantle // J. Geophys. Res. 1977. V. 82 (33). P. 5409–5417.

Geoelectric Model of the Northwestern Caucasus: Three-Dimensional Inversion

V. V. Belyavskii*

Geoelectromagnetic Research Center, a branch of Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Russia

*E-mail: victor.belyavsky@list.ru

Interpretation of magnetotelluric observations made within the Northwestern Caucasus, by means of one-dimensional, two-dimensional inversion and three-dimensional mathematical modeling programs, has helped build testing and starting geoelectric models that are necessary to test and adapt the program of three-dimensional inversion of the impedance tensor components. The performed three-dimensional inversion of the experimental magnetotelluric data has significantly changed the parameters of conducting blocks within the folded structures of the region, identified at the previous stages of MT data interpretation. In the resulting three-dimensional geoelectric model, the position of low-resistance blocks correlates with: suture zones, deep faults, mud volcanoes, and domains characterized by an increased absorption of transverse and longitudinal seismic waves. The electrical resistivity of the most low-resistance anomalies is explained by the degree of their saturation with the water fraction of the fluid.

Keywords: conductivity, magnetotelluric sounding, geoelectric sections, fluid saturation

УДК 550.34

РЕЗУЛЬТАТЫ СЕЙСМОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА В АКВАТОРИИ БАЛТИЙСКОГО МОРЯ И В ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ КАЛИНИНГРАДСКОЙ ОБЛАСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДОННЫХ СЕЙСМОГРАФОВ

© 2023 г. С. А. Ковачев^{1, *}, А. А. Крылов¹

¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва, Россия *E-mail: kovachev@ocean.ru Поступила в редакцию 24.01.2022 г. После доработки 25.10.2022 г.

После доработки 25.10.2022 г. Принята к публикации 29.10.2022 г.

Институт океанологии в 2007-2015 гг. выполнял сейсмологические наблюдения в акватории Балтийского моря и на его побережье с помощью автономных сейсмических станций. Здесь, в районе Самбийского п-ова, ранее считавшимся асейсмичным, в 2004 г. произошло сильное ошутимое землетрясение с магнитудой порядка M = 4.6. Наиболее интересные данные ИО РАН были получены в 2008-2009 гг. в результате сейсмологического мониторинга, проводившегося с помощью автономных донных и береговых сейсмических станций. Данные, полученные в 2010-2015 гг., по разным причинам (потери донных сейсмографов, высокий уровень шума на береговых станциях и др.), оказались непригодными для полноценной обработки. Сейсмологический мониторинг на западе Калининградской области и в примыкающей акватории Балтийского моря позволил обнаружить слабые землетрясения с магнитудами ($M_L = 2.5-3$), очаги которых приурочены к району разработки Кравцовского морского углеводородного месторождения. Некоторые из этих землетрясений записаны норвежской системой сейсмических станций NORSAR и сейсмическими станциями Швеции. Кравцовское месторождение расположено на шельфе к северо-западу от уникального природного объекта – Куршской косы. Обнаруженные слабые землетрясения, возможно, имеют техногенную природу, связанную с нарушением пластового давления из-за интенсивной добычи углеводородного сырья, и, возможно, являются предвестниками сильного техногенного землетрясения.

Ключевые слова: Балтийское море, сейсмическая опасность, сейсмологический мониторинг, донный сейсмограф, техногенное землетрясение.

DOI: 10.31857/S0002333723020072, EDN: LHXYBE

введение

Запад Калининградской области (Самбийский полуостров) и примыкающая к нему акватория Балтийского моря оказались в уникальном в сейсмологическом отношении районе. Это связано с двумя обстоятельствами.

21 сентября 2004 г. здесь совершенно неожиданно произошла серия землетрясений. Положение их эпицентров было определено у северо-западного побережья Калининградской области в акватории Гданьского залива в Балтийском море (наиболее достоверные данные приводятся в работах [Ассиновская, Овсов, 2008; Уломов и др., 2008; Gregersen et al., 2007]).

Значительное количество толчков, вызванных этими землетрясениями, ощущалось людьми, а форшоки и множество афтершоков основного сейсмического события были зарегистрированы европейскими и другими сейсмостанциями.

Наиболее сильным был толчок в 13 ч 32 мин по Гринвичу (15 ч 32 мин местного времени). Он имел магнитуду $M_s = 4.3$ по данным Геофизической службы РАН [www.ceme.gsras.ru/cgi-bin/new/map-Custom.pl?l = 0&lat = 55&lon = 20&num = 30&rad = 300]. Ему предшествовало землетрясение с $M_s = 4.1$, произошедшее в 11 ч. 05 мин. по Гринвичу Третий, менее сильный, толчок с магнитудой $M_s < 4.0$, произошел в 13 ч 36 мин по Гринвичу. Координаты эпицентра наиболее сильного из этих землетрясений, согласно работе [Ассиновская, Овсов, 2008] следующие: $\phi = 54.9^{\circ}$ с.ш. и $\lambda = 19.9^{\circ}$ в.д. Глубина очага, по-видимому, составляла не менее 20 км [Ассиновская, Овсов, 2008]. Область очага землетрясения была приурочена к зоне сейсмической активности, расположенной в Балтийском море западнее Самбийского полуострова. Моментная магнитуда главного толчка землетрясения составила $M_w = 4.7$ по данным Гарвардского центра (США), а механизм очага соответствовал левостороннему сдвигу [Gregersen et al., 2007].

Это землетрясение, имевшее умеренную по величине магнитуду, вызвало значительные макросейсмические эффекты к запалу от Калининграда на территории Самбийского п-ова. Здесь на слабых в сейсмическом отношении грунтах возникли довольно крупные деформации, соответствующие 7-8 балльным сейсмическим воздействиям: оползни, провалы, трещины и т.п., свойственные землетрясениям с более значительными магнитудами. Сейсмические сотрясения земной поверхности от землетрясения, произошедшего в 13 ч 32 мин, ощущались на всей территории Калининградской области, в Прибалтийских государствах, включая Литву, Эстонию, Латвию и Финляндию, на значительной территории Беларуси и Польши, в восточной Дании и в Санкт-Петербурге. Для средних грунтов (согласно СНиП II-7-81* [СП 14.13330.2018, 2018]) при основном толчке 21 сентября в 13 ч 32 мин у северо-западного побережья Калининградской области выделен участок 6-ти балльных сотрясений. Он расположен в Балтийском море к западу от Самбийского п-ова [Ассиновская, Овсов, 2008]. Кроме того, сейсмическая активизация района проявилась в виде целой серии других, менее сильных толчков, зарегистрированных только сейсмографами [Gregersen et al., 2007].

Ранее этот район рассматривался как слабосейсмичный (практически асейсмичный), и согласно карте общего сейсмического районирования OCP-97 [OCP-97, 2000; Уломов и др., 2008] относился к зоне возможных 5-ти бальных сейсмических сотрясений для грунта 2-ой категории. Скорее всего, медленные тектонические процессы, характерные для платформенных областей, либо более интенсивные на их границах, привели к накоплению тектонических напряжений в земной коре района и возникновению серии сейсмических событий в сентябре 2004 г.

Этот район РФ также выделяется тем, что для него существенным образом различаются карты общего сейсмического районирования OCP-2015 [СП 14.13330.2018, 2018] и OCP-2016 [Уломов и др., 2016]. Т.е. у разных коллективов высокопрофессиональных российских сейсмологов, принимавших участие в составлении нормативных документов для Калининградской области, получились различные оценки основных параметров исходной сейсмичности.

В акватории Балтийского моря к северу от Самбийского полуострова происходит интенсивная разработка морского нефтегазового Кравцовского месторождения. Откачка углеводородного сырья из недр земли может приводить к перераспределению пластового давления в земных недрах и, как следствие, возникновению сильного землетрясения техногенной природы [Мельников, Калашник, 2008; Адушкин, Турунтаев, 2005].

Зачастую техногенные землетрясения происходят на территориях и в акваториях, которые ранее не рассматривались как сейсмически опасные, это приводит к тяжелым последствиям из-за неожиданности сейсмической катастрофы. Для морских акваторий это еще более актуально, т.к. разрушительные сейсмические воздействия на морские нефтедобывающие и нефтетранспортирующие сооружения могут привести к значительной по масштабу экологической катастрофе из-за разлива нефти.

Порой такие техногенные катастрофы по силе значительно превосходят естественные. Так, в XX в. повсеместно происходили сильные и катастрофические землетрясения на разрабатываемых месторождениях нефти и газа. К примеру, на месторождении Вилмингтон в США, которое разрабатывается с 1926 г., такие чрезвычайные происшествия случались регулярно почти два десятилетия — в 1947, 1949, 1951, 1954, 1956 и 1961 гг. Земная поверхность опустилась до восьми метров, разломы на почве достигали полуметра. Изза сильных разрушений пришлось прекратить работы на 200 скважинах. В настоящее время весь регион, где располагается это месторождение, закрыт [Богоявленский и др., 2016].

Сильное землетрясение на месторождении Коалинга в США в 1983 г. нанесло колоссальный ущерб промышленным объектам и инфраструктуре [Mavko et al., 1983]. Вследствие разработки углеводородного сырья подобные сейсмические катастрофы произошли в других местах: серия Газлийских техногенных землетрясений 1976 и 1984 гг. в Узбекистане [Кузьмин, 2019; Родкин, Рукавишникова, 2018], Нефтегорское землетрясение 1995 г. в России [Адушкин, 2013]. Из 3000 жителей Нефтегорска погибли 1999 человек, а остальные получили травмы различной степени тяжести. Региону нанесен колоссальный материальный ущерб. В настоящее время проявляются сильные землетрясения в Тюменской области России, в Башкортостане, Татарстане и многих других регионах [Адушкин, Турунтаев, 2005].

Как уже отмечалось, согласно карте общего сейсмического районирования территории России ОСР-97 Калининградская область относилась к относительно безопасному в сейсмическом отношении району, где, по этой карте, были возможны сотрясения до 5 баллов для средних грунтов (фоновая сейсмичность).

Однако альтернативные оценки параметров сейсмической опасности, противоречат карте OCP-97 [Никонов, 2005; Рогожин и др., 2014]. Согласно действующим нормативным картам общего сейсмического районирования территории России Калининградская область относится к 6

Название точки	Широта, N	Долгота, Е	Дата установки	Дата снятия	Местоположение
ACC-5	54°48′030	20°05′644	01.04.2008	01.07.08 г.	Закопанный, 11 км дороги на Приморск
ACC-4	54°50′606	20°43′251	01.04.2008	01.07.08 г.	Закопанный, район с. Соколовка
ДС-2	54°57′788	20°23′357	02.04.2008	03.07.2008 г.	Донный, траверз поселка Куликово
б) Координаты и сроки работы сейсмографов ИО РАН				в Калининград	ской области в 2009 г.
Название точки	Широта северная	Долгота восточная	Дата установки	Дата снятия	Примечание
ACC-4	54°48′026	20°05′648	07.07.2009	21.09.2009 г.	Закопанный, 11 км дороги на Приморск
ACC-5	54°50 ′ 627	20°43′265	07.07.2009	21.09.2009 г.	Закопанный, Соколовка
ДС-2	55°19′418	20°44′273	10.07.2009	10.10.2009 г.	Донный, Балтийское море

Таблица 1. а) Координаты и сроки работы сейсмографов ИО РАН в Калининградской области в 2008 г.

балльной зоне для периода повторяемости сейсмических воздействий 500 и 1000 лет (карты OCP-2015 A,B) и к 7 балльной зоне для периода повторяемости 5000 лет (карта OCP-2015C) [СП 14.13330.2018, 2018].

Кроме того, сочетание двух вышеприведенных факторов — возможная техногенная и проявившаяся природная сейсмичность района заставляет пересмотреть сложившиеся представления о степени сейсмической опасности. Для получения новых оценок возможных сейсмических воздействий для районов Калининградской области необходимы новые данные о землетрясениях, здесь происходящих, включая слабые и микросейсмические события.

Начиная с 2007 г., Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН проводит на территории Самбийского п-ова и в примыкающей к его побережью акватории Балтийского моря сейсмологические наблюдения с использованием высокочувствительных автономных донных и наземных сейсмических станций. Наблюдения 2007 г. показали, что сейсмический процесс на западе Калининградской области продолжается и представлен отдельными слабыми сейсмическими событиями с магнитудами $M_L = 3.4-3.5$ (локальная магнитуда по Рихтеру) [Ковачев, 2008].

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В сейсмологическом эксперименте 2008 г. в Калининградской области использовались автономные сейсмографы типа PC-4 разработки ИО РАН. Подробное описание приборов приводится в работе [Ковачев, 2008].

Сейсмографом регистрируются сигналы вертикального сейсмоприемника CB-5, гидрофона ГГ-7 и двух ориентированных ортогонально друг к другу горизонтальных сейсмоприемников CB-5M (в постановках на суше гидрофон не использовался.) Сейсмоприемники по существу являются датчиками скорости колебаний земной поверхности (велосиметрами) электродинамического типа. Гидрофоном записываются колебания давления воды в придонном слое. Для ориентирования сейсмических датчиков по вертикали они помещаются в карданный подвес.

Регистрация сигналов производится непрерывно на 5-канальный цифровой регистратор, изготовленный на базе спецпроцессора TMS320VC-5410 фирмы Texas Instruments с 16-ти разрядным аналого-цифровым преобразователем AD73360 фирмы Analog Devices. Первый записываемый канал – вертикальный сейсмопреобразователь, второй и третий каналы – горизонтальные сейсмопреобразователи, четвертый канал - гидрофон, на пятый канал записываются импульсы высокостабильных термостатированных кварцевых часов с периодом 1 сек и кодом абсолютного времени. Частота оцифровки в регистраторе может выбираться, в описываемом эксперименте она равнялась 64 Гц. Конечные файлы информации сохранялись в формате Golden Software на флешкарте (CompactFlas) емкостью 4 гБ.

В 2008 г. сейсмические и гидроакустические сигналы регистрировались в диапазоне частот от 3 до 30 Гц, динамический диапазон записи составлял 96 дБ. Точность определения моментов времени на записях сейсмографов была не хуже 0.05 секунды за весь период регистрации.

Сейсмологические наблюдения 2008 г. являлись продолжением работ 2007 г. [Ковачев, 2008]. В этих исследованиях были задействованы 3 автономные сейсмические станции ИО РАН, две из них были установлены на суше и одна на дне моря (рис. 1, табл. 1а). Координаты и сроки работы приборов в 2009 г. приводятся в табл. 16.

Выбор мест установки 2 наземных сейсмических станций определялся двумя моментами: 1) максимальное удаление от источников техногенного шума (для Калининградской области это в основном автотранспорт) и 2) более-менее



Рис. 1. Положение автономных донной и наземных сейсмических станций ИО РАН на западе Калининградской области и в акватории Балтийского моря в эксперименте 2008 г. и эпицентры землетрясений Юго-Восточной Балтики, взятые из разных источников: *1* – эпицентры землетрясений по данным сейсмостанций Швеции [http://sn-sn.geofys.uu.se/] за период наблюдений 2000–2008 гг.; *2* – эпицентры землетрясений по данным сейсмостанций системы NORSAR за период наблюдений 1998–2008 гг. [http://www.norsar.no/NDC/bulletins/]; эпицентры землетрясений, зарегистрированных в мае 2008 г.: *3* – по данным сейсмостанций Швеции, *4* – по данным сейсмостанций системы NORSAR, *5* – по данным сейсмостанций ИО РАН. Эпицентры сильных сентябрьских землетрясений 2004 г. в Калининградской области: *6* – по данным сейсмостанций Швеции, *7* – по данным сейсмостанций системы NORSAR, *8* – по данным сейсмостанций Ивеции, *7* – по данным сейсмостанций системы NORSAR, *9* – по данным сейсмостанций Ивеции, *7* – по данным сейсмостанций системы NORSAR, *9* – по данным сейсмостанций Ивеции, *7* – по данным сейсмостанций системы NORSAR, *9* – по данным сейсмостанций Ивеции, *7* – по данным сейсмостанций системы NORSAR, *9* – по данным NEIC (Геологическая служба США) [https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/]; *9* – другие эпицентры по данным NEIC; *10* – места установки сейсмостанций ИО РАН (в 2008 г. слева, в 2009 г. справа).

правильная геометрия сейсмометрической сети (расстановка приборов должна по форме быть близкой к треугольнику с учетом расположения донного сейсмографа).

Наземные сейсмические станции были установлены 1 апреля 2008 г.: одна в районе 11-го километра дороги на Приморск, но на значительном удалении от этой трассы (порядка 3 км в сторону); вторая — на опушке леса в районе села Соколовка также в стороне от дороги на село Соколовка. Оба прибора были закопаны в грунт на глубину порядка 40 см и тщательно замаскированы.

Донный сейсмограф был установлен 2 апреля 2008 г. в Балтийском море на траверзе села Куликово на глубину 20 м, работы выполнялись с борта судна "Кембрий", судовладелец – ООО "ЛУКОЙЛ–Калининградморнефть".

В схеме постановки прибора на дно была предусмотрена система всплытия, состоящая из притопленного буя и использующая акустический размыкатель балласта. Сейсмограф крепился к бую с помощью 100-метрового отрезка капронового буйрепа. Для подъема системы на борт судна предполагалось подать команду на всплытие по акустическому каналу связи, по которой размыкатель должен сбросить балласт, а притопленный буй всплыть на поверхность моря.

Автономные сейсмические станции ИО РАН (донная и наземные), установленные в начале апреля 2008 г., были сняты 1 и 3 июля 2008 г. (табл. 1); таким образом, продолжительность синхронной работы приборов составила 3 мес.

Подъем донного сейсмографа был выполнен с катера Морского венчурного бюро и происходил при волнении моря 0.5 балла и скорости дрейфа 0.3 узла. Попытки поднять донный сейсмограф в штатном режиме по акустической команде ни к чему не привели, как выяснилось в дальнейшем, из-за неисправности источников питания размыкателя троса Агар-МП. Сейсмограф был поднят тралением. Катер, используя навигационный приемник GPS, вышел в точку, расположенную в 50 м от середины капронового буйрепа длиной 100 м, соединяющего донный сейсмограф и притопленный буй. В дрейфе за борт был выпущен трал, которым удалось зацепить буйреп, после этого все устройства были подняты на борт катера.

В 2009 г. положение наземных сейсмических станций практически не изменилось, а донный сейсмограф был приближен к платформе Д6 на расстояние порядка 15 км (см. рис. 1).

ОБРАБОТКА И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ 2008 Г.

На первом этапе обработки полученных данных было решено выделить на записях сигналы сильных и умеренных удаленных землетрясений, которые в отличие от местных слабых землетрясений гораздо легче обнаружить на фоне интенсивных сейсмических шумов, периодически появляющихся на записях как донного, так и наземных сейсмических станций.

Природа этих шумов и образцы записей приведены в работе [Ковачев, 2008], поэтому здесь не дается их описание, только перечисляются их источники. Для наземных приборов — это, прежде всего, шумы от автотранспорта; менее интенсивными являются помехи от дождя и ветра. Для донного сейсмографа — это шумы волнения моря, кроме того, на записях прибора эпизодически появляются сигналы от проходящих судов, помехи от воздействия придонной фауны и прибойного эффекта.

Во время работы станций 12 мая 2008 г. в 6 ч 28 мин по Гринвичу в Восточном Сычуане (Китай) произошло землетрясение с магнитудой M = 8, повлекшее за собой человеческие жертвы и разрушения. Параметры землетрясения были определены Геофизической службы (ГС) РАН в г. Обнинске с использованием станционных данных, полученных с цифровых и аналоговых сейсмических станций России, стран СНГ и зарубежья [http://www.ceme.gsras.ru/cgi-bin/new/quake_stat.pl?sta = 20081536&l = 0].

На рис. 2 представлены фрагменты записей этого землетрясения, полученные цифровыми станциями, входящими в систему IRIS (International Research Institute of Seismology) [https://www.iris.edu/hq/]: Талая (TLY, $\Delta = 20.5^{\circ}$), Ала Арча (ААК, $\Delta = 25.6^{\circ}$), Курчатов (KURK, $\Delta = 26.8^{\circ}$), Боровое (BRVK, $\Delta =$ $= 32.4^{\circ}$), Арти (ARU, $\Delta = 40^{\circ}$), Сеймчан (SEY, $\Delta =$ $= 44.4^{\circ}$), Диего Гарсиа (DGAR, $\Delta = 48.4^{\circ}$), Кисловодск (KIV, $\Delta = 48.7^{\circ}$), Ловозеро (LVZ, $\Delta = 53.5^{\circ}$), Пулково (PUL, $\Delta = 55.2^{\circ}$), $\Delta -$ угловое расстояние по дуге большого круга [http://www.ceme.gsras.ru/cgi-bin/new/quake_stat.pl?sta = 20081536&l = 0].

Сигналы этого землетрясения были обнаружены на записях всех трех сейсмографов ИО РАН, работавших в Калининградской области (рис. 3а–3в). На станции АСС-5 (рис. 3б) сигнал землетрясения искажен помехой от проезжавшего автомобиля, поэтому он менее выразительный, чем на станции АСС-4 (рис. 3а). Наиболее отчетливая запись донного сейсмографа получена гидрофонным каналом и вертикальным сейсмоприемником Z (рис. 3в).

Необходимо отметить, что автономные сейсмографы ИО РАН в отличие от цифровых станций системы IRIS (рис. 2) предназначены для регистрации местных землетрясений и имеют соответствующую частотную характеристику (диапазон регистрируемых частот 3–30 Гц по уровню 0.7). Поэтому регистрация удаленного землетрясения, произошедшего на весьма большом эпицентральном расстоянии порядка 58 дуговых градусов или 6500 км (в таком случае в сигнале доминируют частоты 0.5–2 Гц), является довольно редким событием.

Сейсмографы ИО РАН записали только продольные волны от этого землетрясения, поперечные и, тем более, поверхностные волны, имеющие гораздо более низкие частоты (см. сейсмограммы на рис. 2), автономными станциями не были записаны. Однако соотношение сигнал/шум для первого и последующих вступлений продольных волн, полученное гидрофонным каналом донного сейсмографа, по крайней мере, на порядок больше аналогичного соотношения, полученного широкополосным сейсмографом на сейсмостанции Пулково (см. нижнюю сейсмограмму на рис. 2).

Эпицентральное расстояние от эпицентра Сычуанского землетрясения до сейсмостанции Пулково составляет 55° и меньше эпицентрального расстояния до донного сейсмографа ИО РАН



Рис. 2. Фрагменты записей землетрясения 2008-05–12 06:28:00 (Гринвич) в Восточном Сычуане, полученные цифровыми станциями: Талая (TLY), Ала Арча (ААК), Курчатов (KURK), Боровое (BRVK), Арти (ARU), Сеймчан (SEY), Диего Гарсиа (DGAR), Кисловодск (KIV), Ловозеро (LVZ), Пулково (PUL) по данным Службы срочных донесений ГС РАН [http://www.gsras.ru/cgi-bin/new/info_quake.pl?mode = 1&id = 252]. Горизонтальная ось – эпицентральное расстояние в градусах.



Рис. 3. Запись землетрясения 2008-05-12 06:28:00 (Гринвич) в Сычуане, полученная автономными сейсмографами ИО РАН: (а) – АСС-4, (б) – АСС-5, (в) – ДС-2. *X*, *Y* – горизонтальные и *Z* – вертикальный каналы сейсмографов, "Гидрофон" – запись приемника колебаний придонного давления; *P* – момент прихода прямой продольной волны; *PcP* – момент прихода продольной волны, отраженной от границы мантия–ядро Земли.



Рис. 4. Сейсмограммы землетрясения 09 мая 2008 г. (время в очаге – 15 ч 06 мин 35.1 с, магнитуда – 2.8, глубина очага – 4.51 км, координаты эпицентра: $\varphi = 55^{\circ}21.59'$ с.ш., $\lambda = 20^{\circ}36.08'$ в.д.); *Z* – запись вертикального сейсмометра; *X* и *Y* и записи горизонтальных сейсмоприемников; гидрофон – запись приемника колебаний придонного давления.

(58°). Это свидетельствует о том, что автономные станции ИО РАН имеют большую чувствительность в своем диапазоне частот (3–30 Гц), чем сейсмографы сейсмостанции Пулково. Поэтому на сейсмостанции Пулково и не были зарегистрированы два местных землетрясения с магнитудами 3.4 и 3.5, произошедшие на территории Калининградской области в 2007 г. и отмеченные наземными и донными станциями ИО РАН.

Возможно также, что в момент прихода волн от Сычуанского землетрясения на сейсмостанцию Пулково здесь наблюдался высокий уровень сейсмического шума (например, штормовых микросейсм). Возможно также на регистрацию сейсмических сигналов станцией Пулково из Калининградской области влияет геологическое строение среды в месте установки станции.

Последующая обработка записей донной (ДС-2) и автономных наземных (АСС-4 и АСС-5) сейсмических станций Института океанологии РАН, которые были получены в апреле-июне 2008 г. в Калининградской области, позволила обнаружить сигналы 7 местных сейсмических событий.

Все эти землетрясения произошли в период с 9 по 28 мая и были зарегистрированы на фоне сейсмических помех с приемлемым отношением сигнал/шум. Образец записи одного из этих землетрясений представлен на рис. 4 в виде трех сейсмограмм, содержащих сигналы, отмеченные всеми станциями ИО РАН.

Определение магнитуд этих землетрясений по записям донных и автономных сейсмографов с использованием традиционных методов, т.е. замерам отношения $A_{\text{max}} \ltimes t_{\text{max}}$, где $A_{\text{max}} -$ амплитуда максимальной фазы, а *t*_{max} – ее период, вызывало затруднения, т.к. отсутствуют калибровочные кривые, описывающие затухание сейсмических волн с расстоянием для Калининградской области и восточной части Балтийского моря. Кроме того, в настоящей работе для расчета магнитуды мы использовали записи гидрофонного канала донного сейсмографа, где отношение "сигналшум" более высокое, чем на записях сейсмометрических каналов донного и, тем более, береговых сейсмических станций. Записи береговых станций в значительной степени "зашумлены" сигналами от автотранспорта, поэтому полученные ими данные для определения магнитуд не использовались.

Причины, заставляющие использовать записи гидрофона, также описаны в работе [Левин и др., 2010]: "Следует отметить, что гидрофонные записи слабых сейсмических событий, удаленных от места регистрации, как правило, сильно искажены шумами, и определение периода сигнала в фазе максимальной амплитуды представляет серьезное затруднение". Определение амплитуд сейсмического сигнала на сейсмометрических каналах донных сейсмографов также затруднено из-за искажений, привносимых в запись наличием рыхлого обводненного слоя донных осадков.

NºNº	Слой	Глубина кровли и подошвы слоя, км	Скорость V _P , км/с
1	Осадки	0-3	2.3
2	"Гранито-диориты"	3-10	3.0
3	"Граниты"	10-26	5.6
4	"Базальты"	26-41	6.4
5	Верхняя мантия	-//-	8.2

Таблица 2. Скоростная модель среды для Калининградской области и примыкающей акватории Балтийского моря, использованная для определения координат местных землетрясений

Для расчета магнитуд землетрясений была использована длительность записи сигналов (τ). Было использовано соотношение между M_D и τ в виде:

$$M_p = 3.24 \lg t - 3.84, \tag{1}$$

где τ – длительность коды сигнала землетрясения, т.е. время между приходом первого вступления продольной волны и временем, когда амплитуда коды не более чем в 1.5 раз превышает амплитуду фонового сейсмического шума. Это соотношение было получено в результате серии экспериментов с донными сейсмографами в районе о. Крит в Эгейском море [Соловьев, Ковачев, 1996; Соловьев и др., 1993]. Кроме того, формулу, полученную на основе таблицы Соловьева-Ковачева", авторы работ [Левин и др., 2010; Борисов, 2013; Sasorova et al., 2008] использовали при определении магнитуд микроземлетрясений в нескольких сериях гидроакустических измерений. Эти измерения проводились в различных акваториях Тихоокеанского побережья и в сейсмоактивных районах Сахалино-Курильского региона.

Магнитуды, определенные по длительности сигнала (M_D) всех 7 землетрясений оказались относительно небольшими (2.5–3).

На сейсмограммах (см. рис. 4) четко выделяются вступления продольных (*P*) волн, поперечные (*S*) волны имеют меньшую выразительность и небольшую амплитуду. Достоверность определений их времен прихода контролировалась графиком Вадати, который демонстрирует прямопропорциональное соотношение между временами пробега волн *P* от очага к станции и разностей времен *S*-*P* для набора станций:

$$t_{S} - t_{P} = (1 - V_{P}/V_{S})(t_{P} - t_{0}), \qquad (2)$$

где: t_P и t_S — моменты вступлений продольных и поперечных волн; V_P и V_S — скорости продольных и поперечных волн соответственно; t_0 — время в очаге землетрясения. землетрясения и отношение скоростей продольных и поперечных сейсмических волн.

Координаты эпицентров, глубины очагов и магнитуды местных землетрясений определялись с помощью программы НҮРО-71 [Lee, Lahr, 1985]. Времена вступлений продольных и поперечных волн на разных станциях, а также файлы, содержащие данные о скоростном строении земной коры и координаты сейсмических станций, являются входными данными для программы HYPO-71. С помощью этой программы рассчитываются также ошибки их вычисления и время в очаге землетрясения. Заданная для расчетов скоростная модель среды приведена в табл. 2. Она построена по данным глубинного сейсмического зондирования, проводившегося непосредственно в акватории Балтийского моря с использованием донных сейсмографов, результаты которого описаны в работе [Островский, 1998].

Результаты расчетов по программе НҮРО-71 приведены в табл. 3. Очаги всех семи обработанных землетрясений оказались расположенными в Балтийском море к северу от Самбийского п-ова вблизи нефтедобывающей платформы Д6.

Для проверки полученной информации были просмотрены оперативные бюллетени и представленные на сайтах записи сейсмических станций Швеции [http://snsn.geofys.uu.se/]. Кроме того, подобная информация была получена такая же с сайта норвежской системы NORSAR, созданной для слежения за ядерными испытаниями на о. Новая Земля. Система имеет антенную структуру и высокую чувствительность [https://www.norsar.no/NDC/bulletins/].

Из 7 землетрясений, зарегистрированных сейсмостанциями ИО РАН, все 7 сейсмических событий были отмечены системой NORSAR (табл. 4) и 6 из них сейсмическими станциями Швеции (табл. 5).

На рис. 5 приведена сейсмограмма норвежской станции HFS [https://www.norsar.no/NDC/bulletins/], входящей в систему NORSAR, на которых стрелками отмечены приходы волн от Балтийских землетрясений, произошедших 13 мая 2008 г. и записанных сейсмографами ИО РАН. Следует отметить достаточно высокое качество и надежность записи этих землетрясений, что свидетельствует о хороших возможностях мониторинга сейсмической обстановки в акватории Восточной Балтики системой NORSAR.

Дата Год-месяц-день	Время в очаге ч мин с	С. широта градмин	В. долгота градмин	Глубина очага, км	Магнитуда <i>М</i> _D	Эпицентральное расстояние в км	RMS c	Er.Z км	Er. <i>H</i> км
2008-05-09	15 h 06 m 35.1 s	55-21.59	20-36.08	4.51	2.8	46	0.04	2.2	0.4
2008-05-10	0 9h 02 m 30.1 s	55-20.17	20-33.69	8.6	3	43	0.08	0.9	0.3
2008-05-10	16 h 38 m 41.9 s	55-23.02	20-35.22	5.85	2.8	48	0.13	6.7	1.4
2008-05-11	22 h 38 m 43.8 s	55-19.84	20-36.51	5.89	2.9	43	0.15	3.1	3.7
2008-05-13	12 h 37 m 55.9 s	55-17.39	20-32.03	2.31	2.5	38	0.22	10.3	2.1
2008-05-13	16 h 21 m 02.9 s	55-19.22	20-33.83	1.73	2.6	41	0.04	2	0.4
2008-05-28	11 h 04 m 28.9 s	55-20.97	20-33.52	1.35	2.5	44	0.14	6.7	1.4

Таблица 3. Параметры очагов землетрясений в мае 2008 г. в Балтийском море по данным автономных сейсмических станний ИО РАН

Таблица 4. Параметры очагов землетрясений в мае 2008 г. в Балтийском море по данным норвежских сейсмических станций системы NORSAR (автоматическое определение)

Дата Год-месяц-день	Время в очаге ч мин с	С. широта градмин	В. долгота град-мин	Глубина очага км	Магнитуда <i>М_D</i>	Эпицентральное расстояние в км	RMS c	Er.Z км	Er. <i>H</i> км
2008-05-09	15 h 06 m 33.0 s	55-53.4	20-37.8	-	2.20	625.5	2.09	_	_
2008-05-10	09 h 02 m 33.0 s	55-36.0	20-31.8	-	2.48	647.8	2.42	—	_
2008-05-10	16 h 38 m 43.0 s	56-09.0	20-15.0	-	2.21	588.1	1.66	—	_
2008-05-11	22 h 38 m 36.0 s	55-24.0	20-31.8	-	2.10	665.9	2.03	—	_
2008-05-13	12 h 37 m 57.0 s	56-48.0	20-31.8	-	2.15	604.1	0.57	—	—
2008-05-13	16 h 21 m 02.0 s	55-53.4	20-37.8	-	2.27	625.5	1.46	—	—
2008-05-28	11 h 04 m 54.0 s	56-17.4	20-58.8	_	2.10	605.3	0.50	_	-

На рис. 1 кроме положения сейсмических станций ИО РАН показано также распределение эпицентров района Юго-Восточной Балтики по данным разных источников: сейсмических служб Швении (университет Упсала). Норвегии (NOR-SAR), Геологической службы США (NEIC) и Института океанологии РАН. Из рис. 1 видно, что акватория Балтийского моря, примыкающая к Куршской косе, является сейсмически активным районом, где происходят микро- и слабые землетрясения с магнитудами до 3.5. Землетрясения этого района отмечаются сейсмической службой Швешии и сейсмической системой NORSAR.

Серия из 7 микросейсмических событий с магнитудами от 2.5 до 3 из района установки платформы Д6 была отмечена автономными сейсмическими станциями ИО РАН (рис. 6 и рис. 7). Расстояния локализованных эпицентров до платформы Д6 по данным ИО РАН составили от 2.5 до 7.5 км. Очаги этих землетрясений были определены на глубинах от 1.3 до 8.5 км (рис. 7, табл. 3). В то же время сейсмическая система NORSAR показывает, что эпицентры этих землетрясений

Таблица 5. Параметры очагов землетрясений в мае 2008 г. в Балтийском море по данным шведских сейсмических станций

Дата Год-месяц-день	Время в очаге ч мин с	С. широта градмин	В. долгота градмин	Глубина очага км	Магнитуда <i>М_D</i>	Эпицентральное расстояние в км	RMS c	Er.Z км	Ег. <i>Н</i> км
2008-05-09	15h 06m 29.7s	55-36.1	20-46.98	-	2.7	269	0.247	_	-
2008-05-10	09h 02m 32.0s	55-35.4	20-52-2	_	2.7	271	0.257	_	_
2008-05-10	16h 38m 37.2s	55-41.6	20-38.52	-	2.7	256	0.252	_	_
2008-05-11	22h 38h 39.6s	55-35.28	20-27.24	-	2.9	261	0.309	_	_
2008-05-13	12h 37m 52.0s	55-36.1	20-47.64	-	2.7	270	0.292	_	_
2008-05-13	16h 21m 01.3s	55-43.74	20-34.32	-	2.8	250	0.308	-	_
2008-05-28	Не зарегистрировано								

Примечание к табл. 3, 4, 5: RMS – среднеквадратичная невязка моментов прихода волн от землетрясения на станции в с; Er.Z – ошибка определения плановых координат эпицентра в км; Er.H – ошибка определения глубины очага в км.

103

КОВАЧЕВ, КРЫЛОВ



Рис. 5. Сейсмограмма норвежской станции HFS, входящей в систему NORSAR от 13 мая 2008 г. [https://www.jordsk-jelv.no/seismogram/]. Запись вертикального короткопериодного сейсмоприемника, фильтрация 2–8 Гц. Моменты прихода сейсмических волн от Балтийских землетрясений отмечены стрелками.

удалены от Д6 на расстояния от 10 до 100 км и расположены не плотной группой, как в случае очагов, определенных по данным ИО РАН, а растянутой цепочкой меридионального простирания (см. рис. 6). Определения координат очагов этих же землетрясений по данным сейсмических станций Швеции дают другую пространственную картину — эпицентры образуют треугольную область со сторонами порядка 20 км, расположенную на расстоянии около 40 км от платформы Д6 (рис. 6).

По-видимому, наиболее достоверными определениями координат эпицентров этих землетрясения являются вычисления ИО РАН потому, что:

1. Сеть сейсмических станций ИО РАН расположена на расстоянии 40 км от изучаемого района, ближайшая шведская сейсмостанция — на



Рис. 6. Карта эпицентров майских землетрясений 2008 года района Балтийского моря, построенная по следующим данным: 1 — сейсмической службы Швеции [http://snsn.geofys.uu.se/]; 2 — системы NORSAR [http://www.nor-sar.no/NDC/bulletins/]; 3 — наблюдений ИО РАН.

расстоянии порядка 300 км, а самая близкая сейсмостанция NORSAR - на расстоянии 580 км.

2. Землетрясения в районе Д6, произошедшие в мае 2008 г., определены системой NORSAR автоматически с помощью обрабатывающих программ без участия оператора, и могут быть некорректными, как указывается на сайте системы NORSAR [http://www.norsar.no/NDC/bulletins/].

3. Даже уточненные координаты балтийских землетрясений по данным системы NORSAR приводятся в каталогах с систематической ошибкой: эпицентры сдвигаются к север-северо-востоку на расстояние порядка 25 км, как это видно на рис. 1. На рис. 1 показано положение эпицентров сильных землетрясений Калининградской области, произошедших в сентябре 2004 г. по данным шведских сейсмостанций, системы NORSAR и Геологической службой США (NEIC).

4. Кроме того, система NORSAR занижает магнитуды землетрясений на 0.2–0.7 единиц относительно альтернативных оценок, полученных

по данным временной сети ИО РАН (табл. 3– табл. 5, рис. 1). Скорее всего по причине, указанной в пункте 1.

О ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯХ ТЕХНОГЕННОЙ ПРИРОДЫ В РАЙОНЕ КРАВЦОВСКОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ В 2009 Г.

Сейсмические записи, полученные в июле– сентябре 2009 г. подтвердили наличие очагов слабых землетрясений в районе платформы Д6. Всего было отмечено 12 характерных сейсмических сигналов на записях донного сейсмографа ДС-2 (рис. 8). Зарегистрированные сейсмические сигналы (см. рис. 8) значительно различаются по амплитуде, но при этом, они весьма похожи друг на друга по форме записи и спектральному составу.

Это свидетельствует о сходных условиях генерации отмеченных землетрясений и одинаковых условиях распространения сейсмических волн. Иначе говоря, их очаги расположены близко друг к другу.



Рис. 7. Эпицентры землетрясений (диапазон магнитуд $M_L = 2.5-3$), произошедших в мае 2008 г. в районе платформы Д6, с указанием глубины очага в километрах по данным сейсмостанций ИО РАН.

Разность вступлений продольных *P*- и поперечных *S*-волн на всех сейсмограммах (рис. 8) практически одинаковая и составляет 2.0–2.3 с. Это дает возможность оценить гипоцентральное расстояние от донного сейсмографа (ДС-2, см. рис. 1) до очагов землетрясений. При условии, что величина скорости распространения фиктивных волн (волны *S*-*P*) в верхней слое осадков может находиться в пределах 5–6 км/с, получаем диапазон значений d = 10-14 км (расстояния, близкие к дистанции между донным сейсмографом и платформой Д6, см. рис. 1).

Из 12 характерных сейсмических сигналов, записанных донным сейсмографом ДС-2, наземными сейсмостанциями АСС-4 и АСС-5 было зарегистрировано только 7 из-за высокого уровня шумов экзогенной природы на суше и удаленности точек приема от источников сигнала (60–70 км). Сейсмограммы наиболее сильного землетрясения, произошедшего 16 июля в 15 ч 44 мин(Калининградское время), имевшего магнитуду $M_L = 3.3$ и отмеченного всеми сейсмографами ИО РАН, представлены на рис. 9. Сейсмостанциями Швеции и Норвегии эти землетрясения зарегистрировано не были.

Наиболее "выразительная" запись получена гидрофоном и вертикальным сейсмоприемником *Z* донного сейсмографа ДС-2 (верхняя сейсмограмма на рис. 9). На этих каналах сейсмический сигнал имеет классическую форму морского землетрясения. Наблюдаются четкие вступления продольных (P) и поперечных (S) волн, причем амплитуда поперечной волны более чем в 5 раз превышает амплитуду продольной волны. На записях присутствует акустическая Т-фаза, характерная для событий в акваториях, которая может конвертироваться обратно в сейсмические волны, когда достигает побережья. На горизонтальных каналах Х и У (верхняя сейсмограмма на рис. 9) вступления продольных и поперечных волн гораздо менее четкие, и отношение амплитуды волн S к амплитуде волн P не превышает 3. Это может свидетельствовать о том, что данное землетрясение может иметь техногенную природу. Согласно работе [Асминг и др., 2010] отношение амплитуд поперечных и продольных волн S/P > 3 свидетельствует в пользу того, что событие является тектоническим землетрясением, хотя при этом отмечают, что этот критерий не является абсолютно достоверным.

Кроме того, на техногенный характер обнаруженных сейсмических событий указывают небольшие глубины их очагов (первые километры).

Изменения пластового давления в области нефтеносного пласта, происходящие в процессе откачки углеводородов и закачки воды, не могут



Рис. 8. Сигналы землетрясений из района Кравцовского месторождения, зарегистрированные донным сейсмографом ДС-2 (гидрофонный канал) в 2009 г.

приводить к значительному росту касательных напряжений в твердой среде, поэтому, специфика поперечных волн от зарегистрированных землетрясений может свидетельствовать об их техногенной природе. На это же указывает малая глубина очагов этих сейсмических событий.

Отношение сигнал/шум для сигнала землетрясения, произошедшего 16 июля в 15 ч 44 мин 2009 г., на сейсмограммах наземных станций АСС-4 и АСС-5 существенно меньше отношения сигнал/шум на записях донного сейсмографа ДС-2 (см. нижнюю и среднюю сейсмограммы на рис. 9). Это можно объяснить большими эпицентральными расстояниями до наземных станций по сравнению с расстоянием до донного сейсмографа (Δ ~ 60-70 км для станций АСС-4, 5 и Δ ~ 10-14 км для станции ДС-2) и более высоким уровнем фонового сейсмического шума на суше. Причем в точке установки АСС-4 фоновый шум выше, чем в точке установки АСС-5, это видно при сравнении нижней и средней сейсмограмм на рис. 9.

На этих же сейсмограммах видно, что вступления поперечных волн на записях наземных сейсмографов маловыразительны. В процессе обработки были построены амплитудные спектры всех 12 характерных сейсмических сигналов возможной техногенной природы (сейсмограммы см. на рис. 8). Эти спектры представлены на рис. 10, причем номера кривых, показанных на рис. 8, совпадают с номерами спектральных кривых, представленных на рис. 10. В данном случае использовались записи гидрофонного канала донного сейсмографа.

Из рис. 10 видно, что спектральные кривые техногенных землетрясений имеют ряд особенностей.

1. Спектральный состав этих землетрясений находится в относительно узкой полосе частот – 8–16 Гц алогично импульсным сейсмическим сигналам, регистрируемым при разработке угольных месторождений [Опарин и др., 2009].

2. Зависимость спектрального состава и формы спектров сигналов возможно техногенных землетрясений от магнитуды сейсмического события не явная, если она не превышает величины $M_L = 3.0$. Все кривые на рис. 10 кроме графика № 9 имеют примерно одинаковую форму. Для более сильного землетрясения ($M_L = 3.3$, кривая № 9)


Рис. 9. Сейсмограммы землетрясения, произошедшего 16 июля в 15 ч 44 мин 2009 г. ($M_L = 3.3$), зарегистрированного сейсмографами ДС-2, АСС-5 и АСС-4; Z – вертикальный сейсмометрический канал; X и Y – горизонтальные сейсмометрические каналы; гидрофон – запись колебаний придонного давления.



Рис. 10. Спектры техногенных землетрясений, происходящих в районе Кравцовского месторождения, зарегистрированных донным сейсмографом ДС-2 (гидрофонный канал).

наблюдается небольшое смещение спектра в сторону низких частот.

3. Основная спектральная компонента фонового шума на записях колебаний придонного давления приходится на частоту 2.5 Гц. Перед расчетами спектров записи были отфильтрованы с помощью полосового фильтра Баттерворта 4 порядка с полосой пропускания 5–25 Гц. Спектр шума (пунктирная кривая на рис. 10) имеет спектральный максимум на частотах 0.2–0.3 Гц. Вызванный, скорее всего, волнением моря.

Представляется интересным сделать сравнение спектральных кривых сигналов землетрясений предположительно техногенной и заведомо тектонической природы. С этой целью нами были выбраны записи сейсмических сигналов, полученные в районе центральной части Курильской островной дуги и в акватории Среднего Каспия. Выбранные сейсмические события близки по параметрам к балтийскому землетрясению, зарегистрированному 15 июля 09 ч 08 мин 2009 г. Магнитуда курильского землетрясения составляла $M_L = 2.8$, эпицентральное расстояние $\Delta = 3$ км, наклонная дальность (гипоцентральное расстояние *d*) приблизительно 10 км. Магнитуда каспийского землетрясения составляла $M_L = 2.8$, $\Delta = 13$ км, d = 15 км. Магнитуда балтийского землетрясения составляла $M_L = 2.7, \Delta = 10$ км, d = 12 км.

Все эти сигналы были записаны однотипными донными сейсмографами, имеющими идентичные параметры гидрофонных каналов. Их сейсмограммы представлены на рис. 11, а спектры на рис. 12а.

Судя по спектральным кривым, показанным на рис. 12а, спектральные составляющие балтийского землетрясения находятся в относительно узкой полосе частот 10—16 Гц в отличие от землетрясений явно тектонической природы (курильского и каспийского), для которых основная область спектра расположена в диапазоне 3—20 Гц. Резкий минимум спектральной кривой каспийского землетрясения на частоте порядка 12 Гц (штрихпунктирная кривая на рис. 12) можно объяснить местными грунтовыми условиями в точке приема сейсмических сигналов.

Возможно, что необычно узкая полоса частот, составляющих спектр балтийских землетрясений, указывает на их техногенное происхождение.

Опыт сейсмологического мониторинга разрабатываемых угольных месторождений показывает, что над областью отрабатываемого пласта ре-



Рис. 11. Сейсмограммы землетрясений, зарегистрированных донными сейсмографами в различных акваториях (записи колебаний придонного давления, гидрофоны).



Рис. 12. (а) – Спектры сигналов землетрясений, представленных на рис. 11; (б) – обобщенные спектры низкочастотных сейсмических колебаний (*I*) и микросейсм (*2*) над областью отрабатываемого пласта из книги [Опарин и др., 2009].

гистрируются низкочастотные (как их называют авторы) сейсмические сигналы, имеющие достаточно узкополосый спектр, показанный на рис. 126 [Опарин и др., 2009].

Как уже отмечалось, из 12 зарегистрированных донным сейсмографом ДС-2 характерных сейсмических сигналов наземными сейсмическими станциями АСС-4 и АСС-5 были записаны только 7. Для этих землетрясений были рассчитаны координаты эпицентров и глубины очагов. Они приводятся в табл. 6.

Все 7 локализованных эпицентров землетрясений даже с учетом ошибок попадают в район разработки Кравцовского месторождения (рис. 13), т.е. результаты сейсмологического мониторинга 2009 г. подтверждают информацию 2008 г. о наличии техногенной сейсмичности в районе Д6, представленную слабыми и микроземлетрясениями с магнитудами $M_L = 0.7-3.3$.

Дата Год-месяц-день	Время в очаге ч мин с	С. широта градмин	В. долгота градмин	Глубина очага, км	Магнитуда <i>М_D</i>	Эпицентральное расстояние в км	RMS c	Er.Z км	Er. <i>H</i> км
2008-07-14	16 h 35 m 15.3 s	55-20.85	20-29.35	4.51	2.01	16	0.12	1.18	0.95
2008-07-15	9 h 8 m 37.9 s	55-19.5	20-31.75	8.6	2.03	13	0.12	1.27	1.02
2008-07-15	9 h 32 m 43.1 s	55-19.52	20-38.56	5.85	2.00	6	0.07	0.18	0.1
2008-07-15	9 h 53 m 36.0 s	55-17.86	20-37.19	5.89	1.91	8	0.11	0.28	0.21
2008-08-20	11 h 51 m 28.9 s	55-14.65	20-40.73	2.31	1.87	10	0.09	3.67	3.99
2008-07-16	15 h 13 m 59.5 s	55-19.81	20-34.89	1.73	2.04	10	0.09	0.58	0.36
2008-07-16	15 h 44 m 21.6 s	55-20.77	20-35.28	1.35	2.00	10	0.09	0.73	0.42

Таблица 6. Параметры очагов землетрясений в 2009 г. в Балтийском море по данным автономных сейсмических станций ИО РАН

Таким образом, в результате сейсмологического мониторинга Кравцовского месторождения, проводившегося ИО РАН в 2008–2009 гг. было установлено, что наличие эпицентров землетрясений в районе нефтедобычи на платформе Д6 весьма вероятно и требует к себе повышенного внимания, поскольку они могут иметь техногенную природу, связанную с интенсивной откачкой нефти. Этот фактор необходимо учитывать, оценивая сейсмическую опасность для западной части Калининградской области и примыкающей к ней акватории Балтийского моря. Основываясь на приведенных выше данных, сделаем оценку параметров возможных сейсмических воздействий на конструкции платформы Д6. Выберем эпицентральное расстояние $\Delta = 0$, т.е. землетрясение с магнитудой M_{LH} (M_S) = 5.0 согласно работе [Уломов и др., 2008] может произойти непосредственно под платформой. За глубину очага h, по-видимому, необходимо принять среднюю глубину землетрясений предположительно техногенной природы, обнаруженных под платформой Д6, поскольку тектоническое землетрясение с параметрами из работы [Уломов и др.,



Рис. 13. Эпицентры землетрясений, предположительно техногенной природы, в районе платформы Д6 по результатам сейсмологического мониторинга в 2008 и 2009 гг.

2008] может быть спровоцировано техногенными землетрясениями, т.е. разрыв твердой среды может начаться на глубинах, где происходят техногенно-индуцированные землетрясения. Среднее значение глубин очагов землетрясений согласно данным сейсмологического мониторинга ИО РАН составляет h = 4.3 км.

Используя уравнение из работы [Гусев, Шумилина, 1999], описывающей затухание интенсивности сейсмических сотрясений *I_{MSK}* в баллах шкалы *MSK-64* от эпицентрального расстояния:

$$I_{MSK} = 1.5M_{LH} - 3.5 \lg \sqrt{\Delta^2 + h^2} + 3.0,$$
 (3)

где: $M_{LH}(M_S)$ — магнитуда землетрясения; h — глубина очага в км; Δ — эпицентральное расстояние в км, получаем $I_{MSK} = 8.3$ балла шкалы MSK-64.

выводы

В настоящей статье была сделана попытка оценить сейсмическую опасность для объектов обустройства Кравцовского месторождения углеводородов с учетом обнаруженных в его пределах слабых землетрясений возможно техногенно-индуцированной природы.

В результате сейсмологического мониторинга, проводившегося силами ИО РАН на западе Калининградской области и в акватории Балтийского моря в районе Кравцовского месторождения с использованием высокочувствительных автономных донных и наземных сейсмографов, были обнаружены слабые землетрясения возможно техногенной природы с эпицентрами в районе морской платформы Д6. Учет влияния техногенной сейсмичности на степень сейсмической опасности региона может увеличить значение балльности максимально возможного сейсмического воздействия до величины 8.3, а, принимая во внимание, неблагоприятные грунтовые условия (рыхлые обводненные пески и супеси) – до величины 8.8 балла. Такие воздействия опасны для конструкций платформы и подводного нефтепровода и могут приводить к аварийным разливам нефти.

Необходимо отметить, что сделанные оценки являются предварительными. Для получения более достоверных параметров максимально возможных сейсмических воздействий на объекты обустройства Каравцовского месторождения необходимо выполнить целый комплекс работ.

Во-первых, необходимо продолжать наблюдения за естественной и техногенной сейсмичностью района Кравцовского месторождения с помощью автономных сейсмографов, переходя от эпизодических наблюдений к непрерывным. Кроме того, необходимо отметить, что использование для этого береговых сейсмографов малоэффективно из-за их удаленности от исследуемого объекта и высокого уровня шумов эндогенной природы на суше. Береговые станции, расположенные на расстояниях более 60 км от Д6 не в состоянии регистрировать землетрясения с магнитудой менее 2, происходящие в районе Кравцовского месторождения с приемлемым отношением сигнал/шум, что существенно влияет на точность определения координат эпицентров землетрясений и глубин очагов. Оптимальная сейсмическая сеть для мониторинга Кравцовского месторождения должна состоять, как минимум, из трех донных сейсмографов, установленных на расстоянии 5–10 км от платформы Д6.

В дальнейшем необходимо разместить постоянно действующую систему геодинамического мониторинга (СГДМ), состоящую из донных сейсмических станций, окружающих платформу Д6, информация с которых по донным кабельным линиям поступает в центр сбора, расположенный на платформе. Такая система разработана в ИО РАН и эксплуатируется на месторождении им. Ю. Корчагина (Северный Каспий) [Лобковский, Ковачев, 2010]. Или адаптировать для моря и установить в районе Кравцовского месторождения систему сейсмодеформационного мониторинга техногенных землетрясений и горных ударов, описанную в книге [Опарин и др., 2009].

Во-вторых, необходимо выполнить весь комплекс мероприятий по уточнению исходной сейсмичности (УИС), который должен включать: новые данные по разломной тектонике региона; уточнению параметров основных сейсмотектонических зон района; уточнение параметров повторяемости землетрясений; уточнение моделей затухания интенсивности сейсмических сотрясений в земной коре и др.

В-третьих, необходимо выполнить сейсмическое микрорайонирование (СМР) площадки, на которой установлена платформа Д6, и трассы подводного нефтепровода для учета влияния свойств донного грунта на параметры сейсмических воздействий с использованием инструментальных методов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания № FMWE-2021-0004 (обзор тектонической и возможной техногенной сейсмичности Калининградского региона), при финансовой поддержке ООО "ЛУКОЙЛ-КМН" (проведение морских экспедиционных работ по установке и подъему донных сейсмостанций, обработка сейсмических записей) и гранта № МК-45.2022.1.5 Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук (анализ возможной техногенной природы зарегистрированных микроземлетрясений в контексте оценки эндогенных геологических опасностей для объектов нефтегазодобычи в море).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В. Сильные природно-техногенные землетрясения как особый вид триггерной. Материалы второго Всероссийского семинара-совещания / В.В. Адушкин и Г.Г. Кочарян (ред.). Триггерные эффекты в геосистемах. 2013. М.: ГЕОС. С. 10–33.

Адушкин В.В., Турунтаев А.Б. Техногенные процессы в земной коре (опасности и катастрофы). 2005. М.: ИНЭК. 252 с.

Асминг В.Э., Кременецкая Е.О., Виноградов Ю.А., Евтюгина З.А. Использование критериев идентификации взрывов и землетрясений для уточнения оценки сейсмической опасности региона // Вестник МГТУ. 2010. Т. 13. №4/2. С. 998–1007.

Ассиновская Б.А., Овсов М.К. Сейсмотектоническая позиция Калининградского землетрясения 21 сентября 2004 года // Физика Земли. 2008. № 9. С. 32–43.

Богоявленский В.И., Богоявленский И.В., Каргина Т.Н. Особенности геологического строения и разработки нефтяного месторождения "Уилмигтон" в Калифорнии // Бурение и нефть. 2016. № 9. С. 22–27.

Борисов А.С. Широкополосные гидроакустические наблюдения сигналов микросейсмической активности южных Курильских островов в 2011–2012 гг. Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике. Материалы IV Всероссийской научной конференции. Муромский институт (филиал) Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования "Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых". 2013. С. 34–38.

Гусев А.А., Шумилина Л.С. Моделирование связи баллмагнитуда-расстояние на основе представления о некогерентном протяженном очаге // Вулканология и сейсмология. 1999. № 4–5. С. 29–40.

Ковачев С.А. Результаты сейсмологических наблюдений на западе Калининградской области и на акватории Балтийского моря // Физика Земли. 2008. № 9. С. 20–31.

Кузьмин Ю.О. Индуцированные сейсмические процессы на месторождениях нефти и газа // Проблемы недропользования. 2019. № 4. С. 9–17.

https://doi.org/10.25635/2313-1586.2019.04.009

Левин Б.В., Сасорова Е.В., Борисов С.А., Борисов А.С. Оценка параметров слабых землетрясений и их сигналов // Вулканология и сейсмология. 2010. № 3 С. 60–70.

Лобковский Л.И., Ковачев С.А. Система геодинамического мониторинга нефтегазодобычи на шельфе на примере морского нефтегазового месторождения имени Ю. Корчагина // Защита окружающей среды в нефтегазовом комплексе. 2010. № 11. С. 11–14.

Мельников Н.Н., Калашник А.И. Геодинамические риски освоения нефтегазовых месторождений Баренцрегиона и трубопроводного транспортирования углеводородного сырья // МурманшельфИнфо. 2008. Изд-во ООО "Ресурсный центр". № 4. С. 13–17.

Никонов А.А. По следам Калининградского землетрясения // Природа. 2005. № 3. С. 47–53.

Опарин В.Н. и др. Методы и системы сейсмодеформационного мониторинга техногенных землетрясений и горных ударов. Т. 1. / Н. Н. Мельников (ред.). Новосибирск: СО РАН. 2009. 304 с.

ОСР-97. Сейсмическое районирование территории Российской Федерации. Карта М: 1800000. Карта М: 1800000. 2000 / В.Н. Страхов, В.И. Уломов (ред.). М.: ОИФЗ РАН. Роскартография. 4 л.

Островский А. А. Донные сейсмоэксперименты. М.: Наука. 1998. 254 с.

Рогожин Е.А., Овсюченко А.Н., Горбатиков А.В., Лутиков А.И. Оценка сейсмической опасности г. Калининград в детальном масштабе // Сейсмостойкое строительство. Безопасность сооружений. 2014. № 4. С. 19–27.

Родкин М.В., Рукавишникова Т.А. Вызванная сейсмичность: серьезная угроза добычи сланцевой нефти? // Актуальные проблемы нефти и газа. 2018. № 3(22). С. 1–11.

https://doi.org/10.29222/ipng.2078-5712.2018-22.art39. http://oilgasjournal.ru

Соловьев С.Л., Ковачев С.А. Определение магнитуд микроземлетрясений по донным сейсмологическим наблюдениям // Физика Земли. Т. 32. № 5. 1996. С. 26–30.

Соловьев, С.Л. Ковачев С.А., Кузин И.П., Воронина Е.В. Микросейсмичность Эгейского и Тирренского морей по наблюдениям донных сейсмографов. М.: Наука. 1993. 160 с.

СП 14.13330.2018 Строительство в сейсмических районах. Актуализированная редакция СНиП II-7-81* (с Изменением № 1). ЦНИИСК им. В.А. Кучеренко. 2018. https://docs.cntd.ru/document/550565571

Уломов В.И., Акатова К.Н., Медведева Н.С. К оценке сейсмической опасности в Калининградской области // Физика Земли. 2008. № 9. С. 3–19.

Уломов В.И., Богданов М.И., Трифонов В.Г. и др. Общее сейсмическое районирование территории Российской Федерации. Пояснительная записка к комплекту карт ОСР-2016 и список населенных пунктов, расположенных в сейсмоактивных зонах. 2016. ИФЗ РАН. http://seismos-u.ifz.ru/documents/zapiska_OCP_2016.pdf

Gregersen S. et al. The exceptional earthquakes in Kaliningrad district, Russia 24 September 21, 2004 // Physics of the Earth and Planetary interiors. 2007. № 164. P. 63–74.

Lee W.H.K., Lahr J.C. HYPO-71 (Revised): A computer program for determining hypocenter, magnitude and first motion pattern of local earthquake. 1985. US. Wash (D.C.) Geol. Serv. (Open-file rep. 75-311). 114 p.

Mavko, G. M.; Schulz, S.; Brown, B. D. Effects of the 1983 Coalinga, California, Earthquake on creep along the San Andreas fault // Bulletin of the Seismological Society of America. 1983. №75 (2). P. 475–489.

Sasorova E. V., Levin B. W., Morozov V. E. Hydro-seismicacoustical monitoring of submarine earthquakes preparation: observations and analysis // Adv. Geosci. 2008 № 14. P. 99–104. www.adv-geosci.net/14/99/2008/

Results of Seismological Monitoring in the Baltic Sea and Western Part of the Kaliningrad Oblast Using Bottom Seismographs

S. A. Kovachev^{a, *} and A. A. Krylov^a

^aShirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia *E-mail: kovachev@ocean.ru

In 2007–2015, Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences (IO RAS) carried out seismological observations in the water area and on the coast of the Baltic Sea using autonomous seismic stations. Here, in the area of the Sambia Peninsula, previously considered aseismic, a strong perceptible earthquake with a magnitude of about M = 4.6 occurred in 2004. The most interesting data were obtained by IO RAS in 2008–2009 from seismological monitoring using autonomous bottom and coastal seismic stations. The data obtained in 2010–2015 turned out to be unsuitable for full-scope processing due to several causes (losses of bottom seismographs, high noise level at coastal stations, etc.). Seismological monitoring in the west of the Kaliningrad region and in the adjoining area of the Baltic Sea detected weak earthquakes with magnitudes $M_L = 2.5$ -3 whose sources are confined to the development are of the Kravtsovskoe offshore oil field. Some of these earthquakes have been recorded by the stations of the Norwegian seismic array NORSAR and by the seismic stations of Sweden. The Kravtsovskoe oil field is located on the shelf northwest of the unique natural object, the Curonian Spit. The detected weak earthquakes are likely to be anthropogenic, induced by reservoir pressure disturbances as a result of intensive hydrocarbon production, and are probably precursors of a strong man-made earthquake.

Keywords: Baltic Sea, seismic hazard, seismological monitoring, ocean-bottom seismograph, man-made earthquake

УДК 550.34

СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗАПАДНОГО СЕКТОРА РОССИЙСКОЙ АРКТИКИ

© 2023 г. А. Н. Морозов^{1, 2, *}, Н. В. Ваганова², В. Э. Асминг³, С. А. Перетокин¹, И. М. Алешин¹

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

²Федеральный исследовательский центр комплексного изучения Арктики им. академика Н.П. Лаверова УРО РАН, г. Архангельск, Россия

> ³Кольский филиал Федерального исследовательского центра "Единая геофизическая служба Российской академии наук", г. Апатиты, Россия *E-mail: morozovalexey@yandex.ru

Поступила в редакцию 05.07.2022 г. После доработки 20.09.2022 г. Принята к публикации 27.09.2022 г.

В статье представлены результаты многолетних исследований по созданию сводного уточненного и унифицированного каталога землетрясений для западного сектора Российской Арктики за весь инструментальный период наблюдений, в частности, за период с 1908 по 2020 гг. Созданный каталог включает также данные о современной сейсмичности районов, ранее недоступных для детального сейсмического мониторинга. Результаты исследований позволили уточнить пространственное распределение землетрясений в регионе и сопоставить инструментальные данные с параметрами линеаментно-доменно-фокальных (ЛД Φ) моделей карт общего сейсмического районирования (ОСР) -97 и -2016. В пределах западного сектора Российской Арктики наибольшая сейсмичность проявляется в пределах зоны перехода "континент-океан" и о. Белый, архипелагов Новая Земля и Северная Земля. Сам шельф Баренцева и Карского морей характеризуется редкой и рассеянной сейсмичностью. Конфигурация, значения максимально возможных магнитуд и глубина сейсмогенных слоев доменов ЛДФ-моделей карт ОСР-97 и -2016 не всегда соответствуют инструментальным данным и требуется их корректировка. Созданный сводный уточненный каталог землетрясений может служить основой для последующих исследований, связанных с оценкой сейсмической опасности территории, построением геодинамических моделей, исследованием напряженно-деформированного состояния земной коры.

Ключевые слова: западный сектор Российской Арктики, каталог землетрясений, сейсмическая опасность, сейсмичность Арктики.

DOI: 10.31857/S0002333723020096, EDN: LIGGSU

введение

В течение всего инструментального периода обширные территории Арктики были крайне неравномерно и слабо охвачены стационарными сейсмическими наблюдениями из-за сложных климатических и географических условий, а также в силу исторических и экономических причин. Развитие инструментальных наблюдений в Арктике проходило неравномерно как во времени, так и в пространстве.

Вплоть до конца XX в., функционирующая в Арктике сеть сейсмических станций, как отмечал Г.П. Аветисов в работе [Аветисов, 1996], достаточна для проведения общего мониторинга сейсмического режима Арктического региона в целом и накоплению данных по уже известным его особенностям, но совершенно не удовлетворительна для осуществления детального изучения наиболее интересных и важных с позиций научного и прикладного аспектов узловых фрагментов сейсмоактивных зон.

В результате, как отмечал в своей работе Г.Д. Панасенко [Панасенко, 1986], складывающиеся представления о сейсмичности Арктики неполны и односторонне отражают действительность, поскольку слабые землетрясения, изучение которых дает многое для выявления пространственно-временных вариаций сейсмичности и более правильного понимания связи ее с геологическим строением региона и развивающимися в его пределах геодинамическими процессами, не участвуют в их формировании.

В основе исследований по оценке сейсмической опасности любой территории лежит сейсмический каталог, по данным которого вычисляются параметры сейсмического режима. Для Арктического региона информация об исторических и палеоземлетрясениях практически недоступна, поэтому большую роль играют землетрясения, зарегистрированные за инструментальный период. Однако вычисление основных параметров зарегистрированных землетрясений в Арктике в течение всего инструментального периода проходило в условиях малого количества станций и их удаленности от очага, с применением устаревших в настоящее время скоростных моделей и алгоритмов локации. Кроме того, бюллетени не всех функционировавших в регионе в течение XX в. сейсмических станций были доступны сейсмологам для вычисления основных параметров арктических землетрясений.

В итоге распределение эпицентров части землетрясений из современных каталогов, особенно на шельфовых территориях арктических морей, не всегда соответствует действительности [Могоzov et al., 2018; 2019; 2021]. А это, в свою очередь, может иметь последствия для будущих исследований, связанных с оценкой сейсмической опасности этих территорий. Поэтому возможны ситуации, когда недостаточный учет геодинамических факторов при разработке и эксплуатации месторождений может привести к большим экономическим потерям и экологическим последствиям.

С конца XX и в начале XXI веков начался процесс интенсивного развития инструментальных наблюдений в Арктике. Количество зарубежных и отечественных сейсмических станший. оснашенных современной высокочувствительной аппаратурой, существенно увеличилось. Расширилась и географическая представительность стационарных сейсмических станций (рис. 1). В настоящий момент в Арктике функционирует наиболее плотная сеть стационарных сейсмических станций за весь период инструментальных наблюдений. Установка новых стационарных сейсмических станций позволила создать благоприятные условия для регистрации низкомагнитудных землетрясений в районах Арктики, ранее недоступных для детального сейсмического мониторинга, в том числе западного сектора Российской Арктики [Antonovskaya et al., 2020].

Однако, как и в XX веке, сейсмические станции принадлежат различным международным и региональным сейсмическим сетям. Вычисленные параметры очагов арктических землетрясений отличаются в разных сейсмологических Центрах, т.к. основаны, чаще всего, на анализе данных лишь станций конкретной сети, собственных региональных моделей и шкал локальных магнитуд, а также вычислены с применением разных алгоритмов локаций. Чаще всего региональные сейсмические сети, в силу географического расположения, "специализируются" на мониторинге отдельных арктических территорий. В результате, низкомагнитудные землетрясения, зарегистрированные за пределами района ответственности, чаше всего одной или двумя станциями сети. не отражаются в каталогах регионального Центра.

Кроме того, несмотря на возросшую плотность сейсмометрических наблюдений, условия для достоверной локации гипоцентров низкомагнитудных землетрясений до сих пор остаются неблагоприятными по причине неравномерного распределения сейсмических станций и их удаленности друг от друга.

Арктические землетрясения, зарегистрированные в течение всего инструментального периода, характеризуются магнитудными оценками разных типов и вычислены в разных международных и региональных сейсмологических Центрах. Часть землетрясений в каталогах не имеют магнитудных оценок. Это приводит к сложностям при сопоставлении данных о землетрясениях за разные периоды времени и для разных арктических территорий.

В настоящее время в рамках реализации проектов по освоению месторождений в Российской Арктике активно ведется проектирование и строительство промышленных систем и объектов. В соответствии с требованиями нормативных документов № 384-ФЗ [Технический регламент..., 2009], на разных стадиях реализации строительных проектов должны учитываться следующие оценки сейсмической опасности [Завьялов, Перетокин, 2022]:

 нормативная сейсмичность — оценки сейсмической опасности на основе действующего комплекта карт общего сейсмического районирования (OCP);

 исходная сейсмичность – сейсмичность района строительства, которая принимается равной нормативной сейсмичности, либо конкретизируется в рамках исследований по детальному сейсмическому районированию (ДСР) или уточнению исходной сейсмичности (УИС);

 расчетная сейсмичность – сейсмическая опасность площадки будущего строительства, определяемая на стадии сейсмического микрорайонирования (СМР) с учетом результатов ДСР или УИС и реальных грунтовых условий.

Учитывая географическое положение и климатические условия Арктики, зачастую проектируемые объекты располагаются на шельфе или на суше, в условиях широко распространенной вечной мерзлоты. В связи с этим возникают следующие проблемы [Завьялов, Перетокин, 2022]:

• не вся территория западного сектора Российской Арктики обеспечена нормативными оценками сейсмической опасности;

• для проведения ДСР или УИС на территории арктической зоны РФ недостаточно сейсмотектонических и сейсмологических данных.

• наиболее часто используемые в РФ методы СМР не предназначены для мерзлых пород или обводненных грунтов дна акваторий.



Рис. 1. Карта сейсмических станций Евразийской Арктики, функционирующих в 80-х годах XX века (а) и на момент 2019 г. (б): *1* – сейсмические станции; *2* – сейсмические группы; *3* – сейсмические станции сети ФГБУН ФИЦКИА УрО РАН (код сети АН, DOI: https://doi.org/10.7914/SN/AH).

Таким образом, в связи с необходимостью обеспечения безопасной эксплуатации промышленных систем и объектов при освоении крупных месторождений в западном секторе Российской Арктики существует необходимость в проведении исследований по уточнению параметров очагов землетрясений, зарегистрированных за весь период инструментальных наблюдений. В данной статье представлены результаты многолетних исследований по созданию сводного уточненного и унифицированного каталога землетрясений для западного сектора Российской Арктики за весь инструментальный период наблюдений с 1908 по 2020 гг. Созданный каталог также включает данные о современной сейсмичности районов, ранее недоступных для детального сейсмического мониторинга. Результаты исследований позволили уточнить пространственное распределение землетрясений в регионе и сопоставить инструментальные данные с параметрами ЛДФ-моделей карт ОСР-97 и -2016.

ХАРАКТЕРИСТИКА РАЙОНА ИССЛЕДОВАНИЯ, ИСХОДНЫХ ДАННЫХ И МЕТОДОВ ВЫЧИСЛЕНИЯ

Употребляемый в статье термин "Российская Арктика" – это часть акватории и территории Арктики, на которую в соответствии с международным правом распространяется юрисдикция российского государства [Лукин, 2012]. Российский сектор Арктики в XX веке был определен на основе разграничения арктического пространства по двум меридианам от крайних западной и восточной точек сухопутной границы России до Северного полюса. В официальных документах, например, в "Основах государственной политики Российской Федерации в Арктике на период до 2020 года и дальнейшую перспективу", утвержденной 18 сентября 2008 г., чаще всего употребляется политико-правовое понятие "Арктическая зона РФ". Понятия "Арктическая зона РФ" и "Российская Арктика" по сути своей являются идентичными [Лукин, 2012]. Разделение на западный и восточный секторы Российской Арктики условно. Западный сектор включает географически Баренцево и Карское моря, Восточный – Восточно-Сибирское, Чукотское и море Лаптевых. Данное разделение совпадает с границами между Западно-Арктическим и Восточно-Арктическим секторами Евразийского шельфа, выделенные на основе различий во внутренней структуре и геодинамике в работе [Геология..., 2004].

Сводный и унифицированный каталог землетрясений западного сектора Российской Арктики за весь инструментальный период наблюдений создавался для района, представленного на рис. 2. Район включает в себя российский сектор континентального шельфа Баренцева моря, шельф Карского моря и архипелаги Новая Земля, Северная Земля и Земля Франца-Иосифа.

Из-за перечисленных в разделе ВВЕДЕНИЕ условий, составление сводных уточненных и унифицированных каталогов для арктических территорий не является простой технической задачей. Поэтому авторами предложена совокупность технических решений, направленных на определение основных параметров землетрясений в западном секторе Российской Арктики, которая включает в себя: создание региональных скоростных моделей и модели регионализации, уточнение шкалы локальной магнитуды, учитывающей региональные особенности, создание сводного электронного архива бюллетеней сейсмических станций первой половины XX века и использование современного алгоритма локации сейсмических событий. Ниже приведено их краткое описание.

Как уже отмечалось, бюллетени не всех функционировавших в течение ХХ века сейсмических станций были доступны сейсмологам для оценки основных параметров арктических землетрясений. Поэтому авторами были проведены изыскания бюллетеней сейсмических станций, функционировавших, прежде всего, в первой половине XX века, в архивах, созданных при реализации крупных специализированных научных проектов: "Historical Seismogram Filming Project" [Lee et al., 1988], поддержанного ЮНЕСКО, "USGS WWFC Pilot Scanning Project" [Alejandro et al., 2019], "EuroSeismos" [Michelini et al., 2005], ISC-GEM (International Seismological Centre-Global Earthquake Model) [Storchak et al., 2015], а также в фондах ФИЦ ЕГС РАН, Российской государственной библиотеки, Геофизического Центра РАН, в различных научных статьях и монографиях. Также Й. Швейцером (Johannes Schweitzer) из Университета Осло был передан авторам большой архив, состоящий из бюллетеней сейсмических станций и сводных каталогов землетрясений первой половины XX века.

Результатом подобных изысканий стало создание сводного электронного архива, состоящего из бюллетеней сейсмических станций, функционировавших в первой половине XX в., сводных каталогов землетрясений XX в. и сведений об аппаратуре станций. Это позволило проводить исследования по уточнению параметров ранее зарегистрированных землетрясений на основе наиболее полных наборов инструментальных данных.

В конце XX и начале XXI в. произошло существенное увеличение количества сейсмических станций в Арктике. Однако условия для достоверного вычисления гипоцентров землетрясений, особенно низкомагнитудных, остаются все еще неблагоприятными по причине неравномерного распределения сейсмических станций и их удаленности друг от друга. Поэтому, при вычислении основных параметров низкомагнитудных землетрясений необходимо использовать исходные цифровые данные максимально возможного количества станций международных и национальных сетей, функционирующих в настоящее время в регионе. Такие данные были получены



Рис. 2. Карта с обозначением района исследования.

авторами через официальные сайты GEOFON [GEOFON, 2022], ORFEUS [ORFEUS, 2022], IRIS [IRIS, 2022], а также в ФГБУН ФИЦКИА УрО РАН и ФИЦ ЕГС РАН. Данные о временах вступлений сейсмических фаз можно получить также в бюллетенях ISC и ФИЦ ЕГС РАН и в сводном бюллетене для Европейской Арктики за период с 1990 по 2013 гг. [Schweitzer et al., 2021]. Это создало условия для вычисления параметров очагов современных землетрясений с привлечением максимально возможного числа функционирующих сейсмических станций, расположенных в широком азимутальном створе и диапазоне эпицентральных расстояний.

В течение XX века постепенно расширялись знания о распространении волн в Земле. Постепенно совершенствовались скоростные модели, применяемые при локации землетрясений, начиная от модели Р. Олдхэма [Oldham, 1900] до ис-

пользуемой в настоящее время ak135 [Kennett et al., 1995; Kennett, 2005]. В течение XX века параметры гипоцентров землетрясений вычислялись при использовании разных скоростных моделей, устаревших в настоящее время. Поэтому, при уточнении параметров очагов землетрясений по данным удаленных сейсмических станций использовалась актуальная в настоящее время глобальная скоростная модель ak135.

При значительном увеличении количества сейсмических станций в Арктике и появлении возможности регистрировать низкомагнитулные землетрясения остро встал вопрос о создании региональных моделей, т.к. глобальные модели не учитывают региональные особенности распространения сейсмических фаз. Для западного сектора Российской Арктики и прилегающих территорий использовалась модель BARENTS [Kremenetskaya et al., 2001] для локации землетрясений Баренцево-Карского региона и модель NOES [Морозов, Ваганова, 2017] — для севера Баренцево-Карского региона и Евразийского суббассейна.

Для уточнения параметров гипоцентров использовался алгоритм программы NAS (New Association System) [Asming, Prokudina, 2016; Fedorov et al., 2019], в усовершенствованном виде реализующий метод Generalized beamforming [Ringdal, Kværna, 1989]. Алгоритм программы NAS имеет ряд преимуществ, которые являются полезными для процесса уточнения параметров очагов землетрясений на основе бюллетеней сейсмических станций первой половины XX в. Во-первых, алгоритм программы игнорирует ошибочные времена вступлений сейсмических фаз, которые возникли из-за действий оператора или неисправности аппаратуры. Во-вторых, в бюллетенях нередки случаи, когда указаны только времена вступлений без илентификации фаз. В таких случаях алгоритм сам проводит идентификацию фаз по временам вступлений.

В программе NAS задается исходная точка пространства-времени – приблизительная локация сейсмического события и его примерное время. Алгоритм NAS производит ассоциацию и уточнение координат и времени в окрестности этой исходной точки. Программа выбирает круг большого радиуса вокруг исходной точки. В этом круге ищется более точная локация. При уточнении параметров очагов землетрясений начала XX в. мы задаем радиус круга равный 500 км. Круг покрывается перекрывающимися кругами меньших радиусов, формирующими сетку. Для каждого такого меньшего круга вычисляется рейтинговая функция R(c, t), оценивающая гипотезу о том, что событие произошло в ячейке с в момент времени t. Сетка уменьшается несколько раз. Каждый раз из сетки исключается 3/4 ячеек с наименьшими рейтингами, а каждая оставшаяся ячейка делится на четыре меньших. Рейтинги пересчитываются для этих уменьшенных ячеек. Такой поиск выполняется для набора фиксированных глубин (в этой работе от 0 до 100 км с шагом 5 км). Окончательно, за предварительную локацию события выбирается ячейка с максимальным рейтингом. Далее, на втором этапе локация уточняется с помощью минимизации невязки оценки времени в очаге по найденным таким образом временам и их весам и строятся доверительные области (эллипсы ошибок). Для расчета доверительной области, помимо знания известных фаз и координат датчиков, необходимы оценки погрешностей скоростной модели Δv (обычно выбирается значение 0.15 км/с) и оценки измерения вступлений Δt (2 *с* для землетрясений начала XX в. и 0.3 с для современных землетрясений) для разных типов волн.

Магнитуда землетрясений является одним из фундаментальных параметров, используемых в каталогах землетрясений. Понятие магнитуды было введено после нескольких десятилетий с момента создания первых сейсмометров. Впервые понятие магнитуда была введена Ч.Ф. Рихтером [Richter, 1935]. В настоящее время эта магнитуда обозначается индексом *ML* и рассчитывается по данным близких от очага сейсмических станций. Позже Б. Гутенбергом [Gutenberg, 1945] были введены шкалы магнитуд *mB* и *MS*, которые вычислялись по данным сейсмических станций на телесейсмических расстояниях. Это позволило рассчитывать магнитуды для землетрясений, произошедших в удаленных районах, а также районах, где отсутствуют сейсмические станции. Впоследствии способы расчета магнитуд, введенных Б. Гутенбергом, были изменены. В настоящее время MS оценивается с использованием значений амплитуд и соответствующих им периодов в диапазоне от 10 до 60 с и на эпицентральных расстояниях от 20° до 160° с применением формулы [Ванек и др., 1962]:

$$MS = \lg\left(\frac{A}{T}\right)_{\max} + 1.66 \lg\left(\Delta\right) + 3.3. \tag{1}$$

Для оценки локальной магнитуды землетрясений, зарегистрированных в западном секторе Российской Арктики и прилегающих территориях, использовалась уточненная для данного региона калибровочная кривая магнитуды *ML* [Морозов и др., 2020]:

$$ML = \lg A - \lg A_0(R) + S, \text{ где}$$

- lg $A_0(R) = 1.5 \lg \frac{R}{100} + (2)$
+ 1.0×10⁻⁴ (R - 100) + 3.0.

Как уже отмечалось, арктические землетрясения, зарегистрированные в течение всего инструментального периода, характеризуются магнитудными оценками разных типов, вычисленных в разных международных и региональных сейсмологических центрах. Поэтому авторами были проведены исследования по выявлению корреляционных соотношений между магнитудами разных типов, вычисленных в различных сейсмологических центрах. На основе данных ISC за период с 1995 по 2020 гг. для региона Евразийская Арктика было получено 42 соотношения, которые условно можно разделить на три группы: магнитуды *mb* и *MS*. вычисленные в международных центрах: магнитуды *mb*, *MS* и *ML*, вычисленные в международных и региональных центрах; магнитуды ML – только в региональных центрах (табл. 1). Не все построенные соотношения являются в равной степени статистически значимыми. Наименьшие коэффициенты корреляции и детерминации имеют соотношения, связывающие магнитуды *mb* и *MS*, вычисленные в международных центрах, с локальными магнитудами *ML*, вычисленными в региональных центрах.

Полученные корреляционные соотношения между магнитудами разных типов, частично опубликованные в работе [Морозов и др., 2022], в совокупности с результатами подобных исследований в работах [Аветисов, 1996; Di Giacomo et al., 2015; Petrova, Gabsatarova, 2020], в целом позволяют создавать сводные унифицированные каталоги землетрясений отдельных районов Арктики за весь инструментальный период.

Совокупность технических решений по определению основных параметров землетрясений в западном секторе Российской Арктики и сравнение с ранее использованными подходами представлена в табл. 2.

Составление сводного предварительного каталога землетрясений для западного сектора Российской Арктики за период с начала XX века по 2020 г. производилось на основе данных из различных источников, представленных на рис. 3. Из предварительного каталога были исключены ядерные взрывы, произведенные на полигоне "Новая Земля", на основе открытых баз данных по ядерным взрывам [Yang X. et al., 2003; Халтурин и др., 2005], а также все сейсмические события, произошедшие непосредственно в районах ядерного полигона.

Для каждого землетрясения производился поиск времен вступлений в бюллетенях сейсмических станций, функционировавших в тот период времени. Для этого был произведен поиск бюллетеней и/или исходных цифровых данных сейсмических станций в источниках, указанных табл. 2. В итоговый каталог не включались землетрясения, вступления от которых регистрировались менее чем тремя станциями.

Из-за малого количества сейсмических станций и их удаленности для большинства землетрясений невозможно было надежно вычислить глубину очага. Поэтому для большей части землетрясений расчет координат эпицентров производился при определенной фиксированной глубине его очага. Землетрясения в районе исследования происходят в пределах земной коры. Однако очаг землетрясения не может располагаться выше некоторого H_{\min} . Минимально возможная глубина очага землетрясений определялась из значений их магнитуд согласно формуле из работы [Ризниченко, 1979]:

$$M \le 3.3 \lg h + 3.1. \tag{3}$$

Для низкомагнитудных землетрясений в районе зоны перехода "континент—океан" на севере шельфа Баренцева и Карского морей использовалась фиксированная глубина, равная 5 км. Для остальных землетрясений указан вычисленный

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

алгоритмом программы NAS диапазон возможных глубин, а в скобках указана глубина, при которой значение рейтинговой функции, реализованной в алгоритме NAS, принимает максимальное значение. Для таких глубин и были вычислены координаты эпицентров.

В данной статье сведены и частично переработаны результаты многолетних исследований авторов по уточнению параметров арктических землетрясений для Баренцево-Карского региона за период с 1904 по 1989 гг. [Morozov et al., 2018: 2019], для архипелага Новая Земля с 1986 по 2014 гг. [Morozov et al., 2017], для архипелага Северная Земля и полуострова Таймыр с 1912 по 2020 гг. [Morozov et al., 2021] и для зоны перехода "континент-океан" в Евразийской Арктике с 2011 по 2020 гг. Некоторые районы шельфа Баренцева и Карского морей за период с 1990 по 2011 гг. не были охвачены авторами в предыдущих исследованиях. Поэтому данные по редким землетрясениям в этих районах были взяты из уточненного каталога ISC [International Seismological Centre, 2020].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Итоговыми результатами исследования являются два каталога (табл. 3, табл. 4). Первый каталог представляет собой непосредственно сводный уточненный и унифицированный каталог землетрясений для западного сектора Российской Арктики. Каталог содержит 125 землетрясений, зарегистрированных за период с 1908 по 2020 гг. В каталоге указаны параметры их гипоцентров и эллипсов ошибок, характеристики исходных данных и вычисленные и унифицированные магнитуды (табл. 3).

Второй каталог включает в себя землетрясения, которые в различных источниках отнесены к району исследования, но в процессе уточнения параметров очагов были приурочены к сейсмоактивным районам за пределами района исследования. Также землетрясения, для которых были обнаружены вступления сейсмических фаз на записях менее трех сейсмических станций, т.е. не соблюдалось требование к минимальному количеству станций. Во второй каталог также включены сейсмические события, которые с большой вероятностью имеют техногенную природу. В графе "Примечание" указаны причины нахождения каждого события в этом каталоге (табл. 4).

Второй каталог содержит 31 сейсмическое событие, среди них 19 землетрясений, эпицентры которых в разных источниках находились в пределах западного сектора Российской Арктики, но после процедуры уточнения были приурочены к сейсмоактивным районам за пределом западного сектора. В основном это районы хребта Гаккеля и

Таблица 1. Уравнения линий ор нальных сейсмологических Цент	тогональной _] грах	регрессии и их параме	тры между магн	итудами разных	гипов, вычисленными в	з международных и регио-
Уравнения линий ортогональной регрессии $y = ax + b$	Объем выборки <i>N</i>	Магнитудный диапазон выборки	Коэффициент корреляции <i>R</i>	Коэффициент детерминации R ²	Среднеквадратическое отклонение, о	Доверительные интервалы для параметров a b ортогональной регрессии (y = ax + b)
		Междунар	одные сейсмологи	ческие Центры		
$mb_{ISC} = 1.60mb_{IDC} - 2.06$	1795	$2.8 \le mb_{IDC} \le 5.9$ $2.6 \le mb_{ISC} \le 6.4$	0.93	0.86	$\sigma(mb_{IDC}) = 0.52$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.33$	$\begin{array}{l} 1.526 < a < 1.670 \\ -2.341 < b < -1.804 \end{array}$
$mb_{ISC} = 1.13mb_{NEIC} - 0.75$	1389	$2.9 \le mb_{NEIC} \le 6.6$ $2.6 \le mb_{ISC} \le 6.4$	0.86	0.75	$\sigma(mb_{NEIC}) = 0.44$ $\sigma(mb_{LSC}) = 0.48$	1.078 < a < 1.179 $-0.975 < b < -0.532$
$mb_{ISC} = 1.13mb_{MOS} - 0.86$	816	$3.7 \leq mb_{MOS} \leq 6.7$ $3.0 \leq mb_{ISC} \leq 6.4$	0.89	0.78	$\sigma(mb_{MOS}) = 0.43$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.48$	1.062 < a < 1.196 $-1.186 < b < -0.564$
$mb_{ISC} = 1.07mb_{BJI} - 0.67$	468	$3.9 \le mb_{BJI} \le 6.6$ $3.7 \le mb_{ISC} \le 6.4$	0.73	0.53	$\sigma(mb_{BJI}) = 0.38$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.39$	$\begin{array}{l} 0.990 < a < 1.156 \\ -1.099 < b < -0.273 \end{array}$
$mb_{ISC} = 1.55mb_{EIDC} - 1.92$	604	$3.0 \le mb_{EIDC} \le 5.5$ $2.6 \le mb_{ISC} \le 5.9$	06.0	0.81	$\sigma(MS_{EIDC}) = 0.34$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.51$	1.439 < a < 1.678 $-2.399 < b < -1.490$
$mb_{ISC} = 0.88MS_{ISC} + 0.84$	1237	$2.4 \leq MS_{ISC} \leq 6.4$ $2.8 \leq mb_{ISC} \leq 6.4$	0.80	0.64	$\sigma(MS_{ISC}) = 0.57$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.52$	$\begin{array}{l} 0.842 < a < 0.915 \\ 0.698 < b < 0.966 \end{array}$
$mb_{ISC} = 1.06MS_{IDC} + 0.23$	1070	$2.2 \le MS_{IDC} \le 6.4$ $2.8 \le mb_{ISC} \le 6.4$	0.76	0.58	$\sigma(MS_{IDC}) = 0.50$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.52$	1.014 < a < 1.108 $0.058 < b < 0.388$
$mb_{ISC} = 0.74MS_{MOS} + 1.49$	208	$3.5 \le MS_{MOS} \le 6.3$ $3.0 \le mb_{ISC} \le 6.4$	0.82	0.67	$\sigma(MS_{MOS}) = 0.52$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.41$	0.657 < a < 0.831 $1.094 < b < 1.871$
$MS_{ISC} = 1.08 MS_{IDC} - 0.25$	1223	$2.6 \le MS_{IDC} \le 6.4$ $2.6 \le MS_{ISC} \le 6.4$	0.97	0.94	$\sigma(MS_{IDC}) = 0.47$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.51$	1.027 < a < 1.132 $-0.442 < b < -0.073$
$MS_{ISC} = 1.01 MS_{NEIC} - 0.05$	86	$3.6 \le MS_{NEIC} \le 6.5$ $3.7 \le MS_{ISC} \le 6.4$	0.96	0.92	$\sigma(MS_{NEIC}) = 0.60$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.60$	0.851 < a < 1.198 -0.924 < b < 0.691
$MS_{ISC} = 1.02MS_{MOS} + 0.01$	230	$3.5 \le MS_{MOS} \le 6.3$ $3.5 \le MS_{ISC} \le 6.4$	0.96	0.92	$\sigma(MS_{MOS}) = 0.53$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.54$	0.912 < a < 1.134 $0.508 < b < 0.476$
$MS_{ISC} = 1.42MS_{BJI} - 2.63$	385	$3.7 \le MS_{BJI} \le 7.0$ $3.0 \le MS_{ISC} \le 6.4$	0.83	0.69	$\sigma(MS_{BJI}) = 0.43$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.58$	$\begin{array}{l} 1.310 < a < 1.551 \\ -3.240 < b < -2.075 \end{array}$
$MS_{ISC} = 1.19MS_{EIDC} - 0.62$	291	$2.7 \le MS_{EIDC} \le 6.0$ $2.4 \le MS_{ISC} \le 6.1$	0.93	0.86	$\sigma(MS_{EIDC}) = 0.50$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.59$	$\begin{array}{c} 1.080 < a < 1.307 \\ -1.072 < b < -0.211 \end{array}$

ФИЗИКА ЗЕМЛИ

Nº 2

2023

122

МОРОЗОВ и др.

Уравнения линий ортогональной регрессии $y = ax + b$	Объем выборки <i>N</i>	Магнитудный диапазон выборки	Коэффициент корреляции <i>R</i>	Коэффициент детерминации R ²	Среднеквадратическое отклонение, о	Доверительные интервалы для параметров a b ортогональной регрессии (y = ax + b)
$MS_{ISC} = 0.86 MS_{CSEM} + 0.86$	44	$2.9 \le MS_{CSEM} \le 6.3$ $2.9 \le MS_{ISC} \le 6.4$	0.95	0.89	$\sigma(MS_{CSEM}) = 0.85$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.74$	0.727 < a < 1.023 0.202 < b < 1.434
$MS_{ISC} = 1.55 m b_{NEIC} - 3.07$	941	$2.9 \le mb_{NEIC} \le 6.6$ $2.4 \le MS_{ISC} \le 6.4$	0.75	0.56	$\sigma(mb_{NEIC}) = 0.41$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.57$	1.471 < a < 1.632 $-3.447 < b < -2.726$
$MS_{ISC} = 1.67mb_{IDC} - 2.77$	897	$2.6 \le mb_{IDC} \le 6.4$ $3.0 \le MS_{ISC} \le 5.9$	0.78	0.61	$\sigma(mb_{IDC}) = 0.36$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.54$	$\begin{array}{c} 1.571 < a < 1.771 \\ -3.166 < b < -2.404 \end{array}$
$MS_{ISC} = 0.69mb_{MOS} + 1.93$	642	$3.7 \le mb_{MOS} \le 6.7$ $2.4 \le MS_{ISC} \le 6.4$	0.85	0.73	$\sigma(mb_{MOS}) = 0.59$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.44$	0.653 < a < 0.743 1.749 < b < 2.109
		исждународные и	региональные сеи	смологические це	нтры	
$mb_{ISC} = 0.79 mb_{NAO} + 1.05$	164	$\begin{array}{l} 2.6 \leq m b_{NAO} \leq 6.2 \\ 3.4 \leq m b_{ISC} \leq 5.9 \end{array}$	0.80	0.65	$\sigma(mb_{NAO}) = 0.60$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.50$	0.705 < a < 0.889 0.635 < b < 1.422
$mb_{ISC} = 0.94ML_{BER} + 1.19$	960	$1.3 \le ML_{BER} \le 5.7$ $2.6 \le mb_{ISC} \le 6.4$	0.60	0.36	$\sigma(ML_{BER}) = 0.58$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.56$	0.919 < a < 0.956 $1.136 < b < 1.242$
$mb_{ISC} = 1.45ML_{FCIAR} - 1.70$	219	$2.6 \le ML_{FCIAR} \le 6.3$ $2.8 \le mb_{ISC} \le 5.5$	0.55	0.30	$\sigma(ML_{FCIAR}) = 0.41$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.51$	1.344 < a < 1.573 $-2.163 < b < -1.276$
$mb_{ISC} = 1.07ML_{HEL} + 0.01$	158	$2.2 \le ML_{HEL} \le 5.2$ $2.6 \le mb_{ISC} \le 5.7$	0.52	0.27	$\sigma(ML_{HEL}) = 0.56$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.58$	1.002 < a < 1.145 $0.273 < b < 0.268$
$mb_{ISC} = 1.02ML_{NAO} + 0.96$ (IIO 2009 г.)	436	$1.8 \le ML_{NAO} \le 5.9$ $2.8 \le mb_{ISC} \le 5.7$	0.54	0.29	$\sigma(ML_{NAO}) = 0.54$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.55$	1.003 < a < 1.031 $0.924 < b < 1.004$
<i>mb_{ISC}</i> = 0.92 <i>ML_{NAO}</i> + 0.44 (после 2009 г.)	558	$2.3 \le ML_{NAO} \le 5.9$ $2.8 \le mb_{ISC} \le 6.4$	0.76	0.57	$\sigma(ML_{NAO}) = 0.56$ $\sigma(mb_{ISC}) = 0.53$	$\begin{array}{l} 0.872 < a < 0.980 \\ 0.231 < b < 0.631 \end{array}$
$mb_{NEIC} = 0.59ML_{FCIAR} + 2.08$	131	$2.9 \le ML_{FCIAR} \le 6.3$ $4.0 \le mb_{NEIC} \le 5.6$	0.61	0.38	$\sigma(ML_{FCIAR}) = 0.46$ $\sigma(mb_{NEIC}) = 0.33$	0.505 < a < 0.684 1.6967 < b < 2.426
$mb_{MOS} = 0.65ML_{FCIAR} + 2.03$	77	$3.3 \le ML_{FCIAR} \le 6.3$ $4.2 \le mb_{MOS} \le 5.8$	0.72	0.52	$\sigma(ML_{FCIAR}) = 0.48$ $\sigma(mb_{MOS}) = 0.35$	0.521 < a < 0.788 $1.426 < b < 2.567$
$MS_{ISC} = 1.12MS_{BER} - 0.02$	31	$2.4 \le MS_{BER} \le 5.9$ $3.0 \le MS_{ISC} \le 6.1$	0.72	0.52	$\sigma(MS_{BER}) = 0.66$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.72$	1.012 < a < 1.244 $-0.514 < b < 0.420$
$MS_{ISC} = 0.94 ML_{FCIAR} - 0.21$	158	$2.9 \leq ML_{FCIAR} \leq 4.9$ $2.8 \leq MS_{ISC} \leq 4.9$	0.62	0.38	$\sigma(ML_{FCIAR}) = 0.38$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.37$	$\begin{array}{l} 0.830 < a < 1.069 \\ -0.705 < b < 0.229 \end{array}$

СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗАПАДНОГО СЕКТОРА

123

Таблица 1. Продолжение

Уравнения линий ортогональной регрессии $y = ax + b$	Объем выборки <i>N</i>	Магнитудный диапазон выборки	Коэффициент корреляции <i>R</i>	Коэффициент детерминации R ²	Среднеквадратическое отклонение, о	Доверительные интервалы для параметров a и b ортогональной регрессии (y = ax + b)
$MS_{MOS} = 1.11ML_{FCIAR} - 0.57$	12	$3.7 \leq ML_{FCIAR} \leq 6.3$ $3.5 \leq MS_{MOS} \leq 5.6$	0.57	0.33	$\sigma(ML_{FCIAR}) = 0.55$ $\sigma(MS_{MOS}) = 0.59$	1.082 < a < 1.142 $-0.703 < b < -0.434$
$MS_{IDC} = 0.91 M L_{FCIAR} - 0.06$	247	$2.6 \le ML_{FCIAR} \le 6.3$ $2.7 \le MS_{IDC} \le 5.6$	0.61	0.37	$\sigma(ML_{FCIAR}) = 0.46$ $\sigma(MS_{IDC}) = 0.43$	$\begin{array}{l} 0.830 < a < 0.988 \\ -0.380 < b < 0.235 \end{array}$
$MS_{ISC} = 1.09mb_{NAO} - 0.55$	140	$3.0 \le m b_{NAO} \le 6.2$ $2.9 \le M S_{ISC} \le 6.1$	0.74	0.55	$\sigma(mb_{NAO}) = 0.58$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.62$	$\begin{array}{l} 0.983 < a < 1.199 \\ -1.054 < b < -0.105 \end{array}$
$MS_{ISC} = 0.54ML_{NAO} + 1.87$	532	$2.0 \le ML_{NAO} \le 5.9$ $2.6 \le MS_{ISC} \le 6.4$	0.38	0.14	$\sigma(ML_{NAO}) = 0.72$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.56$	0.472 < a < 0.611 1.639 < b < 2.098
$MS_{ISC} = 0.99 ML_{BER} + 0.77$	553	$1.3 \le ML_{BER} \le 5.7$ $2.6 \le MS_{ISC} \le 6.4$	0.66	0.43	$\sigma(ML_{BER}) = 0.61$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.60$	$\begin{array}{l} 0.960 < a < 1.024 \\ 0.669 < b < 0.862 \end{array}$
$MS_{ISC} = 0.98ML_{HEL} + 0.06$	106	$2.2 \le ML_{HEL} \le 5.2$ $2.8 \le MS_{ISC} \le 6.1$	0.59	0.35	$\sigma(ML_{NAO}) = 0.58$ $\sigma(MS_{ISC}) = 0.57$	$\begin{array}{l} 0.936 < a < 1.017 \\ -0.099 < b < 0.217 \end{array}$
		Регионали	эные сейсмологиче	ские Центры		
$ML_{FCIAR} = 0.88ML_{BER} + 1.40$	283	$1.5 \le ML_{BER} \le 5.2$ $2.2 \le ML_{FCIAR} \le 6.3$	0.65	0.42	$\sigma(ML_{BER}) = 0.52$ $\sigma(ML_{FCIAR}) = 0.48$	0.816 < a < 0.946 $1.238 < b < 1.558$
<i>ML_{FCIAR}</i> = 0.65 <i>ML_{NAO}</i> + 1.58 (после 2009 г.)	424	$1.9 \le ML_{NAO} \le 5.8$ $2.0 \le ML_{FCIAR} \le 6.3$	0.67	0.44	$\sigma(ML_{NAO}) = 0.64$ $\sigma(ML_{FCIAR}) = 0.48$	0.616 < a < 0.690 $1.464 < b < 1.694$
<i>ML_{FCIAR}</i> = 0.92 <i>ML_{K0LA}</i> + 1.37 (после 2011 г.)	298	$1.3 \le ML_{KOLA} \le 4.4$ $2.3 \le ML_{FCIAR} \le 6.3$	0.45	0.20	$\sigma(ML_{KOLA}) = 0.46$ $\sigma(ML_{FCIAR}) = 0.45$	0.909 < a < 0.937 $1.336 < b < 1.405$
$ML_{BER} = 1.22 ML_{NAO} - 0.52$ (до 2009 г.)	1911	$1.6 \le ML_{NAO} \le 5.9$ $0.9 \le ML_{BER} \le 5.7$	0.74	0.54	$\sigma(ML_{NAO}) = 0.48$ $\sigma(ML_{BER}) = 0.56$	1.168 < a < 1.268 $-0.656 < b < -0.399$
$ML_{BER} = 0.70ML_{NAO} + 0.32$ (nocne 2009 r.)	1395	$0.8 \le ML_{NAO} \le 5.9$ $0.8 \le ML_{BER} \le 5.7$	0.73	0.52	$\sigma(ML_{NAO}) = 0.67$ $\sigma(ML_{BER}) = 0.52$	$\begin{array}{l} 0.678 < a < 0.723 \\ 0.248 < b < 0.383 \end{array}$
<i>ML_{NAO}</i> = 1.60 <i>ML_{KOLA}</i> – 0.90 (после 2009)	198	$1.4 \le ML_{KOLA} \le 3.8$ $1.9 \le ML_{NAO} \le 5.2$	0.64	0.42	$\sigma(ML_{KOLA}) = 0.45$ $\sigma(ML_{NAO}) = 0.61$	1.466 < a < 1.754 $-1.273 < b < -0.566$
$ML_{BER} = 1.01ML_{KOLA} - 0.1$	108	$1.7 \le ML_{KOLA} \le 3.7$ $1.5 \le ML_{BER} \le 3.6$	0.87	0.75	$\sigma(ML_{KOLA}) = 0.42$ $\sigma(ML_{BER}) = 0.43$	$\begin{array}{l} 0.853 < a < 1.198 \\ -0.567 < b < 0.242 \end{array}$

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2

2023

124

Таблица 1. Окончание

МОРОЗОВ и др.

таолица 2. Российской	Основные положения применяемого подхода к Арктики и его сравнение с ранее использован	уточнению основных параметров (гипоцентр, ными	магнитуда) землетрясений западного сектора
	Подход к уточненик	о основных параметров (гипоцентр, магнитуда) землетрясе	зний
	В ранних исследованиях на разных временных этапах	В настоящем и	исследовании
данные ланные	 Доступные исследователям бюллетени и исходные данные сейсмических станций; Shide Circulars (1899–1912); Shonnereни ПЦСК (1902–1907, 1911–1912); Бюллетени ПЦСК (1902–1907, 1911–1912); BAAS (1913–1918); International Seismological Summary (1918–1963); Cboдный квартальный бюллетень сети телесейсмических станций (1928–1939); C Codstein Kontun записей Б. Гетенберга "Gutenberg Notepads" [Goodstein E al., 1980; Di Giacomo et al., 2015]; BCIS bulletins (1930–1971); Macrostuge время); Denziereth barter cerra onophils ceñcantycackar cranum at a ceñcantyceckar cranum at a ceñcantyceckar cranum at a ceñcantyceckar cranum at a contracter distributional Seismological Centre (1964 – montanger spensi); Bounserteh barter distribute doptils, oбъединения и програмы, такие как GEOFON, ORFEUS и IRIS 	 Для землетрясений, зарегастрированных в XX веке 1. Создан сводный электронный архив, содержаций: - бюллетени сейсмических станций из следующих источников: • Архивы проектов "Historical Seismogram Filming Project", USGS WWFC Pilot Scanning Project", ISC-GEM, EuroSeismos и IASPEI; • Архив ФИЦ ЕГС РАН; • Архив ФИЦ ЕГС РАН; • Архив ФИЦ ЕГС РАН; • Архив Дара • Архив ФИЦ ЕГС РАН; • Архив ФИЦ ЕГС РАН; • Архив Дара • Своднести сейсмических станций из следующих источников: • Архив ГЦ РАН • Архив ГЦ РАН • Фонд Российской государственной библиютеки; • Архив Дара • Фонд Российской государственной библиютеки; • Архив Дара • Фонд Российской государственной библиютеки; • Архив ГЦ РАН • Сводные бюллетеней из научных статей и монопрафий. • Сводные бюллетени: • ВаАS (1913–1912); <l< th=""><th>Для землетрясений, зарегистрированных в XXI веке 1. Объединение исходных цифровых данных сейсмиче- ских станций, функционирующих в регионе, из следую- щих источников: – Междунаролные и национальные фонды, объединения и программы, такие как GEOFON, ORFEUS и IRIS. – Архив ФИЦ ЕГС РАН. 2. Бюллетень International Seismological Centre; 3. Бюллетень ФИЦ ЕГС РАН. 4. Сводный бюллетень для Европейской Арктики за период с 1990 по 2013 гг. [Schweitzer et al., 2021]</th></l<>	Для землетрясений, зарегистрированных в XXI веке 1. Объединение исходных цифровых данных сейсмиче- ских станций, функционирующих в регионе, из следую- щих источников: – Междунаролные и национальные фонды, объединения и программы, такие как GEOFON, ORFEUS и IRIS. – Архив ФИЦ ЕГС РАН. 2. Бюллетень International Seismological Centre; 3. Бюллетень ФИЦ ЕГС РАН. 4. Сводный бюллетень для Европейской Арктики за период с 1990 по 2013 гг. [Schweitzer et al., 2021]
Скоростная модель	 – модель Р. Олдхэма [Oldham, 1900]; – JB [Jeffreys, Bullen, 1940]; – PREM [Dziewonski, Anderson, 1981]; – iasp9I [Kennett, Engdahl, 1991]; – ak135 [Kennett et al., 1995; Kennett, 2005] 	 – ak135 [Kennett et al., 1995; Kennett, 2005]; – новые и апробированные региональные скоростные мол зов, Ваганов, 2007] 	ели BARENTS [Kremenetskaya et al., 2001] и NOES [Mopo-
Алгоритм локации	Различные методы локации, применяемые в сейсмологии описаны в работах [Havskov, Ottemöller 2010; Karasözen, Karasözen, 2020].	Алгорити локации программы NAS (New Association Syster шенствованном виде реализующий метод Generalized bean	m) [Asming, Prokudina, 2016, Fedorov et al., 2019], B ycoBep- nforming [Ringdal, Kværna, 1989]
Оценка магнитуды	 <i>ML</i> [Richter, 1935; 1958]; <i>mB/MS</i> по Б. Гутенбергу [Gutenberg, 1945]; <i>MS</i> [Ванек и др., 1962]; <i>MLH</i> [Новый каталог, 1977]; <i>Mw</i> [Капатпогі, 1977]; <i>Ms_BB/m</i>_{B,BB} [Bormann, Saul, 2008] 	При отсутствии значений магнитуд, вычисленных в ISC, в – <i>MS</i> по [Ванек и др., 1962]; – <i>ML</i> [Richter, 1935; 1958]. Для региональных землетрясени нение шкалы локальной магнитуды ML [Морозов и др., 20	ычислялись магнитуды: й западной сектора Российской Арктики проведено уточ-)20]

Землетрясения России

ФИЦ ЕГС РАН

Землетрясения Северной Евразии

NEIC



Рис. 3. Список использованных источников для поиска информации о землетрясениях, зарегистрированных в западном секторе Российской Арктики.

архипелага Шпицберген. Для девяти землетрясений не обнаружено достаточного количества вступлений на сейсмических станциях. Для трех сейсмических событий 1974, 1978 и 1989 гг. в разделе "Примечание" указано, что они, вероятно, имеют техногенную природу. Уточненные эпицентры событий 1974 и 1978 гг. попадают в район полигона на архипелаге Новая Земля, а эпицентр события 1989 г. — в район крупного промышленного карьера на Кольском полуострове. Данный факт косвенно указывает на техногенный тип их источника.

Распределение количества землетрясений из уточненного каталога по годам представлено на рис. 4а. Отчетливо видно, что с начала XX в. и до 90-х годов регистрировались только единичные

сейсмические события в пределах района исследования. В период с 1990 по 2000 гг., несмотря на экономический кризис в России, закрытие одних сейсмических станций компенсировалось открытием новых и модернизацией действующих сейсмических станций [Старовой, 2005; Маловичко и др., 2007; Виноградов и др., 2012]. Общее количество отечественных и зарубежных сейсмических станций в регионе увеличивалось. С этими процессами и связано увеличение в этот период количества зарегистрированных землетрясений в западном секторе Российской Арктики.

Однако, более 60% всех землетрясений из каталога было зарегистрировано в период с 2012 по 2020 гг. Как уже отмечалось, в конце XX и в начале XXI века произошло существенное увеличение

Аркти
Российской.
сектора
ог землетрясений западного
нный катало
инфицирова
уточненный и у
сводный
Итоговый
Таблица 3.

	венн (ЭSI	чаодицифинУ)2M бдүтинтем	6.6	5.6	4.7	6.3	5.0	5.2	4.7	4.1	4.4	4.3	3.6	4.3	3.9	4.4	4.3	3.5	3.6	3.3	3.8	3.4*	3.3	3.6*	3.5	3.7	3.3
	квнн (DSI	ланицирован () <i>dm</i> вдутинтем ()	6.3	5.8	5.0	6.2	5.2	5.3	5.0	4.4	4.7	4.6	4.0	4.6	4.3	4.7	4.6	3.9	4.0	3.7	4.2	3.8*	3.8	4.0*	4.6	4.1	3.8
й Арктики		Источник	[Morozov et al., 2019]								[Morozov et al., 2018]		[Morozov et al., 2018]		[Morozov et al., 2018]	[Morozov et al., 2018]	[Morozov et al., 2017]	ISC Bulletin (PRIME)		ISC Bulletin (PRIME)	ISC Bulletin (PRIME)	ISC Bulletin (PRIME)	[Morozov et al., 2017]				
тора Российско		Магнитуда	Mw(ISC) = 6.6 $MLH = 6.6$	MS = 5.6	MLH = 4.7	MLH = 6.3	MLH = 5.0	MLH = 5.2	MLH = 4.7	mb(ISC) = 4.4	mb(ISC) = 4.7	mb(ISC) = 4.6	mb(ISC) = 4.0	mb(ISC) = 4.6	mb(ISC) = 4.3	mb(ISC) = 4.7	mb(ISC) = 4.6	mb(ISC) = 3.9	mb(ISC) = 4.0	mb(ISC) = 3.7	mb(ISC) = 4.2	ML(NAO, NEIC) = 2.8	mb(NAO) = 3.5	ML(NAO, NEIC) = 3.0	mb(ISC) = 4.6 MS(ISC) = 3.5	mb(ISC) = 4.1	mb(NEIC) = 3.2
ного сек	×	Rmajor ^{, KM}	193.0	119.1	258.0	25.1	106.1	40.7	110.2	21.8	20.3	30.1	265.8	23.5	220.0	25.8	15.4	24.7	27.7	17.0	15.2	30.7	33.4	32.4	11.2	18.3	16.4
ий запад	липс ошибон	Rminor, ^{KM}	87.0	72.7	134.0	18.9	41.5	26.0	38.9	12.3	10.2	11.8	25.7	15.8	49.5	23.9	11.0	13.3	12.1	14.5	9.11	9.6	17.2	11.8	8.1	13.0	11.0
нэстрясен	Ð	AzMajor, °	100	80	30	80	80	90	160	100	100	100	120	50	150	20	160	117	107	66	127	72	60	89	123	97	40
талог зем		Диапазон эпицентр. расст., км	2479-4911	3058-5795	2754-3960	1918-7955	2887-6790	2493—6804	2016-5421	342-7060	349-8054	359-8059	1763-5368	771-7253	2183-5335	1280-7563	1030-8430	I	I	I	I	I	625-2350	I	I	I	331-2296
анный Ка		Gap,° (Зона тени)	330	180	292	85	174	97	253	77	63	107	227	83	251	120	П	215	212	203	114	233	211	190	84	123	202
фициров		$N_{ m cr}/N_{ m da3}$	17/26	5/7	3/5	93/141	11/12	41/48	11/14	47/52	84/94	39/48	10/10	52/56	25/25	53/54	52/64	10/11	11/12	19/22	17/18	10/15	7/11	8/10	107/114	14/15	28/41
ный и уни		ћ, км	12f	3f	3f	10f	4f	5f	3f	3f	(4) 0-36	3f	(15) 0-50	3f	(10) 0-50	3f	$^{(0)}_{0-16}$	10f	10f	10f	10f	10f	2f	10f	10f	10f	(0) \$C_0
уточненн	Гипоцентр	λ,°	36.19	104.37	67.60	41.50	41.51	42.27	88.16	40.74	40.12	39.54	68.61	99.15	99.66	111.28	56.01	39.09	40.38	30.10	38.43	34.55	56.72	31.63	95.02	110.42	58.02
сводный		φ,°	82.13	80.50	82.93	82.46	82.28	82.31	75.75	82.30	82.33	82.42	83.35	79.69	79.54	75.50	73.05	82.44	81.74	82.06	79.10	75.60	75.22	70.44	80.02	75.54	72.47
тоговый		Время чч:мм:сс.	14.56:17.5	15:34:45.7	20:13:07.0	20:29:49.3	05:51:13.0	23:32:49.2	10:53:05.4	21:44:08.2	07:50:18.1	10:14:58.4	19:09:28.7	12:48:23.0	13:35:16.1	13:52:34.3	13:56:40.1	13:27:32.6	19:08:53.6	18:28:57.1	20:07:27.4	19:27:12.3	19:22:38.2	12:24:52.1	03:26:17.1	19:29:43.5	02.11:00.2
ица 3. И		Дата дд.мм.гггг	14.10.1908	19.10.1924	02.06.1928	18.02.1948	26.09.1948	22.11.1948	08.10.1963	13.03.1967	14.03.1967	25.06.1975	24.01.1976	07.08.1978	07.08.1978	19.05.1986	01.08.1986	26.04.1994	01.02.1995	04.03.1995	11.04.1995	11.06.1995	13.06.1995	14.06.1995	04.07.1995	14.09.1996	16.08.1997
Табл		ğ	-	2	б	4	5	9	7	8	6	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25

СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗАПАДНОГО СЕКТОРА

127

									ć		;			в ((в (С
				1 ипоцентр					E)	плипс ошиоо	К			JSC иня	DSI) енн
ğ	Дата дд.мм.гтт	Время чч:мм:сс.	φ,°	ۍ. ه	<i>h</i> , км	$N_{ m cr}/N_{ m daa3}$	Gap,° (Зона тени)	Диапазон эпицентр. расст., км	AzMajor, °	Rminor ^{, KM}	Rmajor, ^{KM}	Магнитуда	Источник	ваоqпипфинV) <i>dm</i> бдүтинтем	ваодицифинУ СМ бдутинтем
26	13.01.1998	17:59:56.4	80.56	36.63	5f	5/8	284	490–2369	40	25.8	48.4	ML(BER) = 3.0		4.0	2.8
27	23.04.1998	17:46:46.9	75.58	33.86	10f	7/11	230	I	73	10.6	29.1	ML(BER) = 2.6	ISC Bulletin (PRIME)	3.6	3.3
28	19.09.1998	19:39:27.7	82.11	72.56	10f	8/10	132	I	47	12.9	18.3	mb(ISC) = 3.7	ISC Bulletin (PRIME)	3.7	3.3
29	22.06.1999	21:21:21.2	82.15	96.43	10f	4/4	214	I	157	20.6	118.8	mb(ISC) = 3.5		3.5	3.0
30	23.02.2002	01:21:17.6	74.13	56.01	$^{(0)}_{0-39}$	15/22	89	1034-3470	150	14.4	20.0	mb(IDC) = 3.1		2.9	2.4
31	10.11.2002	11:04:36.4	70.46	49.51	1f	7/12	138	462-1285	170	11.7	19.2	ML(NAO) = 2.0		2.3	1.7^{*}
32	11.05.2003	10:33:21.1	79.71	32.54	10f	5/6	287	I	55	20.5	44.1	ML(NAO) = 3.0	ISC Bulletin	3.2	2.7*
33	08.10.2003	23:07:14.9	75.77	65.36	(5) 0-50	4/8	I	I	70	19.8	51.5	ML(NAO) = 2.6		2.8	2.2*
34	20.01.2005	17:28:16.0	79.79	32.98	10f	10/17	288	I	21	11.8	20.4	ML(NAO) = 3.7	ISC Bulletin, NORSAR	3.8	3.4*
35	18.07.2005	21:09:28.0	79.97	31.66	10f	10/18	284	I	31	24.9	31.7	ML(CSEM) = 2.9	ISC Bulletin (PRIME)	1	
36	18.07.2005	22:51:49.7	79.90	32.31	10f	10/15	283	I	31	22.8	32.3	ML(CSEM) = 3.8	ISC Bulletin (PRIME)	1	
37	30.03.2006	10:46:02.1	70.68	52.88	(35) 0-50	I	I	I	110	19.0	40.0	ML(HEL) = 2.6	[Morozov et al., 2017]	2.8	2.6
38	16.12.2006	05:16:09.3	81.99	39.10	10f	15/16	207	I	144	15.6	19.7	mb(ISC) = 3.5	ISC Bulletin (PRIME)	3.5	3.0
39	28.03.2008	01:41:53.0	77.10	35.88	lf	3/6	265	281-896	70	14.7	32.7	ML(NAO) = 2.3		2.6	2.0*
40	26.07.2008	01:46:04.4	80.11	31.21	1f	5/8	287	384-2083	40	19.6	34.8	ML(CSEM) = 3.1	I		
41	12.10.2008	13:30:02.4	82.71	32.72	10f	54/63	98	Ι	136	9.4	15.2	mb(ISC) = 3.8	ISC Bulletin (PRIME)	3.8	3.4
42	11.11.2009	04:18:20.4	71.53	47.04	1f	16/29	253	617-1495	120	16.1	28.2	ML(BER) = 2.7		3.7	3.4
43	01.03.2010	19:04:58.6	80.01	31.60	10f	18/29	285	I	45	11.6	31.5	ML(BER) = 2.4	ISC Bulletin (PRIME)	3.5	3.2
44	31.08.2010	23:51:49.4	70.71	30.19	10f	5/-	315	I	0	3.0	3.1	ML(HEL) = 1.5	ISC Bulletin	1	
45	11.10.2010	22:48:27.8	76.26	63.91	14	513/525	25	I	15	5.2	6.2	mb(ISC) = 4.7 MS(ISC) = 3.5	ISC Bulletin (PRIME)	4.7	3.5
46	11.01.2011	20:33:58.9	82.79	33.28	10f	26/40	128	Ι	128	10.6	15.2	mb(ISC) = 3.6	ISC Bulletin (PRIME)	3.6	3.1
47	02.04.2011	10:53:09.7	70.54	30.10	10f	Ι	Ι	Ι	0	7.9	34.8	ML(BER) = 1.3	ISC Bulletin (PRIME)	2.4	2.1
48	27.01.2012	09:05:45.7	81.87	36.49	5f	4/8	229	219-557	0	5.9	33.7	ML(AH) = 2.2		1.5*	1.9*
49	08.04.2012	21:51:10.8	82.77	71.27	5f	3/6	333	438-1068	20	50.7	70.2	ML(AH) = 2.1		1.4*	1.8^{*}
50	29.04.2012	10:07:39.1	81.95	41.15	5f	4/8	206	180-2698	20	14.3	32.2	ML(AH) = 2.2		1.5*	1.9*
51	07.12.2012	02:46:59.6	83.17	54.03	Sf	6/12	304	263-1627	40	26.3	38.2	ML(AH) = 2.9		2.5*	2.5*

Таблица 3. Продолжение

МОРОЗОВ и др.

венн (DSI	унифину אפרעדעדאא אל()	4.0	2.5*	1.7^{*}	1.6^{*}	2.4*	I	2.5*	3.1	1.7^{*}	2.7*	1.6^{*}	I	2.1*	1.5*	1.7^{*}	1.5*	1.6^{*}	2.9	2.3*	1.7*	2.1*	1.5*	Ι	1.5*	1.8*	1.8^{*}
кенн (DSI) <i>qш</i> влутирован Унифицирован	3.5	2.5*	1.2*	1.1*	2.4*	1	2.5*	3.6	1.2*	2.8	1.1*	I	1.8^{*}	0.9*	1.2*	0.9*	1.1*	3.1	2.2*	1.2*	1.8*	0.9*	Ι	0.9*	1.4*	1.4^{*}
	Источник																										
	Магнитуда	ML(AH) = 3.4 $MS(IDC) = 3.9$ mb(IDC) = 3.5	ML(AH) = 2.9	ML(AH) = 2.0	ML(AH) = 1.9	ML(AH) = 2.8	ML(AH) = 1.4	ML(AH) = 2.9	ML(AH) = 3.3 $mb(ISC) = 3.6$	ML(AH) = 2.0	ML(AH) = 3.1	ML(AH) = 1.9	ML(AH) = 1.4	ML(AH) = 2.4	ML(AH) = 1.8	ML(AH) = 2.0	ML(AH) = 1.8	ML(AH) = 1.9	ML(AH) = 3.3	ML(AH) = 2.7	ML(AH) = 2.0	ML(AH) = 2.4	ML(AH) = 1.8	ML(AH) = 1.5	ML(AH) = 1.8	ML(AH) = 2.1	ML(AH) = 2.1
К	Rmajor ^{, KM}	16.7	19.1	16.0	24.8	18.6	39.7	26.3	31.8	39.3	34.8	53.8	41.8	19.5	45.5	48.2	42.5	16.7	22.3	31.2	26.4	30.2	24.8	21.9	22.1	20.1	21.4
плипс ошибо	Rminor ^{, KM}	11.1	10.4	6.4	8.2	10.1	9.3	8.9	22.2	5.2	16.8	7.6	6.6	6.7	6.7	6.3	9.6	6.4	13.1	14.5	7.4	6.1	8.1	9.9	9.9	5.7	6.4
e	AzMajor, °	170	150	160	0	160	10	170	160	160	100	160	10	150	160	160	10	160	70	50	170	170	10	170	0	170	0
	Диапазон эпицентр. расст., км	275-4111	279-1238	271-452	218-687	275-1238	206-613	356-742	431-4875	134595	228–942	151-592	190-630	226-565	281-460	277441	189628	278-524	578-2346	336-1296	228-651	278–515	218-705	229—637	233–693	229-686	230-692
	Gap,° (Зона тени)	179	182	167	232	180	249	261	216	196	309	211	251	157	193	172	248	172	174	266	247	229	250	230	237	235	236
	$N_{ m cr}/N_{ m da3}$	20/34	7/13	4/8	5/10	8/14	3/6	5/10	9/15	4/8	3/5	3/6	3/6	4/8	3/6	3/6	3/6	5/10	9/16	9/16	4/8	5/10	5/10	5/10	6/11	7/14	6/11
	ћ, км	Sf	5f	5f	5f	Sf	Sf	5f	5f	Sf	Sf	Sf	5f	Sf	5f	Sf	5f	Sf	(40) 0-50	5f							
Гипоцентр	λ, ∘	32.35	32.13	33.24	36.58	32.38	39.62	31.31	69.60	40.94	54.68	41.00	40.76	36.13	33.95	32.63	40.42	32.66	58.32	67.65	36.41	32.58	39.13	35.88	36.17	36.16	36.27
	φ, °	80.52	80.59	80.21	81.93	80.53	82.28	83.10	83.44	80.30	79.33	79.99	82.23	80.10	79.80	80.31	82.15	80.35	74.58	81.46	81.98	81.90	82.34	81.91	82.09	82.01	82.04
	Время чч:мм:сс.	09:53:12.2	10:55:34.5	14:53:58.8	20:55:34.9	03:54:56.9	01:53:52.1	16:11:24.4	15:58:23.7	17:45:33.6	20:17:09.8	01:25:55.5	09:22:35.3	18:47:52.1	06:38:17.5	05:28:52.9	01:24:27.8	22:22:32.7	04:42:34.4	19:51:05.0	11:49:14.6	05:38:27.7	01:57:05.1	19:33:54.1	17:28:14.5	10:43:14.4	23:41:09.0
	Дага дд.мм.гггг	30.01.2013	30.01.2013	30.01.2013	03.02.2013	06.02.2013	21.03.2013	01.04.2013	07.04.2013	25.05.2013	21.09.2013	25.10.2013	03.12.2013	30.12.2013	02.01.2014	09.01.2014	28.01.2014	21.02.2014	04.03.2014	26.04.2014	06.05.2014	10.05.2014	27.05.2014	10.11.2014	13.11.2014	12.01.2015	19.03.2015
	Š	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	99	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77

СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗАПАДНОГО СЕКТОРА

129

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

Таблица 3. Продолжение

									((1	(; ŀ
				Гипоцентр					Ċ)	ллипс ошибо	ЭК			венн DSI	ISC инях
ğ	Дата дд.мм.гтт	Время чч:мм:сс.	¢,	х, °	ћ, км	N _{cr} /N _{pa3}	Gap,° (Зона тени)	Диапазон эпицентр. расст., км	AzMajor, °	Rminor ^{, KM}	Rmajor ^{, KM}	Магнитуда	Источник) <i>dm</i> бдүтинтем) <i>dm</i> бдүтинтем	ваодишифинУ)2М бдүтинтем
78	30.05.2015	10:30:35.7	82.55	33.44	5f	4/8	249	298–691	170	8.6	24.1	ML(AH) = 3.0		2.7	2.6*
79	23.09.2015	14:20:22.3	80.13	32.39	Sf	5/10	150	290-702	150	7.0	17.2	ML(AH) = 3.0		2.7	2.6*
80	17.11.2015	17:08:32.2	81.79	36.11	Sf	5/10	227	223-674	0	6.1	28.6	ML(AH) = 3.0		2.7*	2.6*
81	20.11.2015	15:43:18.8	71.33	31.72	12	10/-	196	I	0	8.6	33.8	ML(BER) = 2.1		3.2	2.8
82	08.01.2016	02:29:49.9	81.54	37.31	Sf	4/8	218	192-613	170	8.1	25.2	ML(AH) = 2.0		1.2	1.7
83	22.02.2016	08:20:47.2	82.10	96.77	5f	15/23	110	795-3052	40	14.1	25.3	mb(ISC) = 3.4 ML(AH) = 3.2		3.4	2.9
84	03.04.2016	15.52.13.4	81.87	36.45	5f	6/12	230	219679	0	5.9	23.1	ML(AH) = 2.1		1.4*	1.8^{*}
85	24.05.2016	20:30:17.5	82.12	35.30	Sf	6/12	237	250-689	170	6.2	23.2	ML(AH) = 2.5		1.9*	2.1*
86	02.07.2016	08:26:29.9	82.91	35.15	Sf	8/16	259	299-1493	0	9.1	23.9	ML(AH) = 3.0		2.7	2.6*
87	06.07.2016	07:13:41.1	81.70	36.12	Sf	5/9	223	217-620	170	6.4	23.3	ML(AH) = 2.1		1.4*	1.8^{*}
88	01.08.2016	10:33:47.3	82.15	38.12	Sf	6/12	242	214-720	0	7.2	23.6	ML(AH) = 2.5		1.9*	2.1*
89	17.10.2016	18:36:34.9	80.70	37.18	Sf	12/24	180	187-1278	160	5.7	14.6	ML(AH) = 3.1		2.8	2.7*
90	29.11.2016	01:55:56.3	80.45	69.84	Sf	4/7	198	401-1087	10	7.5	76.5	ML(AH) = 3.1		2.8	2.7*
91	11.01.2017	07:43:05.5	78.01	96.61	10f	20/28	121	Ι	117	7.6	10.0	$m_b(ISC) = 3.4$	ISC Bulletin (PRIME)	3.4	2.9
92	16.01.2017	08:13:10.0	81.96	36.28	10f	4/7	246	221-631	170	7.1	27.9	ML(AH) = 2.1		1.4	1.8
93	02.02.2017	12:20:07.3	81.74	36.13	Sf	4/7	225	222-626	0	7.9	35.0	ML(AH) = 2.1		1.4	1.8
94	23.03.2017	07:29:42.1	76.46	30.22	23	4/-	Ι	I	I	I	I	ML(BER) = 1.4	ISC Bulletin	3.5	2.2
95	02.05.2017	13:35:42.0	75.31	58.05	(25) 0-50	3/6	183	631-1071	70	11.3	40.9	ML(AH) = 3.4		3.2	3.0
96	18.01.2018	23:38:11.4	82.89	71.23	Sf	4/8	200	433-1072	0	9.8	46.3	ML(AH) = 3.1		2.8	2.7*
97	27.01.2018	02:12:57.9	73.77	55.65	(32) 0-50	18/-	I	I	40	10.3	11.5	$ML(AH) = 3.8$ $m_b(IDC) = 3.3$		3.2	2.7
98	04.03.2018	16:20:34.9	82.25	31.66	Sf	4/7	253	299640	160	8.2	28.5	ML(AH) = 2.1		1.4*	1.8^{*}
66	09.03.2018	00:44:13.9	83.44	33.78	Sf	3/5	329	610-780	160	40.3	40.7	ML(AH) = 2.2		1.5*	1.9*
100	17.03.2018	22:24:59.7	82.57	73.60	5f	13/19	115	445-7716	10	10.7	39.2	$ML(AH) = 3.4$ $m_b(ISC) = 3.6$		3.6	3.1
101	27.03.2018	11:27:42.2	82.59	83.35	5f	9/14	128	483-7828	20	10.9	31.5	$ML(AH) = 3.3$ $m_b(ISC) = 3.3$		3.3	2.8
102	16.06.2018	06:49:10.0	82.62	34.50	5f	4/8	251	290-592	0	7.5	33.0	ML(AH) = 2.5		1.9*	I
103	26.06.2018	21:59:26.2	81.69	36.36	5f	4/8	223	211-543	0	5.7	34.8	ML(AH) = 2.3		1.6*	2.0*

130

Таблица 3. Продолжение

МОРОЗОВ и др.

				Гипоцентр					E	ллипс ошибс	ĸ			квнн (J2I	вбнн (Э2I
Nē	Дата дд.мм.гггг	Время чч:мм:сс.	°, ¢	<i>х</i> , °	<i>h</i> , км	$N_{ m cr}/N_{ m daa3}$	Gap,° (Зона тени)	Диапазон эпицентр. расст., км	AzMajor, °	Rminor ^{, KM}	Rmajor ^{, KM}	Магнитуда	Источник	неаоqилифинУ 1) <i>dm</i> бдүтинтем	нааодилифинV)2M бдүтинтем
104	29.09.2018	08:18:45.6	82.27	39.62	5f	5/8	237	188–669	10	2.4	22.2	ML(AH) = 2.4		1.8*	2.1*
105	23.01.2019	14:49:20.9	83.78	31.27	5f	21/30	88	404-4306	150	8.1	13.8	$ML(AH) = 3.1$ $m_b(ISC) = 3.4$		3.4	2.9
106	28.01.2019	20:45:10.7	74.81	59.39	$(33) \\ 0-50$	9/17	132	714-1307	170	13.4	15.5	ML(AH) = 3.5		3.4	3.1
107	10.02.2019	19:11:10.4	81.83	29.86	5f	10/17	196	323-1377	160	6.6	17.5	ML(AH) = 2.9		2.5*	2.5*
108	07.05.2019	10:02:16.7	82.95	65.16	5f	5/10	199	358-1027	0	9.6	36.9	ML(AH) = 3.0		2.7	2.6*
109	21.05.2019	03:45:11.5	75.51	110.47	10f	687/585	25	I	29	4.5	5.9	$m_b(ISC) = 4.8$ MS(ISC) = 3.9	ISC Bulletin (PRIME)	4.8	3.9
110	14.06.2019	18:17:33.4	82.53	36.28	5f	17/21	243	578-4626	160	17.0	44.4	$ML(AH) = 3.7$ $m_b(ISC) = 3.4$		3.4	2.9
111	22.10.2019	01:16:54.8	83.85	45.59	Sf	3/6	354	790–918	I	I	I	ML(AH) = 2.1		1.4^{*}	1.8^{*}
112	02.12.2019	09:54:08.9	80.50	32.34	Sf	4/8	196	277-531	160	5.3	47.1	ML(AH) = 2.8		2.4*	2.4*
113	08.12.2019	23:25:53.5	82.25	40.15	5f	3/6	262	198-629	10	8.2	33.5	ML(AH) = 2.0		1.2*	1.7*
114	05.01.2020	06:39:52.8	82.95	49.91	Sf	3/6	303	232-785	40	15.7	31.0	ML(AH) = 2.3		1.6^{*}	2.0*
115	17.02.2020	17:06:23.1	74.56	56.39	(26) 0-50	9/17	145	568-1280	50	11.1	15.4	ML(AH) = 3.4		3.2	3.0
116	04.03.2020	17:23:25.4	81.63	37.63	5f	4/8	235	184672	170	6.3	36.2	ML(AH) = 2.4		1.8*	2.0
117	06.03.2020	20:00:21.0	82.83	44.25	Sf	4/8	286	232-833	20	11.3	31.3	ML(AH) = 2.5		1.9*	2.1
118	07.05.2020	06:11:11.0	82.38	70.44	5f	3/6	210	403-638	0	7.9	109.1	ML(AH) = 3.1		2.8	2.7*
119	18.06.2020	13:34:10.6	82.03	36.32	Sf	4/8	248	229-654	170	7.5	25.6	ML(AH) = 2.3		1.6*	2.0*
120	22.06.2020	21:39:28.2	79.94	33.02	5f	4/8	174	288-421	150	5.1	20.3	ML(AH) = 2.0		1.2*	1.7*
121	27.06.2020	00:23:11.7	82.62	35.87	5f	7/14	207	275-1131	160	8.2	19.9	ML(AH) = 3.6		3.5	3.2
122	07.08.2020	20:59:14.0	82.66	61.80	5f	3/5	331	301-968	150	46.5	58.2	ML(AH) = 2.6		2.1*	2.2*
123	23.08.2020	03:26:22.2	73.50	54.76	(32) 0-50	12/-	156	490–1540	80	11.3	14.9	ML(AH) = 3.6		3.5	3.2
124	30.10.2020	14:13:10.0	83.67	32.87	5f	3/6	284	389-808	170	17.0	40.5	ML(AH) = 3.2		2.9	2.8*
125	30.10.2020	15:11:42.4	83.63	32.74	5f	5/10	280	385-802	170	14.0	32.3	ML(AH) = 3.3		3.1	2.9
* Ис пред	пользовал елом диап	ось коррел (азона магл	пяционно нитуд, при	е соотноши 1 котором (ение межд было полу	у магниту, чено данн	дами с коэ ое соотноі	ффициент цение. Т.е	гом детерм. . полученн	иинации <i>К</i> ное значен	² ниже 0.3 ие магнит	, либо значение уды не может счі	исходной магнитуді итаться надежно опр	ы находи ределенн	JIOCE 33 bim.

Таблица 3. Окончание

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗАПАДНОГО СЕКТОРА

131

абл	ица 4. К ^г	италог сейс	смическ	их соб	ытий, 1	асключе	нных из ито	эгового свод	ного катал	іога запад	ного секто	ра Российско	ой Арктики	
و لا	Дата	Время	Ĺ	поцент	6	N /N.	Gap,°	Диапазон	(1)	ллипс ошибо	¥	Morting	Monomina	Понимания
	ДД.ММ.ITIT	чч:мм:сс.0	φ,°	λ,°	$h,{ m KM}$	¹ ст/ ¹ фаз	(Зона тени)	эницентр. расст., КМ	AzMajor, $^{\circ}$	$R_{\rm minor}, { m KM}$	R _{major} , KM	манитуда	инногог	оппетания
-	13.04.1912	02.39:45.9	85.05	94.93	Sf	6/8	325	3127-4460	10	181.0	270.3	MS = 5.1	[Morozov et al., 2021]	Хребет Гаккеля
2	24.09.1922	12:25:57.0	81.03	129.34	5f	6/7	349	4333–4994	40	383.7	884.8	I	[Morozov et al., 2021]	Хребет Гаккеля Неточно
б	11.11.1923	14:00:32.8	84.66	104.75	10f	2/3	I	3205-3240	40	266.0	393.0	M(MOS) = 5.2		Хребет Гаккеля Неточно
4	27.03.1928	17:46:14.1	85.18	141.00	$^{(0)}_{0-50}$	4/4	283	3509–3874	80	134.4	565.1	I	[Morozov et al., 2018]	Хребет Гаккеля
5	04.03.1956	03:18:16.4	83.83	112.14	(15) 0-50	14/15	231	2322-7222	140	34.3	81.0	I	[Morozov et al., 2018]	Хребет Гаккеля
6	11.01.1962	12:32:30.5	79.64	23.40	$^{(0)}_{0-50}$	5/8	344	1125–2118	80	61.7	242.3	I	[Morozov et al., 2018]	Архипелаг Шпицберген
٢	22.06.1962	07:47:05.5	79.94	23.98	$^{(0)}_{0-50}$	8/14	334	1131–2146	80	44.0	96.3	I	[Morozov et al., 2018]	Архипелаг Шпицберген
8	04.08.1963	18:42:28.2	69.18	23.97	$^{(0)}_{0-50}$	4/4	284	197—947	10	14.5	213.4	I	[Morozov et al., 2018]	Север Скандинавии
6	19.08.1967	16:27:53.7	77.77	19.01	$^{(0)}_{0-50}$	7/14	333	909–1551	80	40.3	70.4	I	[Morozov et al., 2018]	Архипелаг Шпицберген
10	20.08.1967	11:31:45.5	85.07	86.66	(5) 0-50	9/9	318	2037-6398	150	160.7	180.7	M(LAO) = 3.7	[Morozov et al., 2018]	Хребет Гаккеля
11	31.03.1968	03:03:58.1	84.89	3.25	$^{(0)}_{0-50}$	6/6	193	783–2733	50	15.6	82.8	M(LAO) = 3.9	[Morozov et al., 2018]	Хребет Гаккеля
12	06.05.1970	07:10:32.8	75.76	25.36	$^{(0)}_{0-50}$	9/14	312	674-1438	70	34.7	56.9	I	[Morozov et al., 2018]	Западная часть шельфа Баренцево моря
13	16.05.1970	13:20:01.2	79.60	19.02	$^{(0)}_{0-50}$	4/5	347	1353-2602	110	82.3	327.4	I	[Morozov et al., 2018]	Архипелаг Шпицберген
14	27.02.1972	10:09:22.6	86.74	69.16	Sf	9/9	224	2351 - 5154	120	40.5	471.6	I	[Morozov et al., 2021]	Хребет Гаккеля
15	12.12.1974	21:19:39.7	70.83	53.76	$^{(0)}_{0-40}$	16/23	220	790-7020	20	19.5	24.6	<i>mb</i> (ISC) = 4.3	[Morozov et al., 2017, 2018]	Вероятно техногенное событие
16	03.03.1975	05:45:01.7	84.58	100.73	$^{(0)}_{0-50}$	6/6	220	2015-6359	150	36.3	141.3	mb(ISC) = 4.1	[Morozov et al., 2018]	Хребет Гаккеля
17	11.12.1975	05:32:15.0	72.00	45.00	I	I	I	Ι	I	I	I	I	ISC Bulletin	Вступления от телесей- смического землетрясе- ния: 05:16:10.8; -11.26/166.02; mb(1SC) = 5.1

132

МОРОЗОВ и др.

i

Дата Время Гипоцентр N_{cp}° (Зона тени) (Зона тени) N_{cp}°/N_{pha3} (Зона тени)	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	Время Пипоцентр $N_{cv}/N_{\phi a a}$ (Зона тени) (Зона тени)	Гипоцентр $N_{\rm cr}/N_{\rm dya}$ (Зона тени) $\phi,^{\circ}$ $\lambda,^{\circ}$ $h, {\rm KM}$	поцентр $N_{\rm cr/}N_{\rm das}$ Gap.° (Зона тени) λ ,° h , км	$\frac{1}{h, \mathrm{kM}} \frac{N_{\mathrm{cr}}/N_{\mathrm{dya3}}}{(30 \mathrm{Hartehn})}$	N _{ст} /N _{фаз} Gap,° (Зона тени)	Gap,° (Зона тени)		Диапазон эпицентр. расст., км	AzMajor, °	Эллипс ошибо <i>R</i> _{minor} , км	K Rmajor, KM	Магнитуда	Источник	Примечание
.05.1977 17:50:37.0 77.00 30.00	77 17:50:37.0 77.00 30.00	:50:37.0 77.00 30.00	77.00 30.00	30.00	1	1	I		I	I	I	I	I	ISC Bulletin	Не обнаружены вступле- ния от этого события
5.11.1978 08:30:01.7 73.44 54.69 (0) 6/10 336	78 08:30:01.7 73.44 54.69 (0) 6/10 336	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	73.44 54.69 (0) 6/10 336	54.69 (0) 6/10 336	$ \begin{array}{c c} (0) \\ 0-50 \end{array} 6/10 336 \end{array} $	6/10 336	336		980–2170	160	43.8	93.5	mb(NAO) = 4.3	[Morozov et al., 2017, 2018]	Вероятно техногенное событие
9.04.1986 04:29:53.0 74.50 111.50 3f 4/6 347	86 04:29:53.0 74.50 111.50 3f 4/6 347	:29:53.0 74.50 111.50 3f 4/6 347	74.50 111.50 3f 4/6 347	111.50 3f 4/6 347	3f 4/6 347	4/6 347	347		545-761	30	39.3	121.9	K = 10		Район полуострова Таймыр
9.10.1988 02:12:23.0 76.80 31.60 - </td <td>88 02:12:23.0 76.80 31.60</td> <td>.:12:23.0 76.80 31.60</td> <td>76.80 31.60</td> <td>31.60</td> <td>1</td> <td>1</td> <td>Ι</td> <td></td> <td>I</td> <td>I</td> <td>I</td> <td>I</td> <td>I</td> <td>ISC Bulletin</td> <td>Недостаточно данных для уточнения</td>	88 02:12:23.0 76.80 31.60	.:12:23.0 76.80 31.60	76.80 31.60	31.60	1	1	Ι		I	I	I	I	I	ISC Bulletin	Недостаточно данных для уточнения
9.12.1989 12:55:55.3 69.32 30.30 (0) 6/11 31	89 12:55:55.3 69.32 30.30 (0) 6/11 31	:55:55.3 69.32 30.30 (0) 6/11 31	69.32 30.30 (0) 6/11 31	30.30 (0) 6/11 31	(0) 6/11 31: 0-50	6/11 31	31	2	283-1286	50	27.5	32.0	md(BER) = 3.9	[Morozov et al., 2018]	Вероятно техногенное событие
	92 09:29:24.0 73.61 55.18 0f – – –	-:29:24.0 73.61 55.18 0f – –	73.61 55.18 0f – –	55.18 0f – –	0f – – –	1	I		I	I	I	I	mb(NAO) = 2.7	[Ringdal, 1997]	Недостаточно данных для уточнения
0.06.1995 18:45:30.3 75.70 37.09 0 -	95 18:45:30.3 75.70 37.09 0 -	.45:30.3 75.70 37.09 0 -	75.70 37.09 0 -	37.09 0 -	0	1	I		Ι	I	I	I	I	ISC Bulletin	Недостаточно данных для уточнения
	95 12:51:50.2 76.12 30.35 0 -	:51:50.2 76.12 30.35 0 -	76.12 30.35 0 -	30.35 0 -	- 0	1	I		I	I	I	I	I	ISC Bulletin	Недостаточно данных для уточнения
3.01.1996 17:17:23.0 75.13 56.73 0f – .	96 17:17:23.0 75.13 56.73 0f – .	- 17:23.0 75.13 56.73 0f -	75.13 56.73 0f –	56.73 0f –	0f -	1		1	I	I	I	I	mb(NAO) = 2.4	[Ringdal, 1997]	Недостаточно данных для уточнения
9.01.1998 02:38:56.8 80.70 28.87 5f 3/6 2	98 02:38:56.8 80.70 28.87 5f 3/6 2	:38:56.8 80.70 28.87 5f 3/6 2	80.70 28.87 5f 3/6 2	28.87 5f 3/6 2	5f 3/6 2	3/6		98	368-1237	30	25.3	44.9	ML(BER) = 2.4		Восточнее архипелага Шпицберген
2.04.1998 10:46:06.9 81.85 27.18 5f 3/6	98 10:46:06.9 81.85 27.18 5f 3/6	:46:06.9 81.85 27.18 5f 3/6 3	81.85 27.18 5f 3/6	27.18 5f 3/6	5f 3/6	3/6		314	457–1373	20	34.5	44.7	ML(BER) = 2.6		Севернее архипелага Шпицберген
08.2003 14:24:45.5 79.49 32.14 – 2/3	03 14:24:45.5 79.49 32.14 - 2/3	:24:45.5 79.49 32.14 - 2/3	79.49 32.14 – 2/3	32.14 – 2/3	- 2/3	2/3		I	I	I	I	Ι	I	ISC Bulletin	Недостаточно данных для уточнения
5.01.2005 21:14:08.0 78.59 30.73 15 2/4	05 21:14:08.0 78.59 30.73 15 2/4	:14:08.0 78.59 30.73 15 2/4	78.59 30.73 15 2/4	30.73 15 2/4	15 2/4	2/4		I	I	I	I	Ι	ML(BER) = 1.6	ISC Bulletin	Недостаточно данных для уточнения
	10 16:46:25.6 70.81 49.42 0 -	.46:25.6 70.81 49.42 0 -	70.81 49.42 0 -	49.42 0 -	0	1	·	I	I	I	I	I	I	ISC Bulletin	Недостаточно данных для уточнения
4.12.2016 08:24:46.6 83.54 114.33 5f 5/6 l	16 08:24:46.6 83.54 114.33 5f 5/6 I	:24:46.6 83.54 114.33 5f 5/6 I	83.54 114.33 5f 5/6 I	114.33 5f 5/6 I	5f 5/6 I'	5/6 I	T	75	512-6928	110	33.6	61.6	mb(IDC) = 3.6 $MS(IDC) = 3.6$ $ML(IDC) = 3.7$		Хребет Гаккеля

Таблица 4. Окончание

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗАПАДНОГО СЕКТОРА

133



Рис. 4. Распределение землетрясений из созданного сводного уточненного и унифицированного каталога землетрясений западного сектора Российской Арктики: (а) — по годам; (б) — по магнитудам *mb*, *MS* и *ML*; (в) — по унифицированной магнитуде *mb*; (г) — по унифицированной магнитуде *MS*.

количества российских и зарубежных сейсмических станций в Евразийской Арктике, оснащенных современной высокочувствительной аппаратурой, что сказалось на уменьшении порога регистрации землетрясений для отдельных районов Арктики. В частности, с 2010 г. начинает развертываться арктическая часть Архангельской сейсмической сети (код сети АН, DOI: https://doi.org/10.7914/SN/AH), станции которой в настоящий момент функционируют на архипелагах Земля Франца-Иосифа, Северная Земля и побережье Карского моря. Активно развивалась сеть арктических станций Кольского филиала ФИЦ ЕГС РАН. Сотрудниками Центрального отделения ФИЦ ЕГС РАН в 2017 г. установлены три сейсмические станции по полуострове Ямал: Бованенково (BVNN), Сабетта (SBTT) и Харасавэй (HRSV) [Виноградов, Пятунин, 2017]. Сотрудникам Якутского филиала ФИЦ ЕГС РАН удалось модернизировать существующие и установить новые станции на севере Якутии, доведя их количество до уровня конца 80-х г. Распределение по типам магнитуд и их значениям в зависимости от времени показано на рис. 4б. Для первой половины XX века землетрясения в каталоге оценены магнитудами MLH, которые приравниваются к значениям MS(MOS), вычисленным в ФИЦ ЕГС РАН [Расчет..., 2022], а значения MS(MOS), в свою очередь, практически аналогичны значениям MS(ISC), вычисленным в ISC [Petrova, Gabsatarova, 2020]. С конца 60-х годов землетрясения в каталоге оценены магнитудами mb(ISC). А с середины 90-х годов в связи с развитием региональных сетей преобладают магнитудные оценки ML.

Рисунок 46 хорошо иллюстрирует регистрационные возможности сейсмических станций, функционирующих в разные периоды времени. Практически до 90-х годов в пределах западного сектора Российской Арктики регистрировались только сильные землетрясения с магнитудами *MS* и *mb* не ниже 4.0. Начиная с 90-х г. регистрируются землетрясения с магнитудами *ML* не ниже 2.0. А после 2010 г., в связи со значительным увеличением количества стационарных сейсмических станций в регионе, землетрясения регистрируются с магнитудами *ML* не ниже 1.3.

В качестве унифицированной магнитуды в сводном каталоге выступают магнитуды *mb*(ISC) и MS(ISC) (рис. 4в, 4г). Значения унифицированной магнитуды *mb*(ISC) являются более предпочтительными для дальнейших использований, т.к. для значительной части землетрясений они уже были вычислены непосредственно по исходным данным, а при вычислении остальных значений использовалось меньшее количество соотношений с невысокими значениями коэффициента детерминации (R^2). Однако, 45 определений унифицированной магнитуды *mb*(ISC) в итоговом каталоге были получены с использованием корреляционных соотношений с коэффициентом детерминации R^2 ниже 0.3, либо значения исходных магнитуд находились за пределом диапазона магнитуд, при котором были получены данные соотношения. Для унифицированной магнитуды MS(ISC) таких соотношений 57. Эти определения относятся в основном к низкомагнитудным землетрясениям, зарегистрированными в зоне перехода "континент-океан". Эти определения отмечены звездочками в табл. 3 и рассматриваются как ненадежные.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В пределах западного сектора Российской Арктики наибольшая сейсмичность проявляется в пределах зоны перехода "континент—океан" и о. Белый, архипелагов Новая Земля и Северная Земля (рис. 5). Сам шельф Баренцева и Карского морей характеризуется редкой и рассеянной сей-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

смичностью. Также в район исследования попадают фрагменты сейсмичности полуострова Таймыр и севера Фенноскандии. Ниже приведен анализ сейсмичности для конкретных сейсмоактивных районов.

Зона перехода "континент-океан"

В пределах зоны перехода "континент-океан" зарегистрировано наибольшее количество землетрясений (более 70%) и самые сильные по магнитуде землетрясения. Землетрясение с магнитудой Mw(ISC) = 6.6, произошедшее 14 октября 1908 г., было сильнейшим в этом районе за весь период наблюдений. Эпицентр находился в устье грабена Франц-Виктория, западнее архипелага Земля Франца-Иосифа (рис 5б). 18 февраля 1948 г. в районе устья грабена Франц-Виктория произошло второе сильное землетрясение с магнитудой MLH = 6.3. В этом же голу произонило еще лва сильных землетрясения: 26 сентября с магнитудой *MLH* = 5.0 и 22 ноября с *MLH* = 5.2. Следующая активизация произошла 13 и 14 марта 1967 г., когда произошли два землетрясения с магнитудами MLH = 4.4 и 4.7. В дальнейшем в этом районе происходили землетрясения с магнитудами значительно меньшими, чем в первой половине XX в. (табл. 3). При этом большая часть землетрясений в пределах зоны перехода "континент-океан" была зарегистрирована в период с 2012 по 2020 гг., вследствие, как уже отмечалось, существенного увеличения количества российских и зарубежных сейсмических станций в Евразийской Арктике (рис. 6).

Главной особенностью распределения эпицентров землетрясений зоны перехода "континент-океан" является ее неравномерность в пространстве. Прослеживается четкая приуроченность эпицентров к отрицательным морфоструктурам континентального склона – желобам (грабенам) и положительным – поднятиям (рис. 5б). Большая часть зарегистрированных землетрясений приходится на желобы Франц-Виктория и Св. Анны. В районе самих желобов эпицентры землетрясений также расположены неравномерно. Желоб Франц-Виктория является одним из основных (после архипелага Шпицберген) сейсмически активных районов в Баренцево-Карского регионе.

В районе желоба Франц-Виктория эпицентры землетрясений тяготеют к нескольким его частям. Большинство эпицентров располагаются в устьевой части грабена, непосредственно у континентального склона, и на границе грабена с поднятием Белый и Виктория, в его северной и южной частях. Сейсмическая активность наблюдается также в пределах самого восточного о. Белый архипелага Шпицберген, который также относится к поднятию Белый и Виктория. В частности, в рай-

МОРОЗОВ и др.



Рис. 5. Батиметрическая (а) и тектоническая (б) по [Атлас..., 2004] карты с обозначением эпицентров землетрясений из созданного сводного уточненного и унифицированного каталога землетрясений западного сектора Российской Арктики. Цифрами на тектонической карте обозначены: 1 – поднятие Белый и Виктория; 2 – желоб Франц Виктория; 3 – желоб Святой Анны; 4 – желоб Воронина.



Рис. 6. Распределение землетрясений по годам из созданного сводного уточненного и унифицированного каталога землетрясений для зоны перехода "континент—океан".

оне о. Белый 30 января 2013 г. произошло землетрясение магнитудой ML(AH) = 3.4. После этого землетрясения в течение пяти часов было зарегистрировано шесть землетрясений, которые вероятнее всего являются его афтершоками. В пределах района исследования это одно из двух землетрясений в течение всего инструментального периода, для которого были зарегистрированы афтершоки.

Эпицентры землетрясений, зарегистрированных в районе желоба Св. Анны, также тяготеют к его широкой устьевой части в районе континентального подножия. Часть эпицентров слабых землетрясений располагаются напротив устьевой части желоба Святой Анны. Эпицентры землетрясений также приурочены и к центральной части желоба. Количество и магнитуда зарегистрированных землетрясений также может свидетельствовать о сейсмической активности желоба.

Западнее архипелага Северная Земля расположен желоб Воронина. Желоб характеризуется полным отсутствием зарегистрированных землетрясений, что является одной из особенностей в распределении эпицентров в пределах района исследования.

Из-за удаленности сейсмических станций не удалось надежно вычислить глубины очагов землетрясений в пределах зоны перехода "континент-океан". Только для землетрясения 14 марта 1967 г. с *mb*(ISC) = 4.7 в пределах желоба Франц-Виктория вычислен диапазон возможных глубин от 0 до 36 км. Максимальное значение рейтинговой функции, реализованной в алгоритме NAS, приходится на глубину 4 км. Для остальных землетрясений принималось минимально возможное значение глубины в зависимости от магнитуды: от 3 до 12 км. Для низкомагнитудных землетрясений, зарегистрированных ближайшими станциями в период с 2011 по 2020 гг., принималось значение фиксированной глубины 5 км. Исходя из тектонических условий, с уверенностью можно говорить, что имеют место коровые земле-

Nº 2

ФИЗИКА ЗЕМЛИ

трясения преимущественно в верхнем его слое [Morozov et al., 2018].

В пределах района исследования только для четырех землетрясений вычислены параметры механизма очага [Аветисов, 1996]. Для двух землетрясений, произошедших в пределах желоба Франц-Виктория 18 февраля и 22 ноября 1948 гг., имеющиеся решения у разных авторов [Мишарина, 1967; Ассиновская, 1994] дали сдвиговый механизм. Но при хорошем совпадении положения нодальных плоскостей азимуты соответствующих осей напряжений отличаются почти на 90°, что заставляет предположить ошибку у одного из авторов. Для землетрясения, произошедшего также в пределах желоба 14.03.1967 г., по трем определениям [Мишарина, 1967; Ассиновская, 1994; Аветисов, 1996] совпадение результатов достаточно удовлетворительное. Получен сдвиговый или сбросово-сдвиговый механизм с широтно ориентированной осью растяжения.

Рассмотренные особенности пространственного распределения землетрясений представляют определенный научный интерес. Во-первых, в силу географических и климатических условий, рассматриваемый регион до сих пор остается сейсмически слабо изученным. Во-вторых, полученные данные совместно с имеющейся геофизической информацией позволяют по-новому взглянуть на геодинамику региона. В работе [Morozov et al., 2018], обобщающей имеющиеся геофизические, геотектонические и полученные сейсмические данные, сделано предположение, что превалирующим геодинамическим фактором, отвечающим за возникновение низкомагнитудных землетрясений в зоне перехода "континент-океан", является изостатическая компенсация лавинного осадконакопления.

Архипелаг Новая Земля

Архипелаг Новая Земля — крупнейший в Российской Арктике — расположен в восточной части Баренцева моря (рис. 5а). Он включает в себя

2023



Рис. 7. Диаграмма распределения глубин землетрясений, зарегистрированных в пределах архипелага Новая Земля.

два крупных острова — Северный и Южный, которые разделены узким проливом Маточкин Шар (2—3 км) и множеством более мелких островов. До 1990 г. на архипелаге действовал ядерный полигон, поэтому большинство зарегистрированных сейсмических событий в регионе явились результатом функционирования полигона. На полигоне было проведено в общей сложности 130 ядерных испытаний в атмосфере, в воде и под землей [Халтурин и др., 2005].

Только одно сейсмическое событие, произошедшее 1 августа 1986 г. до прекращения функционирования полигона в 1990 г., относят к землетрясениям. В работе [Marshall et al., 1989] по наличию четких вступлений глубинных фаз и вычисленной глубине очага в 24 км делается предположение о тектонической природе данного событий. Однако однозначного мнения у сейсмологического сообщества по поводу природы этого событий нет.

После 1990 г. в пределах архипелага было зарегистрировано 14 землетрясений, для которых была проведена процедура уточнения (табл. 3). Три события, указанные в работе [Ringdal, 1997] и в бюллетене ISC, зарегистрированы и слоцированы по данным одной или двух сейсмических групп. Нам не удалось обнаружить дополнительные вступления на ближайших от этих событий сейсмических станциях. Поэтому нами эти события не рассматривались и перенесены в табл. 4 с примечанием о недостаточности данных для уточнения.

Большинство эпицентров располагается в пределах о. Северный, преимущественно в южной его части и вдоль западного побережья, и могут быть приурочены к субмеридиональным разломам (рис. 56). Непосредственно к территории о. Южный относится лишь эпицентр события 1986 г., приуроченный к области пересечения субмеридиональных и субширотных разломов, имеющих четкое выражение в рельефе с амплитудой до 700 м и переходом от низкогорья к прибрежно-морской равнине [Аветисов, 1996]. Часть эпицентров располагается в акваториях Баренцева и Карского морей и приурочены к различным тектоническим структурам.

Значения магнитуд зарегистрированных землетрясений варьируют: для вычисленных *mb* от 3.1 до 4.7; для *ML* от 2.0 до 3.8. Унифицированная магнитуда *mb*(ISC) варьирует от 2.3 до 4.7. Самое сильное землетрясений с *mb*(ISC) = 4.7 произошло 11 октября 2010 г. Землетрясение, произошедшее 1 августа 1986 г., имеет близкую оценку магнитуды – *mb*(ISC) = 4.6.

Для большинства землетрясений в пределах архипелага удалось вычислить диапазоны возможных глубин (рис. 7; табл. 3). Для землетрясений, произошедших в пределах о. Северный, характерны глубины в нижнем слое коры. Землетрясения, произошедшие в районе о. Южный и в акваториях Баренцева и Карского морей, имеют диапазон возможных глубин в верхней части коры.

Только для одного землетрясения, произошедшего 1 августа 1986 г., были вычислены параметры механизма очага в работе [Ассиновская, 1994]. Результаты характеризуются в работе как надежные. Был получен взбросовый механизм с субширотным горизонтальным сжатием.

Архипелаг Северная Земля

Самым ранним инструментально зарегистрированным землетрясением в пределах архипелага Северная Земля является землетрясение 13 апреля 1912 г. Это землетрясение упоминается в работах [Tams, 1922; Gutenberg, Richter, 1954; Линден, 1959; Новый каталог..., 1977]. При этом по работам [Gutenberg, Richter, 1954; Линден, 1959; Новый каталог..., 1977] эпицентр располагается в пределах архипелага Северная Земля, а согласно работе [Tams, 1922] в пределах хребта Гаккеля. Было проведено уточнение основных параметров землетрясения по данным шести европейских сейсмических станций. Уточненный эпицентр землетрясения располагается в пределах хребта Гаккеля. Была пересчитана его магнитуда *MS* по данным из бюллетеней станций, согласно (1), которая равна 5.1. Соответственно, это землетрясение не имеет отношения к району архипелага Северная Земля. Это очень важный результат для оценки в будущем сейсмической опасности данной территории.

Землетрясение 24 сентября 1922 г. также изучалось в работе [Могоzov et al., 2018]. Из-за малого количества сейсмических станций, их удаленности от эпицентра и широкого азимутального створа уточненный эпицентр имел большой эллипс ошибок и само решение не считалось надежным. В этом исследовании удалось обнаружить дополнительные времена вступлений на сейсмических станциях, которые в предыдущей работе не учитывались. После уточнения эпицентр сместился в район хребта Гаккеля. Но решение все равно остается ненадежным по причинам, которые были перечислены выше. Большой эллипс ошибок не дает нам возможности отнести это землетрясение в определенному району.

Только землетрясение 19 октября 1924 г. из всех землетрясений первой половины XX века можно отнести к району архипелага, а именно к континентальному склону. В каталоге [Новый каталог..., 1977] указана магнитуда этого землетрясения, равная MLH = 4.5. Нами было вычислено значение магнитуды MS = 5.6 по формуле (1) по значениям амплитуд и периодов, указанных в бюллетенях четырех сейсмических станций.

В районе архипелага Северная Земля 7 августа 1978 г. с разницей в 40 минут было зарегистрировано два сильных землетрясения с магнитудами *mb*(ISC) равными 4.6 и 4.3, которые являются, вероятнее всего, основным толчком и афтершоком. В пределах района исследования это второе землетрясение в течение всего инструментального периода, для которого были зарегистрированы афтершоки.

Всего в пределах архипелага было зарегистрировано пять землетрясений. Одно в 1924 г. с магнитудой MS = 5.6 и четыре с магнитудами mb(ISC) от 3.4 до 4.6. Только для афтершока 7 августа 1967 г. с mb(ISC) = 4.3 был вычислен диапазон возможных глубин с максимальным значением рейтинговой функцией на глубине 10 км. Для остальных землетрясений принималось минимально возможное значение глубины в зависимости от магнитуды.

ЛДФ-модели и зоны ВОЗ

Было выполнено сравнение параметров ЛДФмоделей карт ОСР-97 и ОСР-2016 [Уломов и др., 1999; 2016] и зон возможных очагов землетрясений (ВОЗ) из работ [Ассиновская, 1994; Аветисов и др., 2002] с инструментальными данными из созданного уточненного и унифицированного каталога.

OCP-97

На рис. 8а представлена ЛД Φ -модель фрагмента карты OCP-97 с наложенными эпицентрами землетрясений и их эллипсами ошибок из созданного каталога (табл. 3). ЛД Φ -модель для западного сектора Российской Арктики представлена большим количеством доменов разной площади и с максимально возможными магнитудами (*MLH*) землетрясений от 4.0 до 6.5. Модель ограничивается с севера в районе бровки континентального шельфа. Наибольшие значения максимальных магнитуд характерны для доменов на севере Баренцева и Карского морей, архипелагов Новая Земля и Северная Земля, и полуострова Таймыр. Сравнение параметров модели с инструментальными данными представлено в табл. 5. Можно сделать следующие выводы:

 т.к. ЛДФ-модель ограничивается бровкой континентального шельфа, то большое количество землетрясений, происходящих непосредственно в устьевых зонах желобов, у основания континентального склона и абиссальной равнине, не учитываются моделью;

— для землетрясений первой половины XX века характерно наличие больших по площади эллипсов ошибок. В результате эллипс может перекрывать участки нескольких доменов с разными значениями $M_{\rm max}$;

– эпицентр самого сильного землетрясения 14 октября 1908 г. с MLH = 6.6, после процедуры уточнения его основных параметров [Могоzov et al., 2019] сместился на запад в район устья желоба Франц-Виктория ближе к эпицентру другого сильного землетрясения 18 февраля 1948 г. с MLH = 6.3. Поэтому эпицентр, который ранее был приурочен к домену №7RUD0065 с максимальной магнитудой 6.5, в настоящее время находится в районе домена №7RUD0006 с максимальной магнитудой 5.0;

– эпицентр землетрясения 2 июня 1928 г. с MLH = 4.7 после процедуры уточнения сместился к устью желоба Святой Анны. Значение магнитуды землетрясения незначительно превышает значение максимальной магнитуды домена №7RUD0229 MLH = 4.5, располагающегося в районе желоба;

— магнитуды землетрясений в районе архипелага Новая Земля не превышают значений $M_{\rm max}$ доменов, но их глубины располагаются ниже глубин сейсмогенных слоев у соответствующих доменов;

— после процедуры уточнения эпицентр землетрясения 13 апреля 1912 г. с MLH = 5.2 из района архипелага Северная Земля был смещен к хребту Гаккеля. В результате значения магнитуд оставшихся землетрясений, зарегистрированных в пределах архипелага, значительно ниже $M_{\rm max}$ домена;

– для домена № 7RUD0245, располагающегося на шельфе Карского моря у побережья полуострова Таймыр, также выявлено незначительное превышение магнитуды единственного землетрясения MLH = 4.7 по сравнению с $M_{max} = 4.5$.

Можно предложить следующие рекомендации:

 Расширить ЛДФ-модель за пределы бровки континентального склона для учета сейсмичности, происходящей в устьевых зонах желобов, у





СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗАПАДНОГО СЕКТОРА

OCP-97							
	Параметры домена		Дан	ные каталога			
Nº	M _{max} (MLH, MS)	H_{\min} — H_{\max} , км	M _{max} (MLH, MS)	$H_{\min}-H_{\max}$			
Зона перехода "континент-океан"							
7RUD0006	5.0	5-10	6.6	Соответствуют			
7RUD0065	6.5	4—19	3.3	Соответствуют			
7RUD0096	6.5	5-20	6.3	Соответствуют			
7RUD0123	4.5	5-10	2.7	Соответствуют			
7RUD0229	4.5	4—9	4.7	Соответствуют			
7RUD0288	5.0	4–9	2.8	Соответствуют			
7RUD0332	6.5	4-19	5.6	Соответствуют			
Архипелаг Новая Земля							
7RUD0188	4.5	1–6	3.5	Очаги глубже			
7RUD0170	5.0	1-6	4.3	Очаги глубже			
7RUD0094	4.5	9-14	3.4	Очаги глубже			
7RUD0182	4.0	6-11	3.3	Соответствуют			
		Архипелаг Северная	Земля				
7RUD0298	5.5	1-6	3.5	Соответствуют			
7RUD0333	5.5	2.5-7.5	4.3	Соответствуют			
	Шел	ьф Баренцева и Карси	кого морей				
7RUD0071	4.0	13-18	2.7	-			
7RUD0062	4.5	8-13	3.4	-			
7RUD0046	4.0	5-10	2.8	-			
7RUD0245	4.5	4–9	4.6	—			
		OCP-2016					
	Параметры домена		Дан	ные каталога			
Nº	M _{max} (MLH, MS)	H_{\min} — H_{\max} , км	M _{max} (MLH, MS)	$H_{\min}-H_{\max}$			
	Зон	а перехода "континен	т—океан"	·			
77	4.5	2-33	4.0	Соответствуют			
87	5.5	2.2-7.5	5.6	Соответствуют			
		Архипелаг Новая Зе	СМЛЯ				
75	4.5	1—9	4.3	Очаги глубже			
81	4.0	2-10	3.3	Соответствуют			
Архипелаг Северная Земля							
114	5.5	2.2–9.5	4.3	Соответствуют			
	Шел	ьф Баренцева и Карси	кого морей				
74	3.5	2-10	4.7	-			

Таблица 5. Сравнения параметров ЛДФ-моделей карт ОСР-97, -2016 с инструментальными данными из итогового каталога

Примечания: Зеленым цветом указаны домены, для которых не выявлены превышения значений M_{\max} магнитудами зарегистрированных землетрясений. Соответственно, красным выделены домены, для которых такие превышения выявлены. основания континентального склона и абиссальной равнины.

— В районе устья желоба Франц-Виктория произошло два землетрясения с магнитудами 6.3 и 6.5. Поэтому необходимо изменить конфигурацию и увеличить площадь домена в районе устья желоба Франц-Виктория, характеризующегося $M_{\rm max} = 6.5$.

 Необходимо изменить глубину сейсмогенного слоя для доменов, располагающихся в районе архипелага Новая Земля.

 Возможно необходимо понизить значения *М*_{тах} для доменов архипелага Северная Земля и шельфа Баренцева и Карского морей.

OCP-2016

На рис. 8б представлена ЛДФ-модель фрагмента карты ОСР-2016 с наложенными эпицентрами землетрясений и их эллипсами ошибок из созданного каталога. ЛДФ-модель для западного сектора Российской Арктики, в отличие от модели ОСР-97, представлена всего несколькими крупными доменами с максимально возможными магнитудами (MLH) землетрясений от 3.5 до 5.5 и одним линеаментом на севере полуострова Таймыр с максимально возможной магнитудой 6.0. Домены в районе шельфа Баренцева моря также ограничиваются с севера бровкой континентального шельфа. Наибольшие значения максимальных магнитуд характерны для доменов на севере Баренцева и Карского морей, архипелагов Новая Земля и Северная Земля, и полуострова Таймыр. Сравнения параметров модели с инструментальными данными представлены в табл. 5. Можно сделать следующие выводы:

– т.к. ЛДФ-модель в районе шельфа Баренцева моря ограничивается бровкой континентального шельфа, то большое количество землетрясений в устьевых зонах желоба Франц-Виктория, у основания континентального склона и абиссальной равнине не учитываются моделью;

— район устья желоба Франц-Виктория, в котором произошло два самых сильных землетрясения во всем западном секторе Российской Арктики 14 октября 1908 г. с MLH = 6.6 и 18 февраля 1948 г. с MLH = 6.3, не попадает в ЛДФ-модель;

— магнитуды землетрясений в районе архипелага Новая Земля не превышают значений $M_{\rm max}$ доменов, но их глубины располагаются ниже глубин сейсмогенных слоев у соответствующих доменов;

– после процедуры уточнения эпицентр землетрясения 13 апреля 1912 г. с *MLH* = 5.2 из района архипелага Северная Земля был смещен к хребту Гаккеля. В результате значения магнитуд оставшихся землетрясений в пределах архипелага значительно ниже $M_{\rm max}$ домена;

– для домена № 74, располагающегося на шельфе Баренцева и Карского морей, выявлено превышение магнитуды произошедшего в районе полуострова Таймыр землетрясения с MLH = 4.7 по сравнению с $M_{\text{max}} = 3.5$. Однако эллипс ошибок этого землетрясения пересекает линеамент с магнитудой $M_{\text{max}} = 6.0$.

Можно предложить следующие рекомендации:

 Расширить ЛДФ-модель за пределы бровки континентального склона в районе шельфа Баренцева моря для учета сейсмичности, происходящей в устьевых зонах желобов, у основания континентального склона и аббисальной равнине.

— В районе устья желоба Франц-Виктория произошло два землетрясения с магнитудами 6.3 и 6.5. Поэтому необходимо изменить конфигурацию и параметры домена в районе устья желоба Франц-Виктория для учета этих землетрясений. Необходимо разделить единый домен № 77 на несколько, т.к. уровень сейсмичности для разных районов домена заметно отличается.

 Необходимо изменить глубину сейсмогенного слоя для доменов, располагающихся в районе архипелага Новая Земля.

 Возможно, необходимо понизить значения *М*_{тах} для доменов архипелага Северная Земля и шельфа Баренцева и Карского морей.

Зоны ВОЗ [Аветисов и др., 2002]

На рис. 9 представлены зоны ВОЗ [Аветисов и др., 2002] с наложенными эпицентрами землетрясений и их эллипсами ошибок из созданного каталога. На карте представлены дизъюнктивные узлы, линеаменты и зоны-домены вне узлов и линеаментов. Зоны ВОЗ для западного сектора Российской Арктики представлены небольшими по площади участками с максимально возможными магнитудами (*mb*) землетрясений от 3.4 до 5.3. Сравнение параметров зон ВОЗ с инструментальными данными представлено в табл. 6. Можно сделать следующие выводы:

 карта зон ВОЗ не учитывает сейсмичности в районе о. Белый, желоба Святой Анны и континентального склона севернее и восточнее архипелага Земля Франца-Иосифа, а также на шельфе Баренцева и Карского морей;

 – значения максимальных магнитуд для зон ВОЗ зоны перехода "континент—океан" и архипелага Северная Земля занижены по сравнению с магнитудами произошедших землетрясений;

 конфигурация зон ВОЗ в районе архипелага Новая Земля не соответствует распределению зарегистрированных землетрясений;



Рис. 9. Фрагмент карты зон ВОЗ по работе [Аветисов и др., 2002].

– в пределах зоны ВОЗ в районе архипелага Северная Земля не было зарегистрировано ни одного землетрясения. Здесь наблюдается только большое количество низкомагнитудных землетрясений, регистрируемых одной-двумя станциями и связываемых с деструкцией ледников [Антоновская и др., 2018].

Можно предложить следующие рекомендации:

 изменить конфигурацию и параметры зон ВОЗ в пределах континентального склона, архипелагов Новая Земля, Северная Земля и Земля Франца-Иосифа;

 – добавить зоны ВОЗ в районе шельфа Баренцева и Карского морей.

Зоны ВОЗ [Ассиновская, 1994]

На рис. 10 представлены зоны ВОЗ [Ассиновская, 1994] с наложенными эпицентрами землетрясений и их эллипсами ошибок из итогового каталога. На карте представлены дизъюнктивные узлы, линеаменты и зоны-домены вне узлов и линеаментов. Зоны ВОЗ для западного сектора Российской Арктики ограничены только акваторией Баренцева моря и представлены большими по площади участками с максимально возможными магнитудами (*mb*) землетрясений до 5.7–5.9. Сравнения параметров зон ВОЗ с инструментальными данными представлено в табл. 6. Можно сделать следующие выводы:
Зоны В	ОЗ по работе [Аветисов и др., 2002]		
Параметры зс	Данные каталога		
Зона ВОЗ	mb _{max}	mb _{max}	
Зон	а перехода "континент–океан"		
Дизъюнктивные узлы	5.0-5.3	6.2	
	4.2-4.5	6.3	
Линеаменты	4.2-4.5	5.2	
Зоны вне узлов и линеаментов	3.8-4.1	2.7	
	3.4–3.7	3.4	
	Архипелаг Новая Земля		
Дизъюнктивные узлы	4.6-4.9	4.6	
Зоны вне узлов и линеаментов	3.4–3.7	2.8	
	3.4–3.7	3.2	
	Архипелаг Северная Земля		
Линеаменты	3.8-4.1	4.6	
Зоны вне узлов и линеаментов	3.8-4.1	4.6	
	3.4–3.7	5.8	
Зоны І	ВОЗ по работе [Ассиновская, 1993]		
Параметры зо	Данные каталога		
Зона ВОЗ	mb _{max}	mb _{max}	
Зон	а перехода "континент–океан"		
Зоны, охватывающие узлы и линеаменты	5.7–5.9	6.2	
	4.5-4.7	6.3	
Линеаменты	4.0-4.8 (неуверенные)	3.5	
Зоны вне узлов и линеаментов	4.3–4.4	3.9	
	3.9–4.2	4.7	
	3.9-4.2 (неуверенные)	4.0	
	Архипелаг Новая Земля		
Линеаменты	4.0-4.4	4.6	
	4.0-4.4 (неуверенные)	4.7	
Зоны вне узлов и линеаментов	3.9–4.2	3.3	
	3.9-4.2 (неуверенные)	3.3	
	Шельф Баренцева моря		
Линеаменты	4.0-4.4 (неуверенные)	3.8	
Зоны вне узлов и линеаментов	3.9-4.2 (неуверенно)	3.5	

Таблица 6. Сравнения параметров зон ВОЗ по работам [Ассиновская, 1993; Аветисов и др., 2002] с инструментальными данными из итогового каталога

Примечания: Зеленым цветом указаны зоны ВОЗ, для которых не выявлены превышения значений *M*_{max} магнитудами зарегистрированных землетрясений. Соответственно, красным выделены зоны ВОЗ, для которых такие превышения выявлены.



Рис. 10. Фрагмент карты зон ВОЗ по работе [Ассиновская, 1994].

 – зоны ВОЗ ограничиваются бровкой континентального шельфа, поэтому большое количество землетрясений, происходящих севернее устья желоба Франц-Виктория, у основания континентального склона и абиссальной равнине, не учитывается;

— зоны ВОЗ района устья желоба Франц-Виктория, в котором произошло два самых сильных землетрясения 14 октября 1908 г. с mb = 6.3 и 18 февраля 1948 г. с mb = 6.2, имеют заниженные значения максимальной магнитуды;

– эпицентры зарегистрированных землетрясений в пределах архипелага Новая Земля располагаются в пределах субмеридиональных линеаментов. Однако некоторые линеаменты имеют заниженные оценки максимальных магнитуд по сравнению с магнитудами зарегистрированных землетрясений.

На основе описанных выше особенностей можно предложить следующие *рекомендации*:

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

 изменить параметры зон ВОЗ в пределах континентального склона, архипелагов Новая Земля и шельфа Баренцева моря;

 охватить зонами ВОЗ желоб Святой Анны восточнее архипелага Земля Франца-Иосифа, т.к. сейсмичность в районе желоба вносит свой вклад в сейсмическую опасность территории архипелага.

выводы

В течение всего XX и начала XXI веков развитие инструментальных наблюдений в Евразийской Арктике, частью которого является западный сектор Российской Арктики, проходило медленно и неравномерно как во времени, так и в пространстве. Особенности развития инструментальных наблюдений напрямую влияли на сейсмологическую изученность арктических территорий. В Евразийской Арктике, в основном, объектом исследования становились сейсмоактивные районы, такие как срединно-океанические хребты, архипелаг Шпицберген, шельф моря Лаптевых и полуостров Таймыр. Большой пласт исследований характерен для западной части Баренцево-Карского региона, которая имела хорошую инструментальную представительность практически в течение всего периода. Центральная и восточная части Баренцево-Карского региона, которые входят в западный сектор Российской Арктики, напротив, всегда имели слабую инструментальную представительность. Поэтому эти районы редко становились объектом исследования сейсмичности, за исключением архипелага Новая Земля с функционирующим до 1990 г. ядерным полигоном.

Малое количество стационарных сейсмических станций и их удаленность в пределах западного сектора Российской Арктики в течение практически всего XX в. не позволяло регистрировать низкомагнитудные землетрясения, изучение которых дает многое для выявления пространственно-временных вариаций сейсмичности и более правильного понимания связи ее с геологическим строением региона и развивающимися в его пределах геодинамическими процессами.

В ходе многолетних исследований по сведению, уточнению и унификации основных параметров зарегистрированных в пределах западного сектора Российской Арктики землетрясений- создан единый уточненный и унифицированный каталог землетрясений за период с 1908 по 2020 гг. Созданный каталог включает в себя данные о современной сейсмичности районов, ранее недоступных для детального сейсмического мониторинга, что позволило уточнить пространственное распределение землетрясений в регионе. В пределах западного сектора Российской Арктики наибольшая сейсмичность проявляется в пределах зоны перехода "континент-океан" и о. Белый, архипелагов Новая Земля и Северная Земля. Сам шельф Баренцева и Карского морей характеризуется редкой и рассеянной сейсмичностью. Также в район исследования попадают фрагменты сейсмичности полуострова Таймыр и севера Фенноскандии.

Было выполнено сравнение параметров ЛДФ-моделей, карт ОСР-97 и ОСР-2016 и зон ВОЗ из работ [Ассиновская, 1994; Аветисов и др., 2002] с инструментальными данными из итогового каталога. Конфигурация, значения максимально возможных магнитуд и глубина сейсмогенных слоев доменов ЛДФ-моделей и карт ОСР не всегда соответствует инструментальным данным, что требует их корректировки. Зоны ВОЗ, выявленные в работах [Ассиновская, 1993; Аветисов и др., 2002], также требуют уточнения их конфигурации и параметров.

Созданный сводный уточненный каталог землетрясений за весь инструментальный период для западного сектора Российской Арктики может служить основой для последующих исследований, связанных с оценкой сейсмической опасности территории, построением геодинамических моделей, исследованием напряженно-деформированного состояния земной коры.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены при финансовой поддержке тем НИР, включенных в государственное задание ИФЗ РАН и ФГБУН ФИЦКИА УрО РАН (FUUW-2022-0036), а также в рамках государственного задания ФИЦ ЕГС РАН (№ 075-01471-22) и с использованием данных, полученных на уникальной научной установке "Сейсмоинфразвуковой комплекс мониторинга арктической криолитозоны и комплекс непрерывного сейсмического мониторинга Российской Федерации, сопредельных территорий и мира".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аветисов Г.П. Сейсмоактивные зоны Арктики. СПб: ВНИИОкеангеология. 1996. 186 с.

Аветисов Г.П., Зинченко А.Г., Мусатов Е.Е., Пискарев А.Л. Сейсмическое районирование Арктического региона. Российская Арктика: геологическая история, минерагения, геоэкология. СПб.: ВНИИОГ. 2002. С. 162–175. Антоновская Г.Н., Ковалев С.М., Конечная Я.В., Смирнов В.Н., Данилов А.В. Новые сведения о сейсмичности Российской Арктики по данным пункта сейсмических наблюдений "Северная Земля" // Проблемы Арктики и Антарктики. 2018. Т. 64. № 2. С. 170–181.

Ассиновская Б.А. Сейсмичность Баренцева моря. М: РАН. 1994. 128 с.

Атлас: Геология и полезные ископаемые шельфов России. М.: Научный мир. 2004. 108 с.

Ванек И., Затопек А., Карник В., Кондорская Н.В., Ризниченко Ю.В., Саваренский Е.Ф., ... Шебалин Н.В. Стандартизация шкал магнитуд // Изв. АН СССР. Сер. Геофизическая. 1962. № 2. С. 108–111.

Виноградов А.Н., Виноградов Ю.А., Кременецкая Е.О., Петров С.И. Формирование системы сейсмологического и инфразвукового мониторинга в западной Арктике в XX веке и перспективы ее дальнейшего развития // Вестник Кольского научного центра РАН. 2012. № 4. С. 140–156.

Виноградов Ю.А., Пятунин М.С. Сейсмологический мониторинг на Северном Ямале. Первые результаты. Современные методы обработки и интерпретации сейсмологических данных. Материалы XII Международной сейсмологической школы. А.А. Маловичко (ред.). Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2017. С. 92–95.

Геология и полезные ископаемые России. В шести томах. Т. 5. Арктические и дальневосточные моря. Кн. 1. Арктические моря / И.С. Грамберг, В.Л. Иванов, Ю.Е. Погребицкий (ред.). СПб.: ВСЕГЕИ. 2004. 468 с.

Завьялов А.Д., Перетокин С.А. Сейсмическая опасность Арктики: состояние и проблемы. Сборник тезисов научно-практической конференции "Инженерная сейсморазведка и сейсмология — 2022". 23–25 марта 2022 г. Москва, Россия. 2022. С. 17–20. Линден Н.А. О карте сейсмичности Арктики // Сейсмические и гляциологические исследования в период МГГ. М.: АН СССР. 1959. № 2. С. 7–17.

Лукин Ю.Ф. Концептуальные подходы к определению внутренних границ и развитию Российской Арктики в изменяющемся мире // Арктика и Север. 2012. № 6. С. 1–16.

Маловичко А.А., Габсатарова И.П., Чепкунас Л.С., Старовойт О.Е. Инструментальные и сейсмологические наблюдения на Восточно-Европейской платформе. Землетрясения и микросейсмич ность в задачах современной геодинамики Восточно-Европейской платформы / Н.В. Шаров, А.А. Маловичко, Ю.К. Щукин (ред.). Кн. 1: Землетрясения. Петрозаводск: Карельский научный центр РАН. 2007. С. 14–66.

Мишарина Л.А. Напряжения в земной коре в рифтовых зонах. М.: Наука. 1967. 133 с.

Морозов А.Н., Ваганова Н.В. Годографы региональных волн Р и S для районов спрединговых хребтов Евро-Арктического региона // Вулканология и сейсмология. 2017. №. 2. С. 59–67.

Морозов А.Н., Ваганова Н.В., Асминг В.Э., Евтюгина З.А. Шкала *ML* для западной части Евразийской Арктики // Российский сейсмологический журнал. 2020. Т. 2. № 4. С. 63–68.

Морозов А.Н., Ваганова Н.В., Михайлова Я.А., Старков И.В. Унификация магнитуд современных землетрясений Евразийской Арктики // Сейсмические приборы. 2022. Т. 58. № 1. С. 67–80.

Новый каталог сильных землетрясений на территории СССР с древнейших времен до 1975г. / Кондорская Н.В., Шебалин Н.В. (ред.). М.: Наука. 1977. 536 с.

Панасенко Г.Д. Проблемы сейсмического районирования Западного сектора советской Арктики // Природа и хозяйство Севера. 1986. № 14. С. 4–6.

Расчет магнитуды *M* (MLH, MS) [Электронный ресурс]. База данных "Землетрясения России". Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2022. URL: http://eqru.gs-ras.ru/files/Calc-magnitude_S_2003-2020.pdf.

Ризниченко Ю.В. (ред.). Сейсмическая сотрясаемость территории СССР. М.: Наука. 1979. 192 с.

Старовойт О.Е. Инструментальные сейсмические наблюдения в России // Вестник Владикавказского НЦ РАН. 2005. Т. 5. № 1. С. 8–12.

Технический регламент о безопасности зданий и сооружений. Федеральный закон от 30 декабря 2009 г. № 384-ФЗ.

Уломов В.И., Богданов М.И., Трифонов В.Г., Гусев А.А., Гусев Г.С., Акатова К.Н., Аптикаев Ф.Ф., Данилова Т.И., Кожурин А.И., Медведева Н.С., Никонов А.А., Перетокин С.А., Пустовитенко Б.Г., Стром А.Л. Общее сейсмическое районирование территории Российской Федерации. Пояснительная записка к комплекту карт ОСР-2016 и список населенных пунктов, расположенных в сейсмоактивных зонах // Инженерные изыскания. 2016. № 7. С. 49–121.

Уломов В.И., Шумилина Л.С. Комплект карт общего сейсмического районирования территории Российской Федерации – ОСР-97. Масштаб 1 : 8000000. Объяснительная записка и список городов и населенных пунктов, расположенных в сейсмоопасных районах. М.: ОИФЗ. 1999. 57 с. Халтурин В., Раутиан Т., Ричардс П., Лейт У. Обзор советских ядерных испытаний на Новой Земле в 1955– 1990 годах // Наука и всеобщая безопасность. 2005. Т. 13. № 1–2. С. 1–42.

Alejandro A.C.B., Hutt C.R., Ringler A.T., Moore S.V., Anthony R.E., Wilson D.C. The Albuquerque Seismological Lab WWSSN film chip preservation project // Seismological Research Letters. 2019. V. 90. № 1. P. 401–408.

Antonovskaya G., Morozov A., Vaganova N., Konechnaya Y. Seismic monitoring of the European Arctic and Adjoining Regions. The Arctic. Current Issues and Challenges. 2020. P. 303–368.

Asming V., Prokudina A. System for automatic detection and location of seismic events for arbitrary seismic station configuration NSDL // European Seismological Commission. 2016. ESC. 2016. P. 373.

Di Giacomo D., Bondár I., Storchak D.A., Engdahl E.R., Bormann P., Harris J. ISC-GEM: Global Instrumental Earthquake Catalogue (1900–2009), III. Re-computed MS and mb, proxy MW, final magnitude composition and completeness assessment // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2015. V. 239. P. 33–47.

Fedorov A.V., Asming V.E., Jevtjugina Z.A., Prokudina A.V. Automated seismic monitoring system for the European Arctic // Seismic Instruments. 2019. V. 55. № 1. P. 17–23.

GEOFON. URL: https://geofon.gfz-potsdam.de/ (дата обращения 12.05.2022 г.).

Gutenberg B. Amplitudes of surface waves and magnitudes of shallow earthquakes // Bulletin of the Seismological Society of America. 1945. V. 35. N_{2} 1. P. 3–12.

Gutenberg B. Richter C. Seismicity of the Earth and Associated Phenomena (2rid edition). Princeton, New Jersey: Princeton University Press. 1954. 310 p.

International Seismological Centre. URL:

http://www.isc.ac.uk/ (дата обращения 06.12.2022 г.).

IRIS. Incorporated Research Institutions for Seismology. URL: https://www.iris.edu/hq/ (дата обращения 12.05.2022 г.).

Kennett B.L.N. Seismological tables: ak135. Research School of Earth Sciences. Australian National University Canberra, Australia. 2005. P. 1–289.

Kennett B. L. N., Engdahl E. R., Buland R. Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes // Geophysical J. International. 1995. V. 122. № 1. P. 108–124.

Kremenetskaya E., Asming V., Ringdal F. Seismic location calibration of the European Arctic // Pure Appl. Geophys. 2001. V. 158(1). P. 117–128.

Lee W.H.K., Meyers H., Shimazaki K. Introduction to the Symposium on Histirocal Seismograms and Reathquakes. Historical seismograms and earthquakes of the world. San Diego CA: Academic Press. 1988. P. 3–15.

Marshall P.D., Stewart R.C., Lilwall R.C. The seismic disturbance on 1986 August 1 near Novaya Zemlya: a source of concern? // Geophysical Journal International. 1989. V. 98. № 3. P. 565–573.

Michelini A., De Simoni B., Amato A., Boschi E. Collecting, digitizing, and distributing historical seismological data // Eos, Transactions American Geophysical Union. 2005. V. 86. №. 28. P. 261–266.

Morozov A.N., Asming V.E., Vaganova N.V., Konechnaya Y.V., Mikhaylova Y.A., Evtyugina Z.A. Seismicityof the Novaya Zemlya archipelago: relocated event catalog from 1974 to

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

2014 // J. Seismology. 2017. V. 21. № 6. P. 1439–1466. https://doi.org/10.1007/s10950-017-9676-y

Morozov A.N., Vaganova N.V., Konechnaya Y.V. The October 14, 1908 MW 6.6 earthquake in the Barents and Kara sea region of the Arctic: Relocation based on instrumental data // Polar Science. 2019. V. 20. P. 160–166.

Morozov A.N., Vaganova N.V., Konechnaya Y.V., Asming V.E., Dulentsova L.G., Evtyugina Z.A. Seismicity in the far Arctic areas: Severnaya Zemlya and the Taimyr Peninsula // J. Seismology. 2021. V. 25. P. 1171–1188.

Morozov A.N., Vaganova N.V., Asming V.E., Konechnaya Y.V., Evtyugina Z.A. The instrumental seismicity of the Barents and Kara sea region: relocated event catalog from early twentieth century to 1989 // J. Seismology. 2018. V. 22. N_{2} 5. P. 1171–1209.

Oldham R.D. On the propagation of earthquake motion to great distances // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character. 1900. V. 194. № 252–261. P. 135–174.

ORFEUS. URL: https://orfeus-eu.org/ (дата обращения 12.05.2022 г.).

Petrova N.V., Gabsatarova I.P. Depth corrections to surfacewave magnitudes for intermediate and deep earthquakes in the regions of North Eurasia // J. Seismology. 2020. V. 24. № 1. P. 203–219. *Richter C.F.* An instrumental earthquake scale // Bulletin of the Seismological Society of America. 1935. V. 25. P. 1–32.

Ringdal F. Study of low-magnitude seismic events near the Novaya Zemlya nuclear test site // Bulletin of the Seismological Society of America. 1997. V. 87. № 6. P. 1563–1575.

Ringdal F., Kværna T. A multi-channel processing approach to real time network detection, phase association, and threshold monitoring // Bulletin of the Seismological Society of America. 1989. V. 79(6). P. 1927–1940.

Schweitzer J., Paulsen B., Antonovskaya G.N., Fedorov A.V., Konechnaya Y.V., Asming V.E., Pirli M. A 24-Yr-Long Seismic Bulletin for the European Arctic //Seismological Research Letters. 2021. V. 92. № 5. P. 2758–2767.

Storchak D. A. Di Giacomo D., Engdahl E. R., Harris J., Bondár I., Lee W. H., ... & Villaseñor A. The ISC-GEM global instrumental earthquake catalogue (1900–2009): Introduction // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2015. V. 239. P. 48–63.

Tams E. Die seismischen Verhältnisse des europäischen Nordmeer, zentralblatt für Mineralogie, Geologie und Palaentologie, Jahrg // Number. 1922. V. 13. P. 385–397.

Yang X., North R., Romney C., Richards P.G. Worldwide nuclear explosions // International geophysics series. 2003. V. 81. №. B. P. 1595–1600.

Seismicity of the Western Sector of the Russian Arctic

A. N. Morozov^{a, b, *}, N. V. Vaganova^b, V. E. Asming^c, S. A. Peretokin^a, and I. M. Aleshin^a

^aSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

^bN. Laverov Federal Center for Integrated Arctic Research of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Arkhangelsk, 163000 Russia

^cKola Branch, Geophysical Survey, Russian Academy of Sciences, Apatity, 184209 Russia

*E-mail: morozovalexey@yandex.ru

The paper presents the results of many years of research on the compilation of a consolidated, refined, unified earthquake catalog for the western sector of the Russian Arctic for the entire instrumental observation period, in particular for the period from 1908 to 2020. The catalog includes data on recent seismicity in areas previously unavailable for detailed seismic monitoring. Based on the results of the study, we were able to more accurately determine the spatial distribution of seismicity in the region and compare the instrumental data with parameters of lineament-domain-focal (LDF, or, alternatively, lineament-domain-source (LDS)) models of the General Seismic Zoning maps (GSZ, from Russian term abbreviated as OSR)—OSR-97 and OSR-2016. In the western sector of the Russian Arctic, the highest seismicity is observed in the continent-ocean transition zone, in the Belyi Island, Novaya Zemlya and Severnaya Zemlya archipelagos. The very shelf of the Barents and Kara Seas is characterized by rare and scattered seismicity. The configuration, the maximum possible magnitudes, and the depths of the seismogenic layers in the LDF models of OSR-97 and OSR-2016 maps are not always consistent with the instrumental data and need a correction. The consolidated refined earthquake catalog can be used as a basis for the further research aimed at seismic hazard assessment of the territory, construction of geodynamic models, and study of the stress-strain state of the Earth's crust.

Keywords: western sector of the Russian Arctic, earthquake catalog, seismic hazard, seismicity of the Arctic

УДК 551.583

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСЛОВИЙ НАКОПЛЕНИЯ И ПЕРЕХОДА В РЕЛИКТОВОЕ СОСТОЯНИЕ МЕТАНГИДРАТОВ КРИОЛИТОЗОНЫ СЕВЕРА ЗАПАДНОЙ СИБИРИ

© 2023 г. М. М. Аржанов^{1, 2, *}, В. В. Малахова^{2, 3, **}

¹Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва, Россия ²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия ³Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Москва, Россия

> *E-mail: arzhanov@ifaran.ru **E-mail: malax@sscc.ru Поступила в редакцию 18.11.2021 г. После доработки 14.08.2022 г. Принята к публикации 30.09.2022 г.

Проведены расчеты термического режима пород и термобарических условий формирования и диссоциации метангидратов на севере Западной Сибири в пределах последних 70 тыс. лет. Определена область формирования гидратов и скорость гидратонакопления в связи с миграцией газонасыщенного флюида из нижележащих газонасыщенных слоев в условиях покровного оледенения. Полученные оценки изменения гидратонакопления в результате миграции газонасыщенного флюида за период оледенения продолжительностью 10 тыс. лет в зависимости от проницаемости пород составляют от 6 до 40% в верхних 350 м. На основе количественных характеристик равновесного и метастабильного состояний определены условия сохранения реликтовых метангидратов в криолитозоне при палеоклиматическом сценарии с учетом периодов покровного оледенения и трансгрессии. Показано, что в результате эффекта самоконсервации при температурах ниже -4° С возможно сохранение реликтовых метангидратов в верхних 200 м грунта в неравновесных условиях. Эффект понижения температуры при диссоциации гидратов препятствует полному разложению залежи и приводит к увеличению мощности мерзлых пород.

Ключевые слова: реликтовые метангидраты, гидратонасыщенность, многолетнемерзлые породы, ледниковый период, численное моделирование.

DOI: 10.31857/S0002333723020047, EDN: LHIOTX

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно результатам расчетов с глобальными климатическими моделями пространственная структура современных изменений приповерхностной температуры имеет региональные максимумы, в частности, на севере Западной Сибири [Анисимов и др., 2004; Аржанов, Мохов, 2013]. Повышение температуры грунта и увеличение глубины активного слоя в конце XX-начале XXI вв. по данным наблюдений и результатам расчетов также характерны для этого региона [Павлов, Малкова, 2009]. Наблюдаемое потепление может приводить к изменениям термобарических условий внутримерзлотных реликтовых метангидратов, которые находятся выше современной границы зоны стабильности метангидратов (ЗСМГ) и чувствительны к изменению температуры вмещающих пород [Федосеев, 2006; Перлова и др., 2017; Аржанов и др., 2018]. Стабильность газовых гидратов в криолитозоне и на дне акваторий являются важными факторами, влияющими на изменения климата в связи с возможностью выбросов значительного количества метана и других радиационно-активных парниковых газов, оказывающих влияние на состав атмосферы. В работах [Malakhova, 2009; Shakhova et al., 2010; Schaefer et al., 2014] отмечается, что нарушение устойчивости газогидратов может привести к росту эмиссий парниковых газов в атмосферу с усилением положительной обратной связи. Анализ ледниковых кернов для последних нескольких сотен тысяч лет показал, что с выбросами метана в атмосферу могли быть связаны значительные изменения приповерхностной температуры во время межледниковых периодов [Мохов и др., 2005].

Согласно результатам исследований грунты с высоким содержанием органического вещества, в том числе морские отложения, почвы озер и торфяников, могут накапливать значительные запасы углерода в зоне стабильности газовых гидратов. В связи с этим скопления газогидратов могут быть приурочены к континентальному склону. зонам разломов, конусам выноса рек. Возможной причиной формирования гидратов в верхних горизонтах криолитозоны является барический фактор, вызванный, например, вышележащим ледниковым шитом или морской трансгрессией [Трофимук и др., 1986; Романовский, 1993; Chuvilin et al., 2000; Gavrilov et al., 2020]. Данные палеореконструкций и результаты численного моделирования [Ingolfsson et al., 2008; Siegert, Dowdeswel, 2004; Lambeck et al., 2006; Gataullin et al., 2001; Kleman et al., 2013] показывают, что в регионе Ямала за последние 100 тыс. лет были периоды покровного оледенения около 95-80 и 70-59 тыс. лет назад, что могло привести к формированию газогидратов [Chuvilin et al., 2013; Arzhanov et al., 20201.

В результате повышения температуры грунта, газовые гидраты, находящиеся в мерзлых породах, могли оказаться выше современной границы зоны стабильности (на глубинах до 200 м) и сохраниться при отрицательных температурах при наличии порового льда. Так, при современных климатических условиях на севере Западной Сибири верхняя граница зоны стабильности метангидратов проходит на глубине 200-250 м, а мощность зоны стабильности достигает 250-300 м [Арэ, 1998; Баду, 2014; Перлова и др., 2017]. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в поровом пространстве мерзлых пород метангидраты могут продолжительное время находиться в состоянии самоконсервации при отрицательной температуре, не превышающей -4°С [Chuvilin et al., 2018; Chuvilin, Davletshina, 2018]. Увеличение температуры грунта до критических для нарушения равновесия метастабильных метангидратов значений может быть связано с трансгрессиями после периодов оледенения, либо с наиболее теплыми периодами межледниковья, в частности, с оптимумом голоцена около 6 тыс. лет назад. Современное потепление также может привести к диссоциации находящихся вблизи поверхности газовых гидратов и быть одной из причин газовых выбросов в атмосферу. Так, начиная с 2014 г. на п-ве Ямал и в соседних регионах обнаружены воронки диаметром около 10-20 м со следами выброшенной породы, которые могут быть следствием повышения приповерхностной температуры и диссоциации неглубоких залежей реликтовых метангидратов [Кизяков и др., 2015; Богоявленский, Гарагаш, 2015; Оленченко и др., 2015; Лейбман, Кизяков, 2016; Kizyakov et al., 2017; Хименков и др., 2019; Chuvilin et al., 2021b]. В связи с этим важной задачей является оценка условий существования метангидратов в многолетнемерзлых породах при изменениях климата. Цель данной работы — изучение с использованием физико-математического моделирования процессов и условий образования, дестабилизации и существования реликтовых метангидратов на севере Западной Сибири (п-ов Ямал и прилегающие территории) в периоды покровного оледенения, трансгрессии и климатического оптимума в пределах последних 70 тыс. лет.

2. МЕТОДЫ

2.1. Моделирование температурного режима пород и термобарических условий

Для расчета температуры пород и термобарических условий существования газогидратов использовалась одномерная модель теплофизических процессов в грунте с учетом фазовых переходов между мерзлым и талым слоем и влияния снежного покрова [Malakhova, Eliseev, 2020]. В качестве входных данных (верхнее граничное условие) задавалась среднемесячная приповерхностная температура по расчетам с глобальной климатической моделью CLIMBER-2 [Ganopolski et al., 2010] для последних 70 тыс. лет. В связи с тем, что входные данные имеют низкое пространственное разрешение, рассматривался в целом север Западной Сибири (п-ов Ямал). Для этой области свойства пород характеризовались обобшенными теплофизическими характеристиками, соответствующими суглинку в том числе в Бованенковском, Харасавэйском и Новопортовском районах в верхних 100-200 м, а в отдельных скважинах до 300 м и более согласно данным бурения [Чувилин и др., 1999; Баду, 2011; 2015]. Значения коэффициента теплопроводности талого и мерзлого суглинка принимались равными 1.3 и 1.7 Вт/(м · К) [Анисимов, 2012]. При расчете температуры грунта в случае нарушения условий стабильности метангидратов учитывалось, что процесс диссоциации газогидратов идет с поглощением тепла и снижением температуры на фронте диссоциации. Толщина слоя осадочных пород составляла 1500 м. Толщина снежного покрова в зимний период принималась средней для данного региона, равной 0.4 м. На нижней границе расчетной области задавался геотермальный поток 70 мВт/м², который соответствует повышенной интенсивности теплового потока, связанной с особенностями тектонического строения. По данным [Соин, 2013] в западной части полуострова Ямал расположена положительная геотермическая аномалия, продолжающаяся в акваторию Карского моря.

В условиях покровного оледенения около 70– 60 тыс. лет назад рассчитывался теплоперенос в системе ледниковый щит—грунт. В этот период добавлялся слой, характеризующий ледниковый щит высотой до 500 м. Распространение тепла в

150

500 -20 Высота ледника, м 400 Ледник -15 Семпература, 300 -10 200 5 100 Трансгрессия 0 0 100 Метангидрат Глубина, м 200 300 ЗСМГ 400 ЗСМГ Газ 500 **1** 70000 50000 20000 60000 40000 30000 10000 0 Время, лет назад

Рис. 1. Схема накопления метангидратов и перехода их в реликтовое состояние (область показана серым) с учетом палеосценария, включающего период покровного оледенения и трансгрессию. Синяя кривая — рассчитанная температура поверхности грунта, пунктир — зона стабильности метангидратов (ЗСМГ), черная кривая — рассчитанная глубина нижней границы многолетнемерзлых пород.

слое льда описывалось уравнением теплопроводности с учетом адвективной составляющей [Dahl-Jensen et al., 2003]. На нижней границе ледникового щита учитывался теплообмен с подстилающей поверхностью. Для температуры атмосферы по расчетам с моделью CLIMBER-2 над ледниковым щитом делалась поправка на высоту ледника. Результаты расчетов температуры основания ледникового щита и вертикального распределения температуры во льду сопоставлялись с данными наблюдений и результатами моделирования и представлены в работе [Arzhanov et al., 2019].

После разрушения ледникового щита учитывалась морская трансгрессия, обусловленная деформацией земной коры под влиянием ледовой нагрузки [Lambeck et al., 2006]. В период трансгрессии придонная температура считалась постоянной и равной -1.8°С. Продолжительность регионального затопления на полуострове Ямал после периода с покровным оледенением определялась временем восстановления изостатического равновесия согласно работе [Conrad, Behn, 2010], составляющим 2 тыс. лет при высоте ледника 500 м. Предполагалось также, что покровному оледенению около 70 тыс. лет назад предшествовала длительная трансгрессия моря, обусловленная оледенением 95-80 тыс. лет назад [Аржанов и др., 2018; Arzhanov et al., 2020]. В связи с этим начальное распределение температуры в грунте определялось решением стационарного уравнения теплопереноса для приповерхностной температуры

-1.8°C и геотермального потока на нижней границе области 70 мВт/м².

Рассчитанная температура подстилающей поверхности, в том числе под ледниковым щитом в период оледенения 70–60 тыс. лет назад и в период последующей трансгрессии показана на рис. 1. В периоды оледенений при понижении приповерхностной температуры отмечается увеличение температуры грунта на $10-15^{\circ}$ С у основания ледового щита относительно температуры воздуха за счет теплоизолирующего воздействия ледника. Наибольшие значения температуры поверхности (-1.8° С) в пределах последних 70 тыс. лет достигаются в периоды трансгрессии.

Результаты расчета термического состояния пород использовались для оценки термодинамических границ ЗСМГ. При моделировании эволюции зоны стабильности метангидратов использовались уравнения равновесного существования гидрата метана в талом и мерзлом грунте [Moridis, 2003]. Предполагалось, что в верхних слоях земной коры градиент давления соответствует гидростатическому, что подтверждается данными бурения на нефтяных месторождениях в том числе в регионах криолитозоны (Купарук и Прадхо-Бей, Аляска) [Collett et al., 1987; Истомин, Якушев, 1992]. При покровном оледенении это давление увеличивалось за счет дополнительного влияния ледового щита, а в ходе трансгрессий — за счет толщи воды. Схема гидратонакопления и сохранения метангидратов в реликтовом состоянии с учетом описанного климатического палеосценария для севера Западной Сибири за последние 70 тыс. лет приведена на рис. 1.

2.2. Модель накопления газовых гидратов

Формирование гидратов может происходить при достижении соответствующих термобарических условий в водонасыщенных породах с высоким газосодержанием либо в результате миграции газа или газонасыщенного флюида из нижележащих газоносных слоев в зону стабильности гидрата. При построении геологической модели рассматривались различные механизмы формирования газовых скоплений в ЗСМГ [Истомин, Якушев, 1992]. Согласно результатам исследований газопроявлений из многолетнемерзлых пород в интервале криолитозоны могут формироваться и длительное время существовать газовые и газогидратные скопления различного генезиса, в том числе биогенного и катагенетического [Якушев, 2015]. Север Западной Сибири (Ямальская область) характеризуется чрезвычайно высокими объемами газа: в открытых месторождениях сосредоточено более 90% начальных запасов [Мирзаджанзаде и др., 2004], составляющих около 1.5 млрд т [Скоробогатов и др., 2003]. Крупнейшие газоконденсатные залежи открыты на Бованенковском, Малыгинском и Северо-Тамбейском месторождениях. Согласно результатам бурения характерные глубины кровли нефтегазоносных комплексов составляют 350-1300 м (альб-сеноманский) и 800-1000 м (нижне-среднеюрский) [Скоробогатов и др., 2003]. Результаты изотопного анализа залежей ряда месторождений Ямала показали широкий диапазон изменений $\delta^{13}C$ от -38.8 до -65.36%: тяжелый -38.8% на Нейтинском месторождении за счет миграции абиогенного газа из нижнего мела и юры; от -47.54 до -56.5‰ (катагенетический и биогенный) на Бованенковском, Арктическом и Харасавэйском месторождениях; легкий -65.36‰ (биогенный) в практически ненарушенном разломами Малыгинском месторождении [Дворецкий и др., 2000; Якушев, 2009; Богоявленский, Богоявленский, 2019]. В работах [Kuzin, 1990; Хименков и др., 2018; Богоявленский, Богоявленский, 2019] отмечается миграция газонасыщенного флюида в том числе из углеводородных залежей, расположенных ниже многолетнемерзлых пород. Исследования в Купарук и Прадхо-Бей показали, что метангидраты над нефтяными месторождениями содержат газ, мигрировавший в верхние слои в сочетании с биогенным газом, выделившимся при разложении органического вещества [Истомин, Якушев, 1992]. На основании этих данных предполагалось, что формирование метангидратов могло происходить в том числе за счет миграции газонасыщенного флюида из углеводородных залежей вверх по разрезу в ЗСМГ (рис. 1). Поскольку вертикальные градиенты, в том числе градиент температуры, значительно превосходят горизонтальные, рассматривалась одномерная задача изотермического переноса газонасыщенного флюида через пористую среду от источника (газонасыщенного слоя) к поверхности грунта в зону стабильности газогидрата под действием градиента давления [Якушев и др., 2003; Dvornikov et al., 2019]. Учитывалось, что формирование газогидратов происходит в условиях покровного оледенения, когда в результате увеличения мощности ледникового щита, приводящего к росту давления, увеличивается содержание растворенного газа во флюиде. Согласно результатам полевых исследований, подобный механизм миграции отмечается в регионе Ямала и при современных условиях [Богоявленский, 2014].

Предполагалось, что накопление гидратов за счет газа из флюида происходит при выполнении термобарических условий стабильности метангидратов. Для этой области принималось условие локального термодинамического равновесия фаз гидрат-флюид в порах. Также предполагалось, что пористая среда однородна и изотропна по проницаемости, пористость среды линейно зависит от давления, перенос флюида подчиняется закону Дарси. Предположение об однородном составе и свойствах пород позволяет получить аналитическое решение уравнения пьезопроводности для расчета порового давления и скорости гидратонакопления. Расчет изменения гидратонасыщенности проводился с использованием модели из работы [Суетнова, 2016]:

$$\frac{\partial h(z,t)}{\partial t} = \rho_f \nabla \left(v(z,t) c_{eq} \right) / (m \rho_f c_h), \qquad (1)$$

где: h(z, t) – гидратонасыщенность; v(z, t) – скорость фильтрации флюида; c_{eq} – равновесная концентрация газа в насыщающем флюиде; т – пористость грунта; ρ_h – плотность гидрата; ρ_f – плотность флюида; *z* – глубина; *t* – время. Учитывалось, что концентрация растворенного метана в слое накопления гидрата приближается к равновесному значению. Расчет равновесной концентрации метана во флюиде проводился согласно работе [Суетнова и др., 2018]. Предполагалось, что коэффициент проницаемости грунта постоянен и не зависит от гидратонасыщенности [Суетнова, 2016]. При этом не учитывается снижение проницаемости в связи с формированием гидратов, а также с фазовыми изменениями порового раствора [Chuvilin et al., 2021а]. В частности, согласно данным лабораторных исследований для талых и мерзлых образцов грунта в зависимости от влагонасыщенности и содержания льда значения проницаемости могут различаться на два порядка и более. Кроме того, проницаемость пород зависит от ряда параметров, в том числе минералогического состава пород (влияющего на смачиваемость, т.е. взаимодействие молекул флюида с молекулами поверхности минералов), размеров зерен породы, формы (конфигурации) пор, наличия микро и макро трещин [Скоробогатов и др., 2003]. В связи с этим для учета изменения скорости фильтрации и, соответственно, скорости гидратонакопления от проницаемости пород в работе проводились расчеты с различными значениями коэффициента проницаемости грунтов согласно работе [Chuvilin et al., 2021а].

Положение границ зоны стабильности метангидратов определялось в зависимости от давления и температуры с параметрами равновесных фазовых кривых термобарического состояния согласно [Moridis, 2003]. Градиент температуры грунта рассчитывался для талой и мерзлой областей с соответствующими коэффициентами теплопроводности в зависимости от температуры поверхности грунта и теплового потока на нижней границе расчетной области.

В проведенных расчетах задавались высота ледникового щита, проницаемость грунта, плотности флюида и льда, а также значения концентрации газа в гидрате и флюиде. На верхней границе расчетной области, совпадающей с поверхностью грунта, задавались температура и давление, определяемое с учетом высоты ледника h_i и плотности льда ρ_i : $P_i = \rho_i g h_i$. На нижней границе расчетной области давление насыщенного флюида определялось как сумма давления ледника P_i и гидростатического давления.

2.3. Моделирование разрушения газогидратной залежи

Разрушение ледника приводит к снижению давления в грунте и нарушению условий устойчивого существования гидрата. Рассматривался одномерный процесс разложения газогидратов в пористой среде. На каждом шаге по времени проверялась стабильность гидратов путем сравнения рассчитанной температуры (T) на каждой глубине с температурой диссоциации гидратов на этой глубине (T_{diss}) [Moridis, 2003].

Гидраты начинают диссоциировать, когда T превышает T_{dis} . Дисоциация газовых гидратов, как и таяние льда, включает фазовый переход и идет с поглощением тепла. В проведенных расчетах был принят упрощенный подход для учета потребления скрытой теплоты, известный как метод интеграции тепла [Hu, Argyropoulos, 1996; Шагапов, Мусакаев, 2016]. Предполагалось, что в процессе нарушения условий стабильного существования гидрата формируется фронт диссоциации. На фронте температура принималась равной

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

температуре дисоциации гидрата T_{diss} . Потери тепла учитывались добавлением слагаемого s(z, t) в уравнение теплопроводности:

$$\rho C \partial T(z,t) / \partial t = (\partial / \partial z) (\lambda \partial T(z,t) / \partial z) + s(z,t).$$
(2)

Тепло необходимое для полного разложения газогидрата, находящегося в единице объема пород, составляет величину порядка $mh\rho_h L_h$, где m, h, ρ_h , L_h – соответственно пористость, гидратонасыщенность, плотность, удельная теплота разложения газогидрата ($L_h = 430 \text{ кДж/кг}$), λ – теплопроводность грунта на соответствующей глубине.

На глубине диссоциации гидрата, грунт отдает количество тепла, равное $\rho C\Delta T = \rho C(T - T_{diss}) (\rho C - объемная теплоемкость грунта, в Дж/м³К). Полагая, что отбираемое тепло расходуется на разложение газогидрата, можем записать условие баланса тепла:$

$$\rho C\Delta T = m\rho_h L_h(h(t) - h(t+1)).$$

Следовательно, чтобы температурного запаса ΔT слоя грунта хватило на полное разложение газогидрата, h(t) = 0, должно выполняться условие:

$$\rho C \Delta T / m \rho_h L_h \ge h(t). \tag{3}$$

Таким образом, если исходная гидратонасыщенность меньше этого значения, то теплового запаса грунта достаточно для полного разложения гидрата находящегося в поровом пространстве за один шаг по времени. Если же условие (3) не выполняется, то температурный запас ΔT идет лишь на снижение гидратонасыщенности. Изменение гидратонасыщенности во время этого процесса аппроксимировалось следующим образом:

$$h(t+1) = h(t) - \rho C \Delta T / m \rho_h L_h.$$

Слагаемое, описывающее потери тепла в уравнении (2) зависит от теплоты диссоциации газогидрата и интенсивности его разложения:

$$s(z,t) = -m\rho_h L_h \partial h(t) / \partial t$$

В проведенном исследовании предполагалось, что диссоциация газовых гидратов - эндотермическая реакция, которая потребляет тепло и, таким образом, снижает скорость диссоциации при потеплении. При диссоциации газовых гидратов также выделяется свободный газ, который увеличивает давление вокруг фронта диссоциации, и может повлиять на подвижность газа в отложениях. Данный процесс также стабилизирует газовые гидраты. Эта динамика не включена в настоящее исследование и требует совместного гидравлического, термодинамического и геомеханического моделирования. В работе [Stranne et al., 2016] на основе математического моделирования показано, что разложение гидратов метана в отложениях с проницаемостью от 0.1 до 10 мД приводит к умеренному повышению избыточного порового дав-



Рис. 2. Рассчитанная на основе профиля температуры грунта *T* (пунктир) и равновесной кривой метангидратов *T*_{eq} (сплошная линия) зона стабильности (заштрихованная область) при мощности ледникового щита 500 (а) и 200 м (б).

ления (~0.1 МПа), что добавляет к фазе диссоциации гидрата от 2 до 12 лет. Поскольку в настоящем исследовании рассматривались отложения с проницаемостью более 0.1 мД, предполагалось, что влияние изменения порового давления незначительно и учитывалась только эндотермическая реакция диссоциации гидратов метана.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Оценки накопления метангидратов в условиях покровного оледенения

Расчеты скорости гидратонакопления были проведены при значениях мощности ледникового щита от 100 до 500 м и температуре поверхности грунта под ледником от -5 до 0°С. Глубина от поверхности грунта до источника (газонасыщенного слоя) задавалась в пределах 500-1000 м согласно данным разрезов газоносных структур на севере Западной Сибири [Баду, 2014]. Физические характеристики флюида и метангидратов были выбраны согласно [Якушев и др., 2003; Суетнова, 2016]. Значения коэффициента проницаемости грунта задавались равными 0.2, 0.5 и 1.0 мД в соответствии с данными работы [Скоробогатов и др., 2003] для региона Ямала. Учитывалось, что вне границ зоны стабильности гидраты не могут формироваться.

На рис. 2 представлены результаты расчета границ зоны стабильности метангидратов. Анализ результатов показал, что в условиях покровного оледенения при мощности ледникового щита более 300 м, температуре поверхности грунта под ледником ниже 0°С и тепловом потоке, в том числе повышенной интенсивности (70 мВт/м²), вблизи поверхности грунта (на глубинах от нескольких метров до 100 м и более) создаются усло-

вия для формирования метангидратов (рис. 2a). С уменьшением мощности ледникового щита или с ростом интенсивности теплового потока нижняя граница зоны стабильности метангидратов поднимается к поверхности грунта, а глубина верхней границы увеличивается. При мощности ледникового щита 200 м и температуре основания -5° С может произойти отрыв верхней границы зоны стабильности грунта (рис. 2б).

Оценена скорость фильтрации газонасышенного флюида из нижележащих газоносных слоев в зону стабильности гидрата. Полученные значения скорости фильтрации флюида (скорость Дарси) составляют 0.2×10^{-8} , 0.5×10^{-8} и 1.0×10^{-8} м/с при значениях коэффициента проницаемости грунта 0.2, 0.5 и 1.0 мД, соответственно. Время выхода скорости фильтрации на стационарный режим увеличивается при увеличении глубины до газоносного слоя и при уменьшении проницаемости грунта от 2.5×10^7 с при глубине 500 м и коэффициенте проницаемости 1.0 мД до 5 \times 10⁸ с при глубине 1000 м и коэффициенте проницаемости 0.2 мД. Полученные результаты показывают, что время установления стационарного режима намного меньше продолжительности рассматриваемых периодов оледенения, составляющих от нескольких тысяч до 10 тыс. лет. Это позволяет применять данный подход для оценки гидратонасыщенности пород за счет миграции газонасышенного флюида из нижележащих газоносных слоев в условиях оледенения.

Скорость накопления гидрата зависит от равновесной концентрации газа во флюиде и пропорциональна градиенту температуры грунта. Полученные оценки скорости накопления газогидратов в поровом пространстве (dh/dt) в зави-

симости от фазового состояния почвенной влаги (вода/лед) составляют $1.7 \times 10^{-13} \text{ c}^{-1}$ для мерзлого грунта и $2.4 \times 10^{-13} \text{ c}^{-1}$ для талого грунта при коэффициенте проницаемости грунта 0.2 мД. При коэффициенте проницаемости грунта 0.5 мД скорость накопления гидрата в мерзлом и талом грунте составляет 4.25×10^{-13} и 6.0×10^{-13} с⁻¹, соответственно. При увеличении коэффициента проницаемости грунта до 1.0 мД скорость накопления гидрата увеличивается до 8.5×10^{-13} и 12.0×10^{-13} с⁻¹ в мерзлом и талом грунте, соответственно. Если такая скорость накопления гидратов поддерживается в течение времени, сопоставимого с продолжительностью рассматриваемого периода оледенения (около 10 тыс. лет), гидратонасыщенность пород может достигать 6-8% при коэффициенте проницаемости грунта 0.2 мД, 15-20% при коэффициенте проницаемости 0.5 мД и 30-40% при коэффициенте проницаемости 1.0 мД в верхних 370 м при высоте ледника 500 м и температуре основания -5° С (рис. 3). При этом следует учитывать, что в результате формирования гидрата снижается проницаемость пород, что приводит к уменьшению скорости гидратонакопления. Также продолжительность периода поступления (миграции) газонасыщенного флюида неизвестна, в связи с чем реальные значения гидратонасыщенности могут быть меньше рассчитанных величин.

3.2. Оценки изменения гидратонасыщенности пород при нарушении термобарических условий

С использованием полученных значений гидратонасыщенности пород проведено моделирование температурного режима пород с расчетом термобарических условий в пределах последних 70 тыс. лет. Учитывается образование гидратов метана в период оледенения и дальнейшее их разложение при нарушении термобарических условий существования под влиянием изменения поверхностной температуры пород (см. рис. 1). В численном эксперименте Н8 предполагается, что в период 70-57 тыс. лет назад под влиянием ледника происходит гидратонакопление в верхнем слое грунта на глубине 5-380 м. Согласно полученным результатам по расчетам скорости гидратонакопления, гидратонасыщенность пород принимается равной 6-8%.

Изменение мощности многолетнемерзлых пород за последние 70 тыс. лет, по результатам численного эксперимента Н8 представлено на рис. 4. Мощность многолетнемерзлых пород минимальна в период оледенения и при трансгрессии и составила 150—170 м. В период последнего ледникового максимума (около 20 тыс. лет назад) мощность мерзлых пород достигает максимума и составила 350 м. Последующее потепление с максимумом в оптимуме голоцена (около 6 тыс. лет назад) приводит к росту температуры грунта и оттаиванию мерзлого слоя. По модельным оценкам мощность многолетнемерзлых пород в современный период по результатам эксперимента Н8 составила 250 м, что согласуется с оценками наблюдаемой мощности в регионе при увеличенном геотермальном потоке [Баду, 2014]. На рис. 5а показана эволюция гидратонасыщенности грунта, полученная в численном эксперименте Н8. Повышение температуры поверхности грунта в результате затопления 57-55 тыс. лет назад способствует быстрому повышению температуры мерзлого слоя и нарушению условий существования газогидратов. В этот период толщина гидратной залежи, сформировавшейся под влиянием ледника в мерзлом грунте, начинает быстро уменьшаться со стороны верхней и нижней границы. Газогидратная залежь с гидратонасыщенностью 6–8% полностью разрушается в течение 2 тыс. лет.

В численном эксперименте Н20 предполагается более высокая проницаемость пород, что приводит к увеличению скорости гидратонакопления (рис. 3в, 3г), и гидратонасыщенность пород принимается равной 15-20% (рис. 5в). Как и в эксперименте Н8 трансгрессия способствует нарушению термобарических условий и частичной диссоциации гидратной залежи со стороны нижней и верхней границ в Н20 (рис. 5в). Разложение гидрата является эндотермическим процессом и происходит с поглощением тепла, что приводит к охлаждению грунта и замедлению диссоциации. Более высокая гидратонасыщенность залежи требует большего времени разложения, что способствует более длительному охлаждению пород вблизи фронта разложения. В результате в эксперименте Н20 получен более мощный слой многолетнемерзлых пород 55-35 тысяч лет назад (рис. 4). Более низкая температура пород способствует сохранению ЗСМГ в период трансгрессии (рис. 5в). Через 2.5 тысячи лет после трансгрессии разложение газогидрата прекращается, и он сохраняется на глубине 247-270 м в стабильном состоянии. Потепление в период оптимума голоцена приводит к заглублению верхней границы ЗСМГ до 240 м. Поэтому реликтовые гидраты на глубине от 247 м сохраняются и в современных условиях. По модельным оценкам в эксперименте Н20 мощность многолетнемерзлых пород в современный период составила 254 м (рис. 4), что на 4 м больше, чем в Н8.

В численном эксперименте H40 гидратонасыщенность пород принимается равной 30–40% (рис. 5д). Как и в эксперименте H20 трансгрессия способствует нарушению термобарических условий и частичной диссоциации гидратной залежи со стороны нижней и верхней границ в H40 (рис. 5д). Как и в H20 увеличение времени разложения гид-



Рис. 3. Рассчитанная скорость гидратонакопления dh/dt и изменение гидратонасыщенности *h* пород на протяжении периода оледенения при мощности ледника 500 м, температуре поверхности грунта -5° С, теплового потока 70 мВт/м² и коэффициентах проницаемости грунта 0.2 (а), (б); 0.5 (в), (г); 1.0 мД (д), (е).

рата приводит к сохранению ЗСМГ в период трансгрессии (рис. 5д) и увеличению мощности мерзлого слоя 55–35 тысяч лет назад (рис. 4). Реликтовые газогидраты сохраняются на глубине 240–290 м в стабильном состоянии. Рассчитанная мощность многолетнемерзлых пород в современный период в эксперименте H40 составила 256 м (рис. 4).

На основе экспериментальных исследований предполагается, что разложение гидрата при температуре ниже —4°С происходит не полностью и гидраты могут оставаться устойчивыми вне области термодинамической стабильности за счет образования на поверхности гидратных частиц ледяной пленки [Chuvilin et al., 2018]. Лед препятствует выделению газа из гидратов. Данное состояние получило название эффекта самокон-



Рис. 4. Рассчитанная мощность многолетнемерзлого слоя в численных экспериментах H8 (черная кривая), H20 (серая кривая), H40 (черная пунктирная кривая) и H40S (серая пунктирная кривая).

сервации [Истомин и др., 2006]. Экспериментальное исследование диссоциации поровых газогидратных образований в мерзлых породах при давлении ниже равновесного показало, что после периода интенсивного разложения происходит затухание процесса и в результате эффекта самоконсервации часть неразложившегося порового гидрата может сохраняться продолжительное время [Chuvilin et al., 2018]. Полученные в экспериментальных работах значения коэффициента самоконсервации, характеризующего долю сохранившегося гидрата метана, составляют около 30% (0.26-0.27 [Chuvilin et al., 2013]). В связи с этим в численных экспериментах H8S, H20S и H40S предполагалось, что при температуре грунта ниже -4°С процесс диссоциации затухает и 30% порового гидрата сохраняется, пока не происходит дополнительное повышение температуры пород. Согласно полученным результатам за счет эффекта самоконсервации возможно сохранение метастабильных реликтовых гидратов метана с остаточной гидратонасыщенностью 2% на глубине 20-70 м в грунте в H8S (рис. 5б); 7% на глубине 20-100 м в H20S (рис. 5г) и 10-13% на глубине 10-200 м в H40S (рис. 5е). Значения глубины залегания реликтовых метангидратов в рассматриваемом регионе согласуются с оценками на основе данных наблюдений (10–210 м) в работе [Перлова и др., 2017] и результатами экспериментального и численного моделирования в работе [Chuvilin et al., 2013; Arzhanov et al., 2020].

При моделировании разложения залежи метангидрата с учетом эффекта самоконсервации в H40S получены более низкие по сравнению с экспериментом H40 значения температуры грунта. Эффект понижения температуры грунта приводит к сокращению времени разложения гидра-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

тов на глубине от 200 м в период трансгрессии (рис. 5е). В численном эксперименте H40S после периода трансгрессии мощность залежи стабильных гидратов составляет 80 м, что превышает аналогичные значения в эксперименте H40 (50 м). Также в эксперименте H40S получено увеличение мощности зоны стабильности метангидратов по сравнению с H40. Мощность многолетнемерзлых пород в эксперименте H40S в современный период составила 306 м (рис. 4), что на 50 м больше, чем в H40.

Согласно результатам моделирования с учетом эффекта самоконсервации в современных климатических условиях в верхних 10–200 м (выше современной границы зоны стабильности гидратов) могут сохраняться реликтовые метангидраты, При этом эффект понижения температуры в результате диссоциации гидратов препятствует полному разложению залежи и приводит к увеличению мощности зоны стабильности и толщи мерзлых пород.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием модели процессов теплопереноса в грунте проведено моделирование термического режима пород и определены термобарические условия формирования и перехода в реликтовое состояние метангидратов выше современной границы зоны стабильности в многолетнемерзлых породах на севере Западной Сибири (п-в Ямал и прилегающие территории). Внешнее воздействие в пределах последних 70 тыс. лет задавалось на основе палеоклиматического сценария с учетом периодов покровного оледенения, трансгрессии и приповерхностного потепления, в частности, в оптимуме голоцена.



Рис. 5. Изменение гидратонасыщенности грунта по результатам расчетов без учета самоконсервации H8 (а), H20 (в), H40 (д) и с учетом самоконсервации метангидратов H8S (б), H2OS (г), H4OS (е).

Определена область формирования метангидратов и оценена скорость гидратонакопления при миграции газонасыщенного флюида из нижележащих газонасыщенных слоев в условиях покровного оледенения. При мощности ледникового щита более 300 м, температуре поверхности грунта под ледником не превышающей 0°С верхняя граница области формирования метангидратов начинается от поверхности грунта, в том числе при тепловом потоке повышенной интенсивности. Полученные оценки изменения гидратонасыщенности в результате миграции газонасыщенного флюида за период оледенения продолжительностью 10 тыс. лет в зависимости от физических характеристик пород составляют от 6 до 40% на глубине до 350 м.

На основе количественных характеристик экспериментально полученных P-, T-кривых равновесного состояния гидрата [Moridis, 2003] проанализированы условия дестабилизации метангидратов в пределах последних 70 тыс. лет. Показано, что в период трангрессии около 57–55 тыс. лет назад, когда в области формирования гидратов достигалась наиболее высокая температура грунта (до -1.8° C), метангидратная залежь с гидратонасыщенностью менее 10% может полностью разложиться. При более высокой гидратонасыщенности эффект понижения температуры при диссоциации гидратов препятствует полному разложению залежи. В этом случае сформированные в период оледенения гидраты могут сохраниться до наших дней в толще мерзлых пород выше современной границы зоны стабильности на глубинах 10–200 м за счет эффекта самоконсервации при температуре пород ниже —4°С.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Расчет гидратонасыщенности пород проведен в рамках проекта РНФ № 19-17-00240, оценки условий формирования и дестабилизации метангидратов получены в рамкам проекта РНФ № 21-17-00012.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Анисимов О.А. Континентальная многолетняя мерзлота. Методы оценки последствий изменения климата для физических и биологических систем / Анисимов О.А., Анохин Ю.А., Лавров С.А., Малкова Г.В., Мяч Л.Т., Павлов А.В., Романовский В.А., Стрелецкий Д.А., Холодов А.Л., Шикломанов Н.И. (ред.). М.: НИЦ Планета. 2012. 512 с.

Анисимов О.А., Величко А.А., Демченко П.Ф., Елисеев А.В., Мохов И.И., Нечаев В.П. Влияние изменений климата на вечную мерзлоту в прошлом, настоящем и будущем // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 38. № 1. С. 25–39.

Аржанов М.М., Малахова В.В., Мохов И.И. Условия формирования и диссоциации метангидратов в течение последних 130 тысяч лет по модельным расчетам // Докл. РАН. 2018. Т. 480. № 6. С. 725–729.

Аржанов М.М., Мохов И.И. Температурные тренды в многолетнемерзлых грунтах Северного полушария: Сравнение модельных расчетов с данными наблюдений // Докл. РАН. 2013. Т. 449. № 1. С. 87–92.

Арэ Ф.Э. Проблема эмиссии глубинных газов в атмосферу // Криосфера Земли. 1998. Т. II. № 4. С. 42–50.

Баду Ю.Б. Геологическое строение криогенной толщи севера Западной Сибири // Инженерная геокриология. 2011. С. 40–55.

Баду Ю.Б. Влияние газоносных структур на мощность криогенной толщи Ямала // Криосфера Земли. 2014. Т. XVIII. № 3. С. 11–22.

Баду Ю.Б. Льдистость пород криогенной толщи газоносных структур северного Ямала // Криосфера Земли. 2015. Т. XIX. № 3. С. 10–19.

Богоявленский В.И. Угроза катастрофических выбросов газа из криолитозоны Арктики. Воронки Ямала и Таймыра // Бурение и нефть. 2014. № 9. С. 13–18.

Богоявленский В.И., Гарагаш И.А. Обоснование процесса образования кратеров газового выброса в Арктике математическим моделированием // Арктика: экология и экономика. 2015. Т. 19. № 3. С. 12–17.

Богоявленский В.И., Богоявленский И.В. Формирование залежей углеводородов в верхней части разреза и кратеров выбросов газа // Neftegaz.ru. 2019. Т. 85. № 1. С. 48–55.

Дворецкий П.И. Изотопный состав природных газов севера Западной Сибири. Геология и разведка газовых и газоконденсатных месторождений / Дворецкий П.И., Гончаров В.С., Есиков А.Д. и др. (ред.) М.: ИРЦ Газпром. 2000. 81 с.

Истомин В.А., Якушев В.С. Газовые гидраты в природных условиях. М.: Недра. 1992. 236 с.

Истомин В.А., Якушев В.С., Махонина Н.А., Квон В.Г., Чувилин Е.М. Эффект самоконсервации газовых гидратов // Газовая промышленность. 2006. № 4. С. 36–46.

Кизяков А.И., Сонюшкин А.В., Лейбман М.О., Зимин М.В., Хомутов А.В. Геоморфологические условия образования воронки газового выброса и динамика этой формы на центральном Ямале // Криосфера Земли. 2015. Т. XIX. № 2. С. 15–25.

Лейбман М.О., Кизяков А.И. Новый природный феномен в зоне вечной мерзлоты // Природа. 2016. № 2. С. 15–24.

Мирзаджанзаде А.Х., Хасанов М.М., Бахтизин Р.Н. Моделирование процессов нефтегазодобычи. Нелинейность, неравновесность, неопределенность. Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований. 2004. 368 с.

Мохов И.И., Безверхний В.А., Карпенко А.А. Диагностика взаимных изменений содержания парниковых газов и температурного режима атмосферы по палеореконструкциям для антарктической станции Восток // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 5. С. 579–592.

Оленченко В.В., Синицкий А.И., Антонов Е.Ю., Ельцов И.Н., Кушнаренко О.Н., Плотников А.Е., Потапов В.В., Эпов М.И. Результаты геофизических исследований территории геологического новообразования "Ямальский кратер" // Криосфера Земли. 2015. Т. XIX. № 4. С. 94–106.

Павлов А.В., Малкова Г.В. Мелкомасштабное картографирование трендов современных изменений температуры грунтов на севере России // Криосфера Земли. 2009. Т. XIII. № 4. С. 32–39.

Перлова Е.В., Микляева Е.С., Леонов С.А., Ткачева Е.В., Ухова Ю.А. Газовые гидраты полуострова Ямал и прилегающего шельфа Карского моря как осложняющий фактор освоения региона // Вестник газовой науки. 2017. Т. 31. № 3. С. 255–262.

Романовский Н.Н. Основы криогенеза литосферы. М.: изд-во МГУ. 1993. 336 с.

Скоробогатов В.А., Строганов Л.В., Копеев В,Д, Геологическое строение и газонефтеносность Ямала. М.: Недра. 2003. 351 с.

Соин Д.А., Скорбогатов В.А. Термобарические условия газонефтеносности северных районов Западной Сибири (суша и шельф) // Вести газовой науки. 2013. Т. 16. № 5. С. 59–65.

Суетнова Е.И. Аккумуляция газовых гидратов в окрестностях подводных грязевых вулканов // Геофизические исследования. 2016. Т. 17. № 4. С. 37–46.

Суетнова Е.И., Собисевич А.Л., Жостков Р.А. Эволюция скоплений поддонных газовых гидратов, обусловленная некоторыми особенностями фильтрационных

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

процессов в глубинных структурах подводных грязевых вулканов // Актуальные проблемы нефти и газа. 2018. Т. 23. № 4. С. 1–6.

Трофимук А.А., Макогон Ю.Ф., Якушев В.С. Влияние динамики зон гидратообразования на температурный режим горных пород в области распространения криолитозоны // Геология и геофизика. 1986. № 11. С. 3–10.

Федосеев С.М. Газовые гидраты криолитозоны // Наука и образование. 2006. Т. 41. № 1. С. 22–27.

Хименков А.Н., Сергеев Д.О., Власов А.Н., Волков-Богородский Д.Б. Взрывные процессы в области распространения многолетнемерзлых пород – новый вид геокриологической опасности // Геоэкология. Инженерная геология, гидрогеология, геокриология. 2019. № 6. С. 30–41.

Хименков А.Н., Власов А.Н., Волков-Богородский Д.Б., Сергеев Д.О., Станиловская Ю.В. Флюидодинамические геосистемы в криолитозоне. 2 Часть Криолитодинамические и криогазодинамические геосистемы // Арктика и Антарктика. 2018. № 2. С. 48–70.

Чувилин Е.М., Якушев В.С., Перлова Е.В., Кондаков В.В. Газовая компонента толщ мерзлых пород в пределах Бованенковского газоконденсатного месторождения (полуостров Ямал) // Докл. РАН. 1999. Т. 369. № 4. С. 522–524.

Шагапов В.Ш., Мусакаев Н.Г. Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа. М.: Наука. 2016. 240 с.

Якушев В. С. Природный газ и газовые гидраты в криолитозоне. М.: ВНИИГАЗ. 2009. 192 с.

Якушев В.С., Перлова Е.В., Махонина Н.А., Чувилин Е.М., Козлова Е.В. Газовые гидраты в отложениях материков и островов // Рос. Хим. ж. 2003. Т. XLVII. № 3. С. 80–90.

Якушев В.С. Генетические типы углеводородных газов в многолетнемерзлых толщах // Криосфера Земли. 2015. Т. XIX. № 3. С. 71–76.

Arzhanov M.M., Malakhova V.V., Mokhov I.I. The effect of ice sheets on the thermal state of the permafrost and the methane hydrates // Proceedings of SPIE. 2019. V. 11208. P. 173.

Arzhanov M.M., Malakhova V.V., Mokhov I.I. Modeling thermal regime and evolution of the methane hydrate stability zone of the Yamal peninsula permafrost // Permafrost and Periglacial Processes. 2020. V. 31. P. 487–496.

Chuvilin E., Bukhanov B., Davletshina D., Grebenkin S., Istomin V. Dissociation and self-preservation of gas hydrates in permafrost // Geosciences. 2018. V. 8. P. 431–442.

Chuvilin E., Davletshina D. Formation and accumulation of pore methane hydrates in permafrost: experimental modeling // Geosciences. 2018. V. 8. P. 467–481.

Chuvilin E., Grebenkin S., Zhmaev M. Gas Permeability of Sandy Sediments: Effects of phase changes in pore ice and gas hydrates // Energy and Fuels. 2021a. V. 35. № 9. P. 7874–7882.

Chuvilin E., Sokolova N, Bukhanov B., Davletshina D., Spasennykh M. Formation of gas-emission craters in Northern West Siberia: Shallow Controls // Geosciences. 2021b. V. 11. № 393. P. 1–15.

Chuvilin E.M., Tumskoy V.E., Tipenko G.S., Gavrilov A.V., Bukhanov B.A., Tkacheva E.V., Audibert-Hayet A., Cauquil E. Relic gas hydrate and possibility of their existence in permafrost within the South-Tambey gas field. Proceedings of the SPE Arctic and Extreme Environments Conference. Moscow, Russia. 2013. P. 166925-MS.

Chuvilin E.M., Yakushev V.S., Perlova E.V. Gas and possible gas hydrates in the permafrost of Bovanenkovo gas field, Yamal Peninsula, West Siberia // Polarforschung. 2000. V. 68. N° 1–3. P. 215–219.

Collett T.S., Kvenvolden K.A., Magoon L.B., Bird K.J. Geochemical and geologic controls on the inferred occurrence of natural gas hydrate in the Kuparuk 2D-15 well, North Slope, Alaska. Hamilton, T.D., and Galloway, J.P., eds., Geologic Studies in Alaska by the U.S. Geological Survey during 1986. U.S. Geological Survey Circular 998. P. 24–26.

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

Dvornikov Yu.A., Leibman M.O., Khomutov A.V. et al. Gasemission craters of the Yamal and Gydan peninsulas: A proposed mechanism for lake genesis and development of permafrost landscapes // Permafrost Periglac. Process. 2019. V. 30. P. 146–162.

Ganopolski A., Calov R., Claussen M. Simulation of the last glacial cycle with a coupled climate ice-sheet model of intermediate complexity // Clim Past. 2010. V. 6. № 2. P. 229–244.

Gataullin V., Mangerud J., Svendsen J.I. The extent of the Late Weichselian ice sheet in the southeastern Barents Sea // Global and Planetary Change. 2001. V. 31. P. 453–474.

Gavrilov A., Malakhova V., Pizhankova E., Popova A. Permafrost and Gas Hydrate Stability Zone of the Glacial Part of the East-Siberian Shelf // Geosciences. 2020. V. 10. № 12. P. 484.

Hu H., Argyropoulos S.A. Mathematical modelling of solidification and melting: a review // Model. Simul. Mater. Sci. Eng. 1996. V. 4. P. 371–396.

Ingolfsson O., Moller O., Lokrantz H. Late Quaternary marine-based Kara Sea ice sheets: a review of terrestrial stratigraphic data highlighting their formation // Polar Research. 2008. V. 27. P. 152–161.

Kizyakov A., Zimin M, Sonyushkin A., Dvornikov Yu., Khomutov A., Leibman M. Comparison of gas emission crater geomorphodynamics on Yamal and Gydan peninsulas (Russia), based on repeat very-high-resolution stereopairs // Remote Sens. 2017. V. 9. P. 1023–1036.

Kleman J., Fastook J., Ebert K., Nilsson J., Caballero R. Pre-LGM Northern Hemisphere ice sheet topography // Clim. Past. 2013. V. 9. P. 2365–2378.

Kuzin I.L. On the priority in the study of surface gas emissions in Western Siberia // Geol Geophys. 1990. V. 3. P. 142–144.

Lambeck K., Purcell A., Funde S., Kjaer K.H., Larsen E., Moller P. Constraints on the Late Saalian to early Middle Weichselian ice sheet of Eurasia from field data and rebound modelling // Boreas. 2006. V. 35. P. 539–575.

Malakhova V.V. Numerical simulation of possible methane flows in the atmosphere resulting from submarine fluid venting // Atmospheric and Oceanic Optics. 2009. V. 4. N $_{2}$ 22. P. 487–492.

Malakhova V.V., Eliseev A.V. Uncertainty in temperature and sea level datasets for the Pleistocene glacial cycles: Implications for thermal state of the subsea sediments // Glob. Planet. Chang. 2020. V. 192. P. 103249.

Moridis G.J. Numerical studies of gas production from methane hydrates // Soc. Petrol. Engin J. 2003. V. 32. N_{2} 8. P. 359–370.

Schaefer K., Lantuit H., Romanovsky V.E, Schuur E.A.G., Witt R. The impact of the permafrost carbon feedback on global climate // Environ. Res. Lett. 2014. V. 9. № 8. P. 1–9. Shakhova N., Semiletov I., Salyuk A., Yusupov V., Kosmach D., Gustafsson O. Extensive Methane Venting to the Atmosphere from Sediments of the East Siberian Arctic Shelf // Science. 2010. V. 327. P. 1246–1250.

Siegert M.J., Dowdeswell J.A. Numerical reconstructions of the Eurasian Ice Sheet and climate during the Late Weichselian // Quaternary Science Reviews. 2004. V. 23. P. 1273–1283.

Stranne C., O'Regan M., Jakobsson M. Overestimating climate warming-induced methane gas escape from the seafloor by neglecting multiphase flow dynamics // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 8703–8712.

Modeling the Accumulation and Transition to the Relic State of Methane Hydrates in the Permafrost of Northwestern Siberia

M. M. Arzhanov^{a, b, *} and V. V. Malakhova^{b, c, **}

^aA.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia ^bMoscow State University, Moscow, Moscow, 119991 Russia

^cInstitute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

> *E-mail: arzhanov@ifaran.ru **E-mail: malax@sscc.ru

This paper presents the results of numerical modeling of the permafrost thermal regime and thermobaric conditions of methane hydrates in the north of Western Siberia over the past 70 thousand years. The area of hydrate formation was determined and the rate of accumulation of hydrates was estimated in connection with the migration of fluid from the underlying gas-saturated layers under the conditions of cover glaciation. The estimates obtained for the change in hydrate saturation as a result of fluid migration during the 10 thousand-year glaciation period, depending on the permeability of the soil, are from 6 to 40% in the upper 350 m. Based on quantitative characteristics of the equilibrium and metastable states of methane hydrates, the conditions for the preservation of relict methane hydrates in permafrost under the paleoclimatic scenario were determined, taking into account periods of ice cover and transgression. It is shown that due to the effect of self-preservation at temperatures below -4° C, it is possible to preserve relict methane hydrates in the upper 200 m of soil under non-equilibrium conditions. The effect of lowering the temperature while the hydrates dissociate prevents the complete decomposition of the deposit and leads to an increase in the thickness of the frozen soil.

Keywords: relic methane hydrates, hydrate saturation, permafrost, glacial period, numerical simulation

УДК 550.384:[551.736.3+551.761.1](470)

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ И ЦИКЛОСТРАТИГРАФИЯ ПОГРАНИЧНОГО ИНТЕРВАЛА ПЕРМИ-ТРИАСА РАЗРЕЗА СТАРОЕ СЛУКИНО (ВЛАДИМИРСКАЯ ОБЛАСТЬ)

© 2023 г. А. М. Фетисова^{1, 2, *}, Р. В. Веселовский^{1, 2}, К. А. Сиротин^{1, 2}, В. К. Голубев³, Д. В. Рудько²

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, геологический факультет, г. Москва, Россия ² Институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия ³ Палеонтологический институт им. А.А. Борисяка РАН, г. Москва, Россия *E-mail: anna-fetis@ya.ru Поступила в редакцию 08.08.2022 г. После доработки 29.10.2022 г. Принята к публикации 30.10.2022 г.

Представлены результаты палеомагнитных, петромагнитных и циклостратиграфических исследований континентальных красноцветов, слагающих пограничный интервал перми-триаса разреза Старое Слукино во Владимирской области. По направлениям характеристических компонент естественной остаточной намагниченности изученных пород в опробованной толще выделены интервалы прямой и обратной полярности, отнесенные к региональным магнитозонам r₂RnP, r₃RnP и N₃P-T. Внутри зоны r₃RnP присутствует интервал аномальных палеомагнитных направлений, по своим характеристикам аналогичный выделенным ранее в одновозрастных интервалах разрезов Недуброво, Жуков овраг и Окский съезд. Пересмотр биостратиграфических определений допускает, что две зоны аномальных палеомагнитных направлений в сводной шкале магнитной полярности верхней перми Русской плиты являются отражением одной и той же эпохи аномальной конфигурации геомагнитного поля. Продолжительность накопления изученного 16-метрового интервала разреза Старое Слукино, оцененная с помощью циклостратиграфического метода, составляет 900 ± 20 тыс. лет, что ограничивает длительность аномального состояния геомагнитного поля вблизи границы перми и триаса в ~110000 лет. Вычислен новый пермо-триасовый (~252 млн лет) палеомагнитный полюс Восточно-Европейской платформы: plat = 36.3°; plong = 155.0°; $dp/dm = 2.8^{\circ}/4.8^{\circ}$.

Ключевые слова: палеомагнетизм, Восточно-Европейская платформа, Русская плита, пермь, триас, магнитостратиграфия, циклостратиграфия, палеомагнитный полюс. **DOI:** 10.31857/S0002333723020060, **EDN:** LHXLZL

введение

Стратиграфическая корреляция континентальных отложений нередко представляет собой сложную задачу, надежное решение которой требует комплексного подхода, в том числе при изучении каждого отдельно взятого обнажения горных пород. Отсутствие площадного осадконакопления и его прерывистый характер, многочисленные размывы и глубокие, до 10-15 м аллювиальные врезы все это сушественно усложняет выделение и корреляцию одновозрастных горизонтов не только в удаленных друг от друга, но и даже в близко расположенных разрезах. Широко используемый в целях стратиграфической корреляции терригенных толщ комплекс литологических и биостратиграфических методов не всегда приводит к однозначным результатам, поэтому часто одновременно с ним используются возможности палеомагнитологии — магнитостратиграфии и петромагнетизма. Палеомагнитный метод достаточно хорошо зарекомендовал себя при решении ряда стратиграфических задач, таких как (1) детальное расчленение толщ горных пород на основе их палео- и петромагнитных характеристик, (2) установление локальных и региональных маркирующих горизонтов в стратиграфической последовательности, (3) корреляция региональных и местных стратонов с общей стратиграфической шкалой [Молостовский, Храмов, 1997].

При изучении пород континентального генезиса стратиграфически полные разрезы с хорошими палеомагнитными характеристиками встречаются редко, поэтому надежность и полнота разрабатываемых региональных магнитостратиграфиче-

ских шкал во многом зависят не только от качества, но и от количества исследованных разрезов. В последние годы наш коллектив проводит комплексное изучение осадочных пород континентального происхождения в пограничном интервале перми и триаса разных районов Русской плиты Восточно-Европейской платформы [Фетисова и др., 2018а; 2018б; 2020; 2022]. Основными задачами исследований являются получение надежных палеомагнитных характеристик и корреляция разрезов с целью уточнения и детализации региональной магнитостратиграфической схемы пограничных отложений перми и триаса Восточно-Европейской платформы, ее сопоставления с одновозрастными морскими и континентальными отложениями Западной Европы и Азии. использования палеомагнитных данных для оценки основных характеристик магнитного поля Земли на границе палеозоя и мезозоя и уточнения палеотектонических реконструкций Евразии около 250 млн лет назад.

Обнаружение в геологической летописи интервалов аномальной конфигурации магнитного поля Земли в прошлом важно не только с точки зрения изучения его эволюции, но также дает возможность получить надежный магнитостратиграфический репер, который может быть использован в целях глобальной стратиграфической корреляции. К настоящему времени устойчивые аномальные палеомагнитные направления выявлены в породах разного возраста и происхождения [Храмов, 2007; Храмов, Иосифиди, 2012; Шацилло, Павлов, 2019], в том числе и в пограничных отложениях перми и триаса Русской плиты разрезе Недуброво Вологодской области [Фетисова и др., 2018]. Недавно по результатам комплексных биостратиграфических и палеомагнитных исследований пермо-триасовых толщ в разрезах центральной части Русской плиты – Жуков овраг (Владимирская обл.), Слукино (Владимирская обл.) и Окский съезд (Нижегородская обл.) нами [Фетисова и др., 2022] было выдвинуто предположение о существовании двух близко расположенных интервалов аномальной конфигурации геомагнитного поля в позднепермское время, а также показано более сложное (дробное), чем это предполагается в работе [Hounslow, Balabanov, 2018], строение шкалы магнитной полярности для верхнепермского интервала. Тем не менее, доказательство существования выделенной в работе [Фетисова и др., 2022] региональной магнитной зоны r₃RnP, равно как и двух аномальных палеомагнитных зон a1r4 и a2r4 в магнитостратиграфической последовательности бассейна р. Ока, требуют привлечения новых палеомагнитных данных. В этой работе мы представляем результаты палеомагнитных исследований пограничных отложений перми и триаса разреза Старое Слукино (Владимирская область), проведенных в 20212022 гг., и их интерпретацию. Кроме того, впервые на примере пермо-триасовых толщ Русской плиты нами выполнена оценка продолжительности накопления исследованных отложений на основе циклостратиграфического анализа данных детальных измерений величины магнитной восприимчивости.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЙ

Разрез Старое Слукино (56.19° N, 42.64° E) расположен в небольшом глубоком овраге, прорезающем правый берег р. Клязьма в д. Слукино (Владимирская обл.) в 1.25 км выше по течению от г. Гороховец (рис. 1). Пограничные отложения перми и триаса были вскрыты в трех канавах. Канавы №№ 1540(2167) и 1540(2168) заложены на правом борту оврага в 190 м ниже верховья оврага (автомобильная дорога в д. Слукино), располагаются в 10 м друг от друга. Вскрытый в них сволный разрез коренных отложений имеет мощность 13.3 м. Этот разрез изучался нами в 2015 г. Результаты его биостратиграфического исследования опубликованы в работах [Наумчева, Голубев, 2019; Hayмчевa, 2020; Naumcheva, Golubev, 2020]. В 2021 г. было уточнено строение разреза на уровне слоев 14-17, а также впервые изучена его верхняя часть мощностью 1.65 м - слои 37-41. В разрезе обнажена гороховецкая пачка обнорской свиты, представленная переслаиванием пестроцветных глин с прослоями полимиктовых песчаников и алевролитов, реже известняков. В отложениях обнаружены остатки многочисленных остракод, а также более редких гастропод, конхострак, рыб и корней растений. По остракодам вся толща относится к зоне Wjatkellina fragiloides – Suchonella typica верхневятского подъяруса верхней перми, ее нижняя часть (слои 1-29) соответствует слоям с Suchonella clivosa (нефедовский горизонт), а верхняя (слои 30-41) - слоям с Suchonella rykovi (жуковский горизонт) [Наумчева, Голубев, 2019; Наумчева, 2020; Naumcheva, Golubev, 2020].

Канава № 2169 располагается на правом борту оврага в 40 м выше по оврагу от канавы № 1540(2167). В ней вскрыта вохминская свита, представленная переслаиванием коричневых полимиктовых песчаников и красно-бурых глин и алевролитов с корнями растений (палеопочвы). В глинах обнаружены остракоды зоны *Darwinula mera* — *Gerdalia variabilis*, свидетельствующие о приуроченности слоев к вохминскому горизонту индского яруса нижнего триаса.

Разрезы № 1540(2167) и № 2169 перекрываются гипсометрически (по результатам барометрического нивелирования перекрытие составляет 2.5—2.8 м), но не перекрываются стратиграфически. Разрез № 2169 надстраивает разрез № 1540(2167) (рис. 1), однако величина стратиграфического

ФЕТИСОВА и др.



Рис. 1. Разрез Старое Слукино: (а) – стратиграфия, литология, схема опробования; (б) – место расположения на карте Восточной Европы; (в) – фотография обнажения № 1540(2167), слои 17–41, гороховецкая пачка обнорской свиты, нефедовский и жуковский горизонты, верхневятский подъярус, верхняя пермь; (г) – величина удельной естественной остаточной намагниченности (ЕОН – оранжевый цвет) и удельной магнитной восприимчивости (синий цвет); (д) – широта виртуального геомагнитного полюса (ВГП). Условные обозначения: 1 – песчаник; 2 – алевролит псечаный; 3 – алевролит; 4 – алевролит глинистый; 5 – глина; 6 – мергель; 7 – известняк; 8 – осыпь; 9 – красноцветы; 10 – пестроцветы; 11 – сероцветы; 12 – уровни отбора палеомагнитных образцов с характеристической компонентой ЕОН: прямой полярности – *a*, обратной полярности – б, с аномальной компонентой намагниченности – *b*, с шумной палеомагнитной записью – *c*; 13 – зоны прямой (N) полярности; 14 – зоны обратной (*R*) полярности; 15 – зона аномальных палеомагнитных направлений.

разрыва между ними нам не известна, так как граница жуковского и вохминского горизонтов в Старом Слукино не была вскрыта.

Разрез Старое Слукино по строению аналогичен пермо-триасовому красноцветному терригенному разрезу Жуков овраг, расположенному в 0.7 км южнее [Голубев и др., 2012; Наумчева, Голубев, 2019; Наумчева, 2020; Фетисова и др., 2022]. Многие слои, выделенные в разрезе Жуков овраг, распознаются в разрезе Старое Слукино. Это позволяет провести детальную литостратиграфическую корреляцию разрезов, которая подтверждается био- и магнитостратиграфическими данными (рис. 2). Однако в Старом Слукино не обнаружена (не вскрыта или отсутствует) жуковская пачка вохминской свиты, которая в разрезе Жуков овраг слагает терминальную часть жуковского горизонта. При этом в разрезе Старое Слукино жуковский горизонт представлен исключительно глинистыми отложениями. В нем отсутствуют песчаные отложения руслового аллювиального генезиса, которые присутствуют в жуковском горизонте в Жуковом овраге, а, следовательно, в нем нет бесспорных внутриформационных размывов и связанных с ними локальных стратиграфических перерывов. Это позволяет предположить, что в разрезе Старое Слукино жуковский горизонт стратиграфически более полон, чем в разрезе Жуков овраг.

ПЕТРОМАГНИТНЫЕ И ПАЛЕОМАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Методика

Магнитостратиграфические исследования выполнялись с точной послойной привязкой каждого ориентированного штуфа к разрезу (рис. 1). Разрез опробован в трех канавах, общая мощность опробования составила 16 м; всего было отобрано 111 ориентированных штуфов, лабораторной обработке подверглось 113 образцов. Шаг опробования составлял от 2 до 20 см. Отбор штуфов производился вручную с помощью ножа из канав шириной 1 м и глубиной до 0.5 м, заложенных в склоне оврага; ориентировка штуфов производилась при помощи горного компаса; величина местного магнитного склонения рассчитана по модели IGRF (13-е поколение). Из каждого ориентированного штуфа выпиливалось 1-2 ориентированных палеомагнитных образца кубической формы с ребром 2 см. Все лабораторные исследования проводились согласно стандартной методике [Tauxe et al., 2018] в лаборатории Главного геомагнитного поля и петромагнетизма ИФЗ РАН, ЦКП ИФЗ РАН [Veselovskiy et al., 2022] и Петромагнитной лаборатории МГУ имени М.В. Ломоносова. Измерения анизотропии магнитной восприимчивости (АМВ) производи-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

лись на каппабридже KLY-4S (AGICO, Чехия) в поле 200 А/м, при интерпретации результатов использовалась программа Anisoft 4.2. Зависимость магнитной восприимчивости от температуры измерялась на каппабридже KLY-4S с использованием высокотемпературной приставки CS-4, обработка результатов выполнялась в программе Cureval8.

Все образцы были подвергнуты детальной температурной магнитной чистке, которая в большинстве случаев выполнялась до 680°С. Число шагов чистки составляло не менее 12. при необходимости детальность увеличивалась. Для размагничивания образцов использовалась немагнитная печь MMTD-80 (Magnetic Measurements, Англия) с величиной нескомпенсированного поля 5-10 нТл. Измерения остаточной намагниченности образцов проводились на спин-магнитометре JR-6 (AGICO, Чехия). Обработка измерений остаточной намагниченности выполнялась при помощи пакета программ Энкина [Enkin, 1994] и РМТооls (Ефремов И.В.), использующих при выделении компонент намагниченности метод РСА [Kirschvink, 1980]. В полевых условиях по всему разрезу с шагом 5 см портативным каппаметром ПИМВ (ООО "Геодевайс", Россия) с чувствительностью до 1 × 10⁻⁷ ед. СИ были произведены замеры значений магнитной восприимчивости.

Петромагнетизм

Для всех исследованных образцов были вычислены скалярные магнитные параметры. Удельная естественная остаточная намагниченность в изученных породах имеет значения в диапазоне от 8.19Е-08 до 1.31Е-05 А м²/кг в среднем составляя 2.99Е-06 А м²/кг. Минимальное значение удельной магнитной восприимчивости составляет 1.58Е-07 ед. СИ м³/кг, максимальное – 1.04E–06 ед. СИ м³/кг, среднее значение – 2.29Е–07 ед. СИ м³/кг. На графике распределения значений удельной естественной остаточной намагниченности и удельной магнитной восприимчивости по мощности разреза отчетливо видно (рис. 1г), что на границе перми и триаса происходит резкое увеличение значений: скалярные параметры в породах рябинской пачки значительно выше, чем в гороховецкой. Фактор Кенигсбергера (Q) в среднем по разрезу составляет 0.26, имея минимальные значения 0.04 и максимальное 1.5. Значение фактора Q, преимущественно, меньше 1, что, в целом, ожидаемо для осадочных пород. Подобное поведение скалярных магнитных параметров наблюдалось в разрезах Жуков овраг, Слукино, Окский съезд и связывается с увеличением сноса материала с Ураль-



Рис. 2. Схема корреляции разрезов Старое Слукино и Жуков овраг (условные обозначения см. на рис. 1).

ского орогена, испытавшего в начале триаса воздымание [Граница..., 1998].

Анизотропия магнитной восприимчивости была измерена для всех образцов с целью выяснения магнитной текстуры и условий осадконакопления, а также для дополнительного контроля за ориентировкой образцов при отборе и пробоподготовке. Степень анизотропии не превышает 11%, в среднем составляя 4%. Форма эллипсоида магнитной восприимчивости, за исключением четырех образцов, уплощенная (рис. 3). Минимальные оси (К3) эллипсоида АМВ достаточно кучно группируются в вертикальной плоскости, а максимальные (К1) и промежуточные (К2) равномерно распределены в плоскости напластования, что типично для осадочных пород, формировавшихся в спокойных гидродинамических условиях. Отметим, что характер распределения главных осей эллипсоида АМВ в образцах не меняется по мощности разреза и не зависит от со-



Рис. 3. Анизотропия магнитной восприимчивости (AMB) в породах разреза Старое Слукино: (a) – стереограмма с распределением осей эллипсоида AMB (K1 – максимальная ось, K2 – промежуточная ось, K3 – минимальная ось); (б) – зависимость параметра формы (T) от степени анизотропии (Pj); (в) – зависимость значений магнитной восприимчивости (Km) от степени анизотропии (Pj).

става пород, а равномерное распределение свидетельствует о первичности магнитной текстуры.

Сведения о магнитной минералогии пород были получены при изучении температурной зависимости магнитной восприимчивости *k*(*T*) для шести наиболее представительных образцов: производился один нагрев до 700°С при атмосферном давлении в воздушной среде с последуюшим охлаждением. Для четырех образцов кривая нагрева подобна кривой охлаждения, что говорит об отсутствии существенных минеральных преобразований в ходе нагрева (рис. 4, обр. 99), а небольшой перегиб, который отмечается при 550°С, свидетельствует о присутствии в породах магнетита, возможно, с низким содержанием титана. В образце № 55 (рис. 4) кривая нагрева находится существенно ниже кривой охлаждения. На кривой охлаждения отмечается резкий рост намагниченности на 540°С и прогиб кривой на 380°C, что может указывать на образование в ходе эксперимента сульфидов. Для образца № 90 (рис. 4) кривая нагрева расположена значительно выше кривой охлаждения, что характерно для перехода магнетита в гематит при нагреве в воздухе.

Палеомагнетизм

В составе естественной остаточной намагниченности (ЕОН) пород выделяется, как правило, две компоненты намагниченности, качество палеомагнитной записи сильно варьирует от образца к образцу. Для 45% образцов возможно уверенное выделение характеристической компоненты намагниченности (ChRM) и вычисление ее направления, а палеомагнитная запись 55% образцов позволяет лишь определить полярность ChRM, но ее направление вычисляется со значением MAD более 8°; такие образцы не использовались для вычисления среднего палеомагнитного направления. Низкотемпературная компонента естественной остаточной намагниченности разрушается в интервале температур до 180°С и имеет, скорее всего, вязкую природу (рис. 5а–5в). Характеристическая компонента разрушается в диапазоне 400-680°С и имеет в породах гороховецкой пачки обратную (R) полярность (рис. 56), а в породах рябинской пачки – прямую (N) полярность (рис. 5а). В породах гороховецкой пачки встречаются образцы, имеющие аномальное направление ChRM, для которого характерно низ-



Рис. 4. Температурная зависимость магнитной восприимчивости при нагреве (красная кривая) и охлаждении (синяя кривая) трёх наиболее типичных образцов.

кое наклонение (около 0°) и склонения в интервале 210-270° (рис. 5в). Распределение направлений ChRM в образцах характеризуется большим разбросом, поэтому для вычисления средних палеомагнитных направлений прямой и обратной полярности (рис. 5г) был использован критерий отсечения "cutoff 45° ". Среднее палеомагнитное направление, вычисленное с учетом наиболее стабильных компонент намагниченности обеих полярностей, составляет N = 49, D = 51.9° , I = $= 34.2^{\circ}, K = 24.5, a95 = 4.2^{\circ}$ (рис. 5г). Тест обращения [McFadden, McElhinny, 1990] для средних направлений ChRM прямой и обратной полярности отрицательный (ү/ү_{ст} = 10.3°/8.6°). Доводами в пользу первичности выделенных компонент служит: 1) наличие в породах одного разреза компонент прямой и обратной полярности; 2) близость полученного среднего палеомагнитного направления к ожидаемому пермо-триасовому [Фетисова и др., 20186]. Соответствующий вычисленному среднему палеомагнитному направлению палеомагнитный полюс имеет координаты $plat = 36.3^{\circ}$, $plong = 155.0^{\circ}, dp/dm = 2.8^{\circ}/4.8^{\circ},$ палеоширота

разреза Старое Слукино составляет 18.8° с.ш. Оценка коэффициента занижения наклонения не проводилась в виду малого объема выборки единичных палеомагнитных направлений ChRM.

МАГНИТОСТРАТИГРАФИЯ

С использованием единичных направлений характеристической компоненты намагниченности в изученных образцах были вычислены координаты виртуальных геомагнитных полюсов (ВГП). Выделение в разрезе интервалов магнитной полярности производилось на основании значения широты ВГП *Plat* (рис. 1д) и только в том случае, когда магнитозона подтверждена данными по не менее чем двум образцам (штуфам).

В верхней части разреза, по совокупности биои магнитостратиграфических данных, уверенно выделяется магнитозона N_3P -T. Нижняя часть разреза, отвечающая гороховецкой пачке, соотносится с субзонами обратной магнитной полярности r_2RnP и r_3RnP (рис. 1, рис. 2). В верхней части субзоны r_3RnP , в основании жуковского горизонта



Рис. 5. Стереограммы, кривые размагничивания и диаграммы Зийдервельда, иллюстрирующие процесс ступенчатой температурной магнитной чистки образцов. Географическая (современная) система координат: (а) – пример образца с ChRM прямой полярности; (б) – пример образца с ChRM обратной полярности; (в) – пример образца с chRM обратной полярности; (в) – пример образца с aномальным направлением ChRM; (г) – распределение единичных направлений характеристической компоненты намагниченности (ChRM) и средние направления компонент прямой (№ 1), обратной (№ 2), а также прямой и обращенной обратной (№ 3) полярности с кругами 95%-го доверия.

обнаружен интервал с аномальной палеомагнитной записью, характеризующийся низкими значениями широты ВГП. Подобный интервал был ранее выделен в нескольких разрезах Восточно-Европейской платформы – Недуброво, Жуков овраг, Окский съезд [Фетисова и др., 2018а; 2022]. Важно отметить, что в близлежащем разрезе Жуков овраг этот интервал непосредственно перекрывается русловыми аллювиальными отложениями жуковской пачки, которые залегают с эрозионным несогласием на подстилающих породах гороховецкой пачки. Русловые отложения жуковской пачки слагают терминальную часть жуковского горизонта и принадлежат ортозоне N_3P -T (рис. 2). Таким образом, в разрезе Жуков овраг интервал с аномальными палеомагнитными направлениями находится на границе интервалов прямой и обратной полярности — магнитозон r_3RnP и N_3P -T. В разрезе Старое Слукино аналогичный интервал с аномальной палеомагнитной записью расположен внутри субзоны r_3RnP . Учитывая возможность проследить слои между двумя разрезами (рис. 2), нами было установлено, что в

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

разрезе Жуков овраг отложения, отвечающие зоне обратной полярности выше аномального интервала, были либо недостаточно изучены, либо срезаны жуковской пачкой. Таким образом, новые полученные нами в этой работе данные уточняют стратиграфическое положение аномальной зоны (рис. 6). Заметим, что аналогичное положение аномальной палеомагнитной зоны внутри интервала обратной полярности наблюдается в разрезе Недуброво.

При внимательном рассмотрении рис. 1д обращает на себя внимание интервал разреза, отвечающий рябинской пачке нижнего триаса, для которого получены аномально низкие значения широт ВГП, расположенных в северном полушарии. Мы полагаем, что эти данные не свидетельствуют об аномальной конфигурации геомагнитного поля в момент накопления пород, так как они не находят подтверждения по результатам изучения соответствующих интервалов других разрезов – Жуков овраг, Слукино, Окский съезд [Фетисова и др., 2022]. Возможно, что причина заниженных наклонений характеристической компоненты намагниченности, равно как и весьма посредственного качества палеомагнитной записи в красноцветах рябинской пачки связана с гранулометрическим составом пород. Действительно, интервал низких северных широт ВГП приходится на пачку песчаников, в то время как образцы алевролитов несут характеристическую компоненту намагниченности ожидаемого направления.

Интересная ситуация с положением интервала аномальной палеомагнитной записи сложилась в разрезе Окский съезд. Здесь аномальная магнитозона была установлена нами [Фетисова и др., 2022] также внутри интервала обратной полярности r₃RnP. Однако по биостратиграфическим данным было сделано заключение, что она располагается ниже аномального интервала разреза Жуков овраг - не в жуковском, а в нефедовском горизонте. Таким образом, в сводном магнитостратиграфическом разрезе верхневятского подъяруса бассейна р. Ока присутствовало две одинаковых по своим характеристикам зоны аномальных палеомагнитных направлений [Фетисова и др., 2022]. Поскольку последнее крайне маловероятно, нами был проведен повторный анализ биостратиграфических данных по разрезу Окский съезд, результаты которого приведены ниже.

В разрезе Окский съезд, в магнитозоне r₃RnP выше интервала с аномальными палеомагнитными направлениями, обнаружены остатки тетрапод (местонахождение Лагерный Овраг-2) и остракод. Эти находки свидетельствовали о нефедовском возрасте вмещающих отложений [Голубев и др., 2012; Наумчева, Голубев, 2019; Наумчева, 2020]. Дожуковский возраст местонахождения тетрапод не вызывает сомнений, так как здесь найден клык Inostranzevia sp. Этот род характерен только для тетраподной комплексной зоны Scutosaurus karpinskii [Сенников, Голубев, 2017], верхняя граница которой совпадает с границей нефедовского и жуковского горизонтов [Бояринова, и др., 2022]. Остатки тетрапод были обнаружены в слое песчаника видимой мощностью более 2 м, который был временно обнажен в процессе дорожно-строительных работ в 2011 г. на левом склоне северного отвержка Лагерного оврага, обнажение № 1102 (правый берег р. Ока в г. Нижний Новгород). Палеомагнитные штуфы отбирались из разреза № 1135J, который располагался на правом борту того же отвержка, в 60 м запад-северо-запалнее местонахождения Лагерный Овраг-2. Отсутствие непрерывного обнажения коренных пород между этими разрезами не позволило осуществить их литостратиграфическую корреляцию во время полевых исследований. Положение костеносного песчаника в разрезе № 1135Ј тогда было определено барометрическим нивелированием с помощью барометра, встроенного в GPS-приемник Garmin GPSmap 76CSx. На гипсометрическом уровне, соответствующем уровню костеносного песчаника, здесь в интервале 2.5 м присутствуют четыре песчаных слоя мощностью от 0.1 до 0.3 м. Один из этих слоев (слой 11) располагается ниже интервала с аномальными палеомагнитными направлениями, один слой (слой 9) – внутри интервала и два слоя (слои 5 и 7) – выше него. Аналогом костеносного песчаника был признан самый верхний из этих песчаных слоев. Однако, учитывая невысокую точность проведенного барометрического нивелирования и возможное негоризонтальное залегание отложений, любой из этих слоев может оказаться аналогом костеносного песчаника. Более того, костеносный песчаник может выклиниваться, и тогда в разрезе № 1135J его аналога нет. Таким образом, стратиграфическое положение местонахождения тетрапод Лагерный Овраг-2 относительно слоев с аномальной палеомагнитной записью следует признать неопределенным.

Остракоды были обнаружены в том же обнажении, в котором отбирались палеомагнитные штуфы. Глина с остракодами (слой 1105/9 [Наумчева, Голубев, 2019; Наумчева, 2020]) располагается в 1.3 м выше аномального интервала, в толще отложений с обратной полярностью. Комплекс остракод представлен Volganella truncata, Suchonella circula, S. aff. auriculata, Wjatkellina verbitskajae и Suchonellina compacta [Наумчева, 2020]. За исключением S. aff. auriculata все таксоны характерны как для нефедовского (слои с Suchonella clivosa), так и для жуковского (слои с Suchonella rykovi) горизонта [Наумчева, Голубев, 2019; Наумчева, 2020]. S. aff. auriculata на территории Московской синеклизы встречена в трех разрезах: Аристово

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023





(Вологодская обл.), Слукино и Старое Слукино. В данных разрезах она действительно распространена только в нефедовском горизонте [Наумчева, 2020]. Однако имеющихся стратиграфических данных по этой необычной форме остракод явно недостаточно чтобы уверенно диагностировать нефедовский горизонт по присутствию только одного этого таксона.

Таким образом, актуальные биостратиграфические данные не позволяют установить точный возраст слоев с аномальными палеомагнитными направлениями в разрезе Окский съезд. Эти слои могут соответствовать как нефедовскому, так и жуковскому горизонту. Исходя из вышесказанного, мы признаем присутствие в сводном магнитостратиграфическом разрезе верхневятских отложений Окского бассейна только одного аномального интервала ar4 (рис. 6). Этот интервал располагается внутри субзоны г₃RnP в основании жуковского горизонта.

ЦИКЛОСТРАТИГРАФИЯ

Методика

В основе циклостратиграфического подхода к оценке продолжительности накопления разрезов осадочных горных пород лежит цикличность климата как следствие изменения параметров земной орбиты известной длительности – циклов Миланковича. Величина магнитной восприимчивости (МВ), которая находится в зависимости от климатических условий во время осадконакопления, дает возможность выделения циклов Миланковича посредством методов спектрального анализа. Количество выявленных циклов различного порядка определяет продолжительность формирования осадочной толщи.

Измерения магнитной восприимчивости для циклостратиграфических исследований проводились на естественном обнажении портативным каппаметром с шагом ~5 см, ошибка позиционирования каппаметра оценивается в ± 1 см. Следует отметить, что магнитная восприимчивость также измерялась в лабораторных условиях для всех отобранных на палеомагнитные исследования образцов, и сравнение ее величин, полученных двумя различными методами измерений, показало отличную сходимость результатов.

Основы используемого нами подхода подробным образом изложены в работе [Kodama, Hinnov, 2014], и мы строго следуем всем его этапам. Первым этапом циклостратиграфического анализа разреза Старое Слукино является оценка влияния ошибки положения точки измерения на конечный результат. Для этого нами было сгенерировано 10 случайных наборов интервалов замеров величины магнитной восприимчивости исходя из ее нормального распределения со следующими



Рис. 7. Результаты циклостратиграфических исследований: (а) — 10 генераций отбора образцов с шагом из нормального распределения с параметрами среднее = 5, стандартное отклонение = 1; (б) — пример периодограммы для вариаций MB с уровнем красного шума и доверительным уровнем 90%; (в) — кластеры пиков (разными цветами) на периодограммах вариаций MB.

Периоды в вариациях магнитной восприимчивости				La04 [Laskar et al., 2004]		
Nº	частота	период (см)	отношение	рассчитанная продолжительность (тыс. лет)	отношение циклов Миланковича	продолжительность циклов Миланковича (тыс. лет)
1	0.0053	187.97	1.00	124.00	1.00	125
2	0.0182	54.85	3.43	36.19	3.44	36.3
3	0.0282	35.41	5.31	23.36	5.68	22
					5.98	20.9
4	0.0398	25.11	7.48	16.57	6.98	17.9
5	0.0572	17.49	10.74	11.54		
6	0.0672	14.87	12.64	9.81		
7	0.0803	12.46	15.09	8.22		
8	0.0918	10.90	17.25	7.19		

Сопоставление выявленных периодов циклам Миланковича

параметрами: среднее значение -5, стандартное отклонение – 1 (рис. 7а). Для каждой получившейся кривой виртуально были выполнены замеры МВ с равным шагом 5 см, после чего из кривой был вычтен длиннопериодный тренд, построенный по методу LOESS (локализованная полиномиальная регрессия) с окном равным 66% длины последовательности. Эта процедура дает возможность удалить из спектрограммы пики, отвечающие возможным длинам периодов, повторяющихся в сигнале менее 2 раз. После вычитания тренда каждая кривая была подвергнута процедуре спектрального анализа по методу МТМ [Thomson, 1982], который позволяет получить осредненную оценку спектральной плотности путем применения к временному ряду набора весовых функций, представленных ортогональными сфероидными функциями [Slepian, Pollak, 1961]. Для оценки достоверности выделенных периодов тестировалась нулевая гипотеза о том, что весь сигнал является красным шумом. Под красным шумом понимается случайный процесс, обладающий некоторой "памятью" – каждое наблюдение в нем имеет положительную корреляцию с предыдущим. Спектр мощности такого процесса имеет повышенную плотность в области низких частот, что и отражено в названии шума словом "красный". Именно такие процессы описывают многие климатические флуктуации на больших масштабах времени [Hasselman, 1976]. На периодограммы нанесен средний спектр красного шума и уровни доверия (CL), отвечающие различным вероятностям отличия от нулевой гипотезы. Для всех периодограмм пики, находящиеся выше 90% (рис. 7б), объединены в кластеры по методу K-средних; значение K определено по методу "локтя" и равно 8 (рис. 7в). Спектральный анализ

выполнен с использованием программного обеспечения Acycle v.2.4 [Li et al., 2019].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Средние значения длин периодов для выявленных кластеров частот пиков на периодограммах составляют: (1) 187.8 см; (2) 54.9 см; (3) 35.4 см; (4) 25.1 см; (5) 17.5 см; (6) 14.9 см; (7) 12.5 см; (8) 10.9 см (табл. 1). При этом кластеры для частот выше 0.05 (кластеры 4-8) не могут быть однозначно разделены: для разных вариантов кривых магнитной восприимчивости положения пиков сильно отличаются, что указывает на их сильную подверженность ошибке определения положения измерения в разрезе, поэтому они были исключены из рассмотрения. Первые четыре кластера отвечают периодам с отношениями длин 1.00/3.43/5.31/7.48 (таблица). Согласно модели La04 [Laskar et al., 2004] продолжительность циклов Миланковича для возраста 250 млн лет составляет 125.0 тыс. лет: 95.0 тыс. лет (эксцентриситет), 36.3 тыс. лет (наклон оси вращения Земли к эклиптике), 22.0 тыс. лет; 20.9 тыс. лет; 17.9 тыс. лет (прецессия), а отношения их длин близки к таковым для выявленных нами периодов. Таким образом можно однозначно сопоставить кластер 1 циклам эксцентриситета, кластер 2 – циклам наклона оси вращения Земли, а кластеры 3 и 4 – циклам прецессии. Это позволяет рассчитать длительность накопления опробованного интервала разреза как 900 ± 20 тыс. лет.

Важно отметить, что поскольку мощность интервала с аномальными палеомагнитными направлениями в основании жуковского горизонта составляет около 2 м, то полученная выше оценка продолжительности накопления всего 16-метрового разреза позволяет оценить длительность

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

аномального состояния геомагнитного поля в поздней перми примерно в 110 тыс. лет, что согласуется с независимой оценкой продолжительности этого интервала в разрезе Недуброво [Фетисова и др., 2018].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования позволили впервые получить петромагнитные и палеомагнитные характеристики пограничных отложений перми и триаса разреза Старое Слукино, на основе которых для этого разреза составлена шкала магнитной полярности и выполнена ее корреляция с разрезами перми и триаса центральных районов Русской плиты и региональной магнитостратиграфической шкалой. Основные конкретные результаты представленной работы следующие:

1) Уточнено строение и положение субзоны обратной полярности r_3RnP . Внутри субзоны в основании жуковского горизонта расположен один интервал аномальных палеомагнитных направлений, выше которого породы средней части жуковского горизонта намагничены в эпоху обратной полярности.

2) Продолжительность накопления 16-метровой опробованной части разреза Старое Слукино оценена циклостратиграфическим методом в 900 \pm 20 тыс. лет, а длительность интервала аномального состояния геомагнитного поля — в 110 тыс. лет.

3) Вычислен новый пермо-триасовый палеомагнитный полюс Восточно-Европейской платформы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Т.Э. Багдасарян и И.Е. Лебедеву за неоценимую помощь при проведении полевых исследований, а также двум рецензентам, чьи замечания позволили существенно улучшить качество данной работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Палеомагнитные и циклостратиграфические исследования проведены при поддержке гранта РНФ № 22-27-00597. Лабораторные исследования выполнялись на оборудовании ЦКП "Петрофизика, геомеханика и палеомагнетизм" ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бояринова Е.И., Голубев В.К., Буланов В.В. Хронология местонахождений посткраниальных остеодерм позднепермских парейазавров Восточной Европы. Палеонтология и стратиграфия: современное состояние и пути развития. Материалы 68 сессии Палеонтологического общества при РАН, посвященной 100-летию со дня рождения Александра Ивановича Жамойды / Розанов А.Ю., Петров О.В. (ред.). СПб.: ВСЕГЕИ. 2022. С. 196–198.

Голубев В.К., Миних А.В., Балабанов Ю.П., Кухтинов Д.А., Сенников А.Г., Миних М.Г. Опорный разрез перми и триаса в Жуковом овраге у г. Гороховец, Владимирская область // Бюллетень Региональной межведомственной стратиграфической комиссии по Центру и Югу Русской платформы. 2012. Вып. 5. С. 49–82.

Голубев В.К., Сенников А.Г., Миних А.В., Карасев Е.В. Палеонтологическая характеристика пермо-триасовых отложений в Нижнем Новгороде. Палеострат-2012. Годичное собрание (научная конференция) секции палеонтологии МОИП и Московского отделения Палеонтологического общества при РАН (Москва, 30 января–1 февраля 2012 г.). Программа и тезисы докладов / Алексеев А.С. (ред.). М.: Палеонтологический институт им. А.А. Борисяка РАН. 2012. С. 23–25.

Граница перми и триаса в континентальных сериях Восточной Европы. Материалы к Международному симпозиуму "Верхнепермские стратотипы Поволжья". М.: ГЕОС. 1998. 246 с.

Молостовский Э.А., Храмов А.Н. Магнитостратиграфия и ее значение в геологии. Саратов: изд-во Саратов. Унта. 1997. 180 с.

Наумчева М.А., Голубев В.К. Комплексы остракод пограничных отложений перми и триаса Московской синеклизы // Региональная геология и металлогения. 2019. № 80. С. 21–29.

Наумчева М.А. Остракоды и биостратиграфия пограничных отложений перми и триаса центральных районов Русской плиты. Дис. ... канд. геол.-мин. наук. М.: МГУ им. М.В. Ломоносова. 2020. 264 с.

Сенников А.Г., Голубев В.К. Последовательность пермских фаун тетрапод Восточной Европы и пермо-триасовый экологический кризис // Палеонтологический журнал. 2017. № 6. С. 30–41.

https://doi.org/10.7868/S0031031X17060022

Фетисова А.М., Балабанов Ю.П., Веселовский Р.В., Мамонтов Д.А. Аномальная намагниченность красноцветов недубровской пачки пограничных пермо-триасовых отложений Русской плиты // Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. 2018а. Т. 63. № 4. С. 544–560.

https://doi.org/10.21638/spbu07.2018.409

Фетисова А.М., Веселовский Р.В., Scholze F., Балабанов Ю.П. Новый пермо-триасовый палеомагнитный полюс Восточно-Европейской платформы, вычисленный с учетом занижения наклонения в осадочных породах // Физика Земли. 2018б. № 1. С. 158–171.

Фетисова А.М., Веселовский Р.В., Арефьев М.П. Новые палеомагнитные данные по пермо-триасовым осадочным разрезам Московской синеклизы // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Естеств. Науки. 2020. Т. 162. Кн. 2. С. 228–243.

Фетисова А.М., Голубев В.К., Веселовский Р.В., Балабанов Ю.П. Палеомагнетизм и магнитостратиграфия опорных пермско-триасовых разрезов центральной части Русской плиты: Жуков овраг, Слукино и Окский съезд // Геология и геофизика. 2022. Т. 63. № 10. С. 1401–1419.

https://doi.org/10.15372/GiG2021157

Храмов А.Н. Геомагнитные инверсии в палеозое: переходное поле, полярная асимметрия и мантийная конвекция // Физика Земли. 2007. № 10. С. 4–14.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

Храмов А.Н., Иосифиди А.Г. Асимметрия геомагнитной полярности: экваториальный диполь, Пангея и земное ядро // Физика Земли. 2012. № 1. С. 30–43.

Шацилю А.В., Павлов В.Э. Систематика палеомагнитных направлений раннего-среднего девона Минусинских впадин: новые данные и старые проблемы // Физика Земли. 2019. № 3. С. 97–116.

Enkin R.J. A computer program package for analysis and presentation of paleomagnetic data. Pacific Geoscience Centre, Geological Survey of Canada. 1994. 16 p.

Hounslow M.W., Balabanov Y.P. A geomagnetic polarity timescale for the Permian, calibrated to stage boundaries // Lucas S.G., Shen S.Z. (eds.). The Permian Timescale. Geological Society, London, Special Publications. 2016. V. 450. P. 61–103.

https://doi.org/10.1144/SP450.8

Slepian D., Pollak H.O. Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty—I // Bell System Technical Journal. 1961. V. 40. № 1. P. 43–63. https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1961.tb03976.x

Kodama K.P., Hinnov L.A. Rock magnetic cyclostratigraphy. Wiley Blackwell. 2014. 165 p. https://doi.org/10.1002/9781118561294

Hasselmann K. Stochastic climate models part I. Theory // Tellus. 1976. V. 28. № 6. P. 473–485. https://doi.org/10.3402/tellusa.v28i6.11316

Li M., Hinnov L., Kump L. Acycle: Time-series analysis software for paleoclimate research and education // Com-

puters & Geosciences. 2019. V. 127. P. 12–22. https://doi.org/10.1016/j.cageo.2019.02.011

Kirschvink J.L. The least-square line and plane and the analysis of paleomagnetic data // Geophysical Journal International. 1980. V. 62. № 3. P. 699–718. https://doi.org/10.1111/i.1365-246X.1980.tb02601.x

Laskar J., Robutel P., Joutel F., Gastineau M., Correia A.C.M., Levrard B. A long-term numerical solution for the insolation quantities of the Earth // Astronomy & Astrophysics. 2004. V. 428. № 1. P. 261–285.

https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041335

McFadden P.L., McElhinny M.W. Classification of the reversal test in palaeomagnetism // Geophysical Journal International. 1990. V. 103. № 3. P. 725–729. https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1990.tb05683.x

Naumcheva M.A., Golubev V.K. Nonmarine ostracodes at the Permian-Triassic boundary of the central part of the East European Platform // Palaeoworld. 2020. V. 29. № 2. P. 353–367.

https://doi.org/10.1016/j.palwor.2019.02.001

Thomson D.J. Spectrum analysis and harmonic analysis // Proc. IEEE. 1982. V. 70. № 9. P. 1055–1096.

Veselovskiy R.V., Dubinya N.V., Ponomarev A.V., Fokin I.V., Patonin A.V., Pasenko A.M., Fetisova A.M., Matveev M.A., Afinogenova N.A., Rud'ko D.V., Chistyakova A.V. Shared Research Facilities "Petrophysics, Geomechanics and Paleomagnetism" of the Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS // Geodynamics & Tectonophysics. 2022. V. 13. № 2. https://doi.org/10.5800/GT-2022-13-2-0579

Paleomagnetism and Cyclostratigraphy of the Permian-Triassic Boundary Interval of the Staroe Slukino Section, Vladimir Region

A. M. Fetisova^{a, b, *}, R. V. Veselovskiy^{a, b}, K. A. Sirotin^{a, b}, V. K. Golubev^c, and D. V. Rud'ko^b

^aFaculty of Geology, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia ^bSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia ^cBorisyak Paleontological Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

*E-mail: anna-fetis@ya.ru

The paper presents the results of paleomagnetic, rock magnetic, and cyclostratigraphic studies of continental red beds that compose the Permian-Triassic boundary interval of the Staroe Slukino section in the Vladimir Region, Russia. Based on the directions of the characteristic components of the natural remanent magnetization of the studied rocks in the sampled stratum, the intervals of normal and reverse polarity related to the regional magnetozones r_2RnP , r_3RnP , and N_3P -T were identified. Within the r_3RnP zone, there is an interval of anomalous paleomagnetic directions, which has similar characteristics to those identified earlier in the co-eval intervals of the Nedubrovo, Zhukov Ravine, and Okskiy Siyezd sections. Revising the biostratigraphy allows us to assume that the two zones of anomalous paleomagnetic directions in the composite magnetic polarity scale of the upper Permian of the Russian Platform are a reflection of the same epoch of an anomalous geomagnetic field configuration. It is estimated by the cyclostratigraphic method that the studied 16 m interval of the Staroe Slukino section took 900±20 thousand years to accumulate, which limits the duration of the geomagnetic field anomalous state near the Permian-Triassic boundary to ~110000 years. A new Permian-Triassic (~252 Ma) paleomagnetic pole of the East European Platform is calculated: plat = 36.3°; plong = 155.0°; dp/dm = 2.8°/4.8°.

Keywords: paleomagnetism, East European Platform, Russian Platform, Permian, Triassic, magnetostratigraphy, cyclostratigraphy, paleomagnetic pole УДК 551.242.23

УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЕ ТРАНСФОРМНОЙ ЗОНЫ ТЬЁРНЕС ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

© 2023 г. А. Л. Грохольский^{1, *}, В. А. Боголюбский^{2, **}, Е. П. Дубинин^{1, ***}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Музей землеведения, г. Москва, Россия ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, географический факультет, г. Москва, Россия *E-mail: andregro2@yandex.ru **E-mail: bogolubskiyv@gmail.com ***E-mail: edubinin08@rambler.ru Поступила в редакцию 06.04.2022 г. После доработки 18.05.2022 г. Принята к публикации 18.05.2022 г.

Трансформная зона (ТЗ) Тьёрнес располагается на северной окраине Исландии, преимущественно в шельфовой зоне. Она соединяет спрединговый хребет Колбенсей и Северную рифтовую зону (РЗ) Исландии. В структурном плане она является сложноустроенной и включает в себя несколько разновозрастных участков, сформированных в различных геодинамических условиях. Геодинамические условия образования и развитие ТЗ Тьёрнес воспроизводились с помощью физического моделирования. В моделях изменялись толщина модельной литосферы, смещение и величина перекрытия между спрединговыми сегментами. Проведенное моделирование показало, что ТЗ Тьёрнес формировалась последовательно в два этапа. На первом этапе была сформирована общая конфигурация зоны взаимодействия центров растяжения хр. Колбенсей и Северной РЗ Исландии в виде небольшого перекрытия центров спрединга с вращающимся блоком между ними. На втором этапе одна из сформировавшихся транстенсивных разломных зон между спрединговыми центрами послужила подводящим каналом для магматического импульса Исландского плюма, что привело к формированию косого рифта (КР) Гримсей. Отдельно выделяется разломная зона Хусавик-Блатей, для которой была отмечена возможность формирования под влиянием сразу двух спрединговых сегментов при преобладающем влиянии более магматически активной Северной рифтовой зоны.

Ключевые слова: Исландия, исландский плюм, трансформная зона Тьёрнес, косой рифт, спрединговые хребты, физическое моделирование.

DOI: 10.31857/S0002333722060047, EDN: FBFZNU

введение

Исландская магматическая провинция располагается в Северной Атлантике, начавшей свое развитие около 54-56 млн лет назад [Gernigon et al., 2020] (рис. 1). В настоящее время Северная Атлантика развивается в условиях ультрамедленного спрединга (от 1.5 см/год на севере до 2 см/год на юге) вдоль системы спрединговых хребтов (СОХ) включающей с севера на юг хребты Книповича, Мона. Колбенсей и Рейкьянес. Современное развитие СОХ происходит в условиях косого растяжения, значения которого варьируются от 37° и 55° для хр. Книповича и Мона до 60° и 80° для хр. Рейкьянес и Колбенсей, соответственно [Кохан и др., 2012]. Последние два хребта отличаются тем, что находятся под значительным влиянием Исландского плюма, действие которого обусловило появление Северо-Атлантической крупной магматической провинции, включающей в себя Исландию, Фарерско-Исландский, Исландско-Гренландский пороги, Исландское плато и др. Провинция сложена субаэральными и субаквальными базальтами, являющимися продуктами Исландского мантийного плюма. Общая площадь базальтовых плато может достигать 2 млн км² [Hjartarson et al., 2017; Horni et al., 2017].

Морфология спрединговых хребтов и их глубинное строение в значительной степени изменяются в зависимости от удаленности от центра Исландского плюма. Наиболее близкие к Исландии части хребтов испытывают наибольшее термическое влияние и имеют рельеф осевого поднятия, характерный для быстро спрединговых СОХ. В пределах этих частей возможно наличие коро-



Рис. 1. Северо-Атлантическая крупная магматическая провинция: *1* – оси COX; *2* – оси отмерших COX; *3* – рифтовые зоны Исландии; *4* – трансформные разломы; *5* – субаэральные базальты; *6* – субаквальные базальты; 7 – район исследований.

20°

о. Ирландия

10°

0

вой магматической камеры [Дубинин и др., 2013]. Постепенно, при удалении от магматической провинции, морфология осевых зон спрединга изменяется. Наиболее удаленные части имеют морфологию рифтовой долины, характерную для медленных СОХ. Следует отметить асимметрию термического влияния Исландского плюма. Для хр. Рейкьянес его влияние прослеживается на 800 км, а для хр. Колбенсей – на 600 км [Ruedas et al., 2007].

р Чарли-Гиббс

30°

2

Современное растяжение в пределах Исландии происходит в условиях аномально больших мощностей земной коры, достигающей 40 км [Ruedas et al., 2007], причем отмечается наличие коровой магматической камеры на глубинах до 10 км, что является уникальным для ультрамедленных COX [Кохан и др., 2012; Foulger et al., 2003]. Асимметрия растяжения, за счет которой на Северо-Американской плите аккреция происходит на 0.2 см/год быстрее, приводит к перескокам оси спрединга при крупных магматических импульсах Исландского плюма (здесь и далее эпизодах активизации магматизма в пределах зоны влияния плюма) и формированию новых рифтогенных структур со сдвиго-раздвиговыми зонами между ними в пределах магматической провинции. Одной из таких структур является сложноустроенная ТЗ Тьёрнес [Brandsdóttir et al., 2015; Martinez et al., 2020], фиксирующая зону контакта спредингового хребта Колбенсей с рифтами Исландии.

500

з.д. 0° в.д.

7

Целью настоящей работы является восстановление условий формирования и эволюции ТЗ Тьёрнес с помощью физического моделирования. Формирование современной трансформной зоны рассматривалось как результат процесса взаимодействия двух спрединговых сегментов и

с.ш.

70°

65°

60°

55°

-50°

10°

1000 км



Рис. 2. Структурная схема ТЗ Тьёрнес: *1* – неовулканическая зона; *2* – вулканические плато; *3* – отдельные вулканические постройки; *4* – сбросы; *5* – сдвиги; *6* – вулканические системы Исландии; *7* – направление растяжения.

влияния периодических магматических импульсов Исландского плюма. Отдельно, в более крупном масштабе, были рассмотрены условия формирования РЗ Хусавик—Блатей.

СТРОЕНИЕ ТРАНСФОРМНОЙ ЗОНЫ ТЬЁРНЕС

Трансформная зона Тьёрнес (рис. 2) является сложноустроенной структурой, состоящей из

трех разновозрастных трансформных участков, имеющих правосторонний сдвиг: косой рифт Гримсей, разломная зона Хусавик—Блатей, линеамент Дальвик. Величина смещения рифтов по трансформной зоне составляет 120 км [Khodayar, Björnsson, 2018].

Косой рифт Гримсей представлен тремя эшелонированными вулканическими сегментами на северном шельфе Исландии, к северу от Северной РЗ. Он протягивается от подводного поднятия Маунаурейяр, являющегося продолжением Северной РЗ. От него рифт отделен бассейном Скьяулфанди, ограниченным крупными сбросами. Он является отмершим рифтом, образованным в результате продвижения Северной РЗ на север. Примерно 65% всех сдвиговых движений по ТЗ Тьёрнес аккомодируются косым рифтом. Скорость сдвиговой компоненты составляет 1.8 см/год, а раздвиговой – 0.3 см/год. Общая протяженность косого рифта составляет 90 км, а его угол наклона по отношению к направлению растяжения составляет 35° [Khodayar, Björnsson, 2018; Metzger et al., 2013].

Отдельные вулканические сегменты включают в себя линейно вытянутые параллельные ряды плоско- или округловершинных вулканических конусов диаметром до 12 км, возвышающихся на 150-300 м над дном. Сегменты ограничены сериями сбросов с амплитудой 10-100 м. Отдельно выделяется северный вулканический сегмент, длиной 30 км и шириной 20 км, вытянутый с севера на юг. рельеф которого представляет собой лавовое плато, возвышающееся на 350 м над дном. В его пределах выделяются отдельные вулканические плосковершинные постройки. Величина перекрытий вулканических сегментов составляет 12-15 км. По простиранию косой рифт ограничен правосторонними сдвигами, которые, в то же время, соединяются левосторонними сдвигами северо-восточного простирания и по которым происходит основная часть сдвиговых движений, но в рельефе они практически не выражены. Данный структурный план хорошо согласуется с моделью Риделя [Khodayar, Björnsson, 2018; Karson et al., 2019].

Разломная зона Хусавик-Блатей (рис. 3) протягивается на 120 км от рифта Эйяфьярдараудль на западе до вулканической системы (ВС) Тейстарейкир (западная часть Северной РЗ) на востоке. Простирание разломной зоны составляет 10°-15° по отношению к направлению растяжения. По механизму образования разломная зона относится к сбросо-сдвигам, ее ширина достигает 10 км. Горизонтальное смещение по разломам варьирует в пределах 5–20 км, а вертикальное смещение в восточных районах превышает 200 м. Разломная зона подразделяется на разломные зоны Хусавик и Блатей, идущие навстречу друг другу от Северной РЗ и амагматического рифта Эйяфьярдараудль, являющегося продолжением хр. Колбенсей, соответственно [Garcia, Dhont, 2005; Tibaldi et al., 2016]. К западу от полуострова Тьёрнес, в шельфовой зоне Исландии, они соединяются в виде перекрытия. Скорость сдвиговых движений составляет 6.9 мм/год, что значительно меньше, чем на косом рифте Гримсей [Metzger et al., 2013].

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

С рифтом Эйяфьярдараудль разломная зона Блатей соединяется в виде структуры "конского хвоста": сбросы рифта, представляющего собой грабен, при движении на юг приобретают сдвиговую компоненту и постепенно меняют свое простирание и трансформируется в относительно узкую сдвиговую зону (рис. 3а). Сам рифт при этом сужается с 25 км в северной части до 5-7 км в южной. Столь значительное изменение морфологии также связано с вращением микроплиты Гримсей-Тьёрнес по часовой стрелке между разломной зоной Хусавик-Блатей и КР Гримсей, что также выражается в глубинах свыше 600 м в северной части рифта [Khodayar, Björnsson, 2018]. Разломная зона Блатей представлена в виде эшелонированных сбросо-сдвигов юго-западного падения с углами падения 50°-60°. Ширина зоны не превышает нескольких сотен метров [Garcia, Dhont, 2005].

Строение разломной зоны Хусавик является более сложным: ее ширина достигает 10 км. Она включает в себя три параллельных серии сбрососдвигов, которые, вероятно, отражают постепенное продвижение Северной РЗ на север, однако в настоящее время активность наблюдается по всем трем участкам. На всех участках преобладает юго-западное падение сбросов. По данным сейсморазведки углы падения сместителя увеличиваются с глубиной от 60°-70° до 85° [Garcia, Dhont, 2005].

Помимо сбросо-сдвигов о транстенсивном режиме свидетельствуют сигмовидные структуры и структуры "пулл эпарт", локальные структуры растяжения в виде ромбовидных и веретенообразных депрессий, ограниченных перекрывающимися сдвигами. Последние выражены в рельефе в виде озерных котловин, достигающих 3 км в длину. В крайне восточной части механизм разломообразования изменяется на транспрессивный, вероятно, под влиянием напряжений семейства трещин ВС Тейстарейкир, о чем говорит наличие структур "пуш-ап", представляющих собой положительные горст-антиклинальные поднятия, образованные в месте изгибов сдвиговых зон в результате локальной транспрессии. На всем протяжении разломной зоны серии сбрососдвигов соединяются S-образными сдвигами и сбросо-сдвигами северо-восточного простирания [Garcia, Dhont, 2005]. В области сочленения разломной зоны Хусавик с ВС Тейстарейкир сбросо-сдвиги постепенно меняют свое простирание, сливаясь со сбросами, ограничивающими семейство трещин ВС Тейстарейкир. С КР Гримсей разломная зона также связана рифтом Скьяулфанди, являющимся внутриплитной структурой, однако его структурное положение, время и механизм формирования остаются неясными [Khodayar, Björnsson, 2013].


Рис. 3. Структурная схема разломной зоны Хусавик–Блатей. (а): *1* – разломы разломной зоны Хусавик–Блатей; *2* – прочие разломы; *3* – ВС Исландии; (б): *4* – разломы главной плоскости сдвига; *5* – разломы второстепенных плоскостей сдвига; *6* – *R*-сдвиги; *7* – *R*'- сдвиги; *8* – бассейны "пулл эпарт"; *9* – сигмовидные структуры; *10* – структуры "пуш-ап".

180

Линеамент Дальвик простирается от ВС Тейстарейкир до отмершего рифта Скаги параллельно разломной зоне Хусавик-Блатей в 25 км южнее (рис. 2). В его пределах прослеживаются несколько ледниковых трогов и вмещаемых ими малых речных долин, однако структурного выражения он не имеет и прослеживается лишь в качестве сейсмического линеамента. По его простиранию концентрируются семейства землетрясений, магнитуда которых достигает 7 [Eiríksson et al., 2021; Young et al., 2020]. Предполагается, что после прекращения его активности около 7 млн лет назад, сдвиговые структуры были переработаны последующими денудационными процессами. Предполагается, что сейсмическая активность линеамента связана с возрождением глубинных разломов в результате появления или снятия ледниковой нагрузки на земную кору и последующих гляциоизостатических движений [Rögnvaldsson et al., 1998]. Возможно, подобные структуры, также фиксирующиеся только в землетрясениях, расположены и к северу от разломной зоны Хусавик-Блатей и возникли в результате продвижения Северной РЗ, однако их время существования было непродолжительным [Khodayar, Björnsson. 20181.

В настоящее время предполагается, что развитие ТЗ Тьёрнес началось около 9 млн лет назад при перескоке главной оси растяжения из центральной Исландии (РЗ Скаги) на место современной Северной РЗ, которая соединялась с РЗ Скаги линеаментом Дальвик. При дальнейшем развитии Северной РЗ и ее продвижении на север около 7 млн лет назад, основные сдвиговые деформации стали концентрироваться на месте современной разломной зоны Хусавик-Блатей, в то время как линеамент Дальвик прекратил свою активность или значительно снизил ее. Образование КР Гримсей, вероятно, произошло при слелуюшем магматическом импульсе Исландского плюма, сопровожлавшимся активизацией вулканической деятельности около 3 млн лет назад [Khodayar, Björnsson, 2018; Eiríksson et al., 2021]. Однако, согласно [Karson et al., 2019], он не мог сформироваться без наличия изначально существовавшей на его месте ослабленной зоны. В настоящее время разломная зона Хусавик–Блатей и амагматический рифт Эйяфьярдараудль являются отмирающими структурами, а основная активность переходит на КР Гримсей [Khodayar, Björnsson, 2018].

Таким образом, рифтовые ветви хр. Колбенсей и Северной РЗ Исландии соединяются между собой, формируя область перекрытия центров растяжения, не характерную для ультрамедленного спрединга. Перекрытие ограничено сложно устроенными трансформными смещениями и рифтовыми зонами, имеющими различную морфологию и геологическую структуру, которые во

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

многом определяются интенсивностью неравномерного во времени термического влияния Исландского плюма.

ПОСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследование условий формирования и развития трансформной зоны Тьёрнес проводилось с использованием физического моделирования. Подробно экспериментальное оборудование, модельное вещество, условия подобия и методики проведения экспериментов описаны в работах [Shemenda, Grokholsky, 1991; Shemenda, Grocholsky 1994; Грохольский, Дубинин, 2006; Дубинин и др., 2018].

Литосфера Исландии в значительной степени сложена породами базальтового состава в отличие от литосферы в районе ультрамедленных спрединговых хребтов верхняя часть, которой сложена тонким базальтовым слоем, а нижняя перидотитами. Поэтому наряду с хрупкими деформациями в верхних слоях, в нижних частях литосферы Исландии также присутствуют более пластичные деформации, чем в ультрамедленных спрединговых хребтах.

Используемое нами модельное вещество при его деформации воспроизводит хрупко-пластическое поведение такой литосферы, плавающей на жидком основании модельной астеносферы. Расплавленное, однородное модельное вещество охлаждалось сверху. Затвердевшее до необходимой толщины оно моделировало литосферу, которая припаивалась к поршню и противоположной стенке экспериментальной ванны. Изменение длительности охлаждения при подготовке модельной плиты обеспечивает ее различное поведение при растягивающих напряжениях: более хрупкое или более пластичное. Далее в ней механическим путем, задавались различные типы неоднородностей – центры локализации деформаций (разрезы – рифтовые трещины, ослабленные зоны с более тонкой литосферой, или структурные неоднородности с более прочной, толстой литосферой различной конфигурации и др.) [Grokholskii, Dubinin, 2006; Дубинин и др., 2018; Дубинин, Грохольский, 2020]. После подготовки начиналось горизонтальное растяжение модели или в ней воспроизводится сдвиг. Деформации характерные для ультрамедленных спрединговых хребтов (в природе 2 см/год) в эксперименте воспроизводились растяжением модели со скоростью ~ 1.15×10^{-5} м/с.

Характерной чертой исследуемого района является наличие Исландской горячей точки. Ее термическое влияние с изменяющейся по времени генерацией магмы в экспериментах воспроизводилось с помощью локального источника нагрева (ЛИН).



Рис. 4. Схемы и параметры экспериментов первой (а) и второй (б) серий: *1* – шкала толщины модельной литосферы вмещающей плиты и ослабленных зон (от 0.2 до 5 мм); *2* – поршень установки; *3* – разрез; *4* – положение ЛИН; *5* – направление растяжения. *L* – длина области эксперимента модельной плиты; *W* – ширина модельной плиты; *l* – длина разрезов и ослабленных зон; *b* – ширина ослабленных зон; *s* – смещение между разрезами и ослабленными зонами; *A* – перекрытие между разрезами и ослабленными зонами; *β* – угол между разрезом или ослабленной зоной и направлением растяжения; *h* – толщина модельной литосферы.

Приспособление ЛИН, генерирующее термическую аномалию, располагалось в расплавленном слое модельной астеносферы на определенной глубине. Интенсивность его нагрева подбиралось для каждой серии экспериментов. Образующаяся при его работе термическая аномалия с более горячим модельным веществом имитировала тепловое воздействие астеносферных потоков и уменьшение прочности модельной литосферы. Таким образом, в модели ЛИН имитировал магматические импульсы Исландского плюма, приводящие к повышенной генерации расплава и влияющие на динамику структурообразования в модельной рифтовой или сдвиговой зоне.

Результаты экспериментов и отдельных их стадий сопоставлялись со структурными схемами исследуемых объектов

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Эксперименты по моделированию трансформной зоны Тьёрнес включали две серии (рис. 4): 1. Моделирование общего структурного плана, условий формирования и эволюции трансформной зоны Тьёрнес.

2. Моделирование структуры и условий формирования разломной зоны Хусавик—Блатей. Вторая серия выделена отдельно, поскольку моделирование разломной зоны, представленной узкой транстенсивной зоной с большим количеством мелких структурных особенностей требовало рассмотрения структурообразующих деформаций в более крупном масштабе.

В рамках **первой серии** (рис. 4а), при моделировании общей структуры ТЗ Тьёрнес было необходимо изменять мощность хрупкого слоя не только в ослабленных рифтовых зонах, но и на вмещающей плите: при движении от модельной литосферы Исландии к литосфере хр. Колбенсей. Толщина литосферы *h* уменьшалась при этом с 4 до 2 мм. В модели это достигалось с помощью ветровой тени. Также были заданы две ослабленные зоны, соответствующие хр. Колбенсей ($h_4 = 1$ мм, $b_2 = 4$ см) и Северной РЗ Исландии ($h_3 = 0.4$ мм, $b_1 = 5$ см).

Необходимая мощность слоя (*h*) в ослабленной зоне и на вмещающей плите была задана изначально, исходя из данных о мощности хрупкого слоя (над коровой магматической камерой) в северной части хр. Рейкьянес — 9 км [Кохан и др., 2012], и данных теплового потока по Исландии [Hjartarson, 2015]. Мощность хрупкого слоя в пределах вулканических зон Исландии была рассчитана из соотношения:

$$q = -k\frac{\Delta T}{\Delta H},$$

где: q – значение теплового потока; k – коэффициент теплопроводности базальтов (для Исландии – ~1.7 [Геншафт, Салтыковский, 1999]); $\Delta T/\Delta H$ – температурный градиент. За границу хрупкого слоя была принята изотерма 750°С. Для Северной РЗ мощность хрупкого слоя составила 4–4.5 км, что примерно в два раза ниже, чем в северной части хр. Рейкьянес. Исходя из этого, мощность модельного хрупкого слоя была задана h = 0.4 мм. Из этих соотношений была получена толщина хрупкого слоя в пределах вмещающей литосферы. Для хр. Колбенсей мощность хрупкого слоя h = 1 мм была взята из предыдущих экспериментов [Кохан и др., 2012].

Разная толщина модельной литосферы (*h*) была создана при охлаждении за счет ветровой тени, закрывающей от охлаждения половину установки. Ветровая тень позволила создать постепенный, но в то же время быстрый переход между участками литосферы с разной толщиной. Далее в модельной литосфере задавались ослабленные зоны, соответствующие хр. Колбенсей и Северной РЗ, а также разрез длиной $l_3 = 7$ см, соответствующий амагматическому рифту Эйяфьярдараудль (рис. 4а). Рифт Скьяулфанди, являющийся внутриплитной структурой, ввиду сложности воспроизведения, неясности его структурного положения и времени формирования в модели не рассматривался. Все ослабленные зоны и разрез располагались под углом β = 80° относительно направления растяжения. На этом этапе задавались главные переменные параметры модели:

• Значение смещения *s* между ослабленными зонами и разрезом варьировалось от 2 до 6 см.

• Перекрытие или расстояние между концами ослабленных зон и разреза *d* менялось от -6 до 3 см, где отрицательные значения соответствуют расстоянию между концами ослабленных зон и разреза.

Оптимальные значения параметров, при которых полученная в экспериментах геометрия трещин наилучшим образом соотносится со структурным планом ТЗ Тьёрнес, составили s = 3 см, d = 2 см. В процессе растяжения модели, после образования продвигающимися трещинами перекрытия, включался ЛИН. Его работа воспроизводила один из магматических импульсов Исландского плюма, предположительно, приведшего к формированию современной структуры КР Гримсей [Karson et al., 2019].

Эксперимент 2452. В процессе растяжения (рис. 5) деформации начали развиваться в левой краевой части нижней ослабленной зоны и на конце разреза, простирающегося от верхней ослабленной зоны, где за счет большой мошности хрупкого слоя модельной литосферы образование трещин проходит активнее. В то же время, за счет крайне малой толщины модельной литосферы в пределах ослабленных зон образование в них трещин началось позже, сначала в верхней, а затем в нижней. При этом, по мере продвижения трещин в тело вмещающей плиты, в нижней ослабленной зоне геометрия осей растяжения постоянно изменялась, приобретая рассеянный характер. Это в конечном итоге привело к формированию нескольких субпараллельных центров растяжения. В верхней зоне ось растяжения в это время всегда оставалась относительно стабильной, что, вероятно, связано с большей мощностью модельной литосферы.

На концах нижней ослабленной зоны и разреза трещины продвигались с разной скоростью. Причем трещина, продвигающаяся из разреза (нижняя трещина на рис. 5) простиралась под углами от 10° до 25° к направлению растяжения, в то время как трещина, продвигающаяся из нижней ослабленной зоны (верхняя трещина на рис. 5), имела простирание $40^{\circ}-45^{\circ}$ к направлению растяжения. Вероятно, подобная асимметрия в направлении продвижения трещин связана с увеличением мощности модельной литосферы при движении вниз (рис. 4а). При этом, нижняя трещина внедряется в более толстую литосферу, а верхняя в более тонкую.

В дальнейшем обе трещины стали продвигаться субпараллельно направлению растяжения. Это стало следствием начала деформации краевых частей вращающегося по часовой стрелке центрального блока между перекрывающимися осями растяжения. Далее обе трещины соединились с нижней ослабленной зоной и разрезом, соответственно, образовав перекрытие с центральным блоком неправильной формы (рис. 56). При этом, основной сдвиг шел по нижней трещине, а верхняя постепенно отмирала. Затем без остановки растяжения в месте сочленения верхней трещины и нижней ослабленной зоны был включен ЛИН.

После образования на поверхности пятна термической аномалии ЛИН был отключен, и расплав начал распространяться вдоль верхней трещины. Достигнув ее сочленения с верхней ослабленной зоной, его распространение продолжилось вниз по разрезу и частично вдоль нижней трещины.

При постепенном застывании расплава и образовании хрупкого слоя началось формирование сегментации в области погребенной верхней тре-

183

ГРОХОЛЬСКИЙ и др.



Рис. 5. Эксперимент 2452. Моделирование образования и развития ТЗ Тьёрнес. Стадии эксперимента и их структурная интерпретация: $l_1 = l_2 = 1.5 \times 10^{-1}$ м; $l_3 = 7 \times 10^{-2}$ м; $b_1 = 5 \times 10^{-2}$ м; $b_2 = 4 \times 10^{-2}$ м; $s = 3 \times 10^{-2}$ м; $d = 2 \times 10^{-2}$ м; $\beta = 80^\circ$; $h_1 = 4 \times 10^{-3}$ м; $h_2 = 2 \times 10^{-3}$ м; $h_3 = 4 \times 10^{-4}$ м; $h_4 = 10^{-3}$ м. (а) – Этап 1. Заложение транстенсивных зон; (б) – Этапы 2–3. Образование перекрытия центров спрединга и вращающегося блока между ними, локализация главных сдвиговых деформаций в левой части перекрытия; (в) – Этап 4. Формирование эшелонированных вулканических сегментов при активизации локального источника нагрева ("горячей точки"); 1 – оси растяжения; 2 – вулканические сегменты; 3 – неовулканические зоны; 4 – вулканические сегменты КР Гримсей; 5 – транстенсивные зоны; 6 – амагматический рифт; 7 – направление вращения микроплиты; 8 – положение ЛИН; 9 – модельная плита; 10 – ослабленные зоны; 11 – вновь образованная модельная литосфера; 12 – модельная литосфера, образованная "горячей точкой"; 13 – блок микроплиты Гримсей – Тьёрнес; СРЗ – Северная РЗ, остальные аббревиатуры см. на рис. 2. Пояснения к этапам формирования в тексте.

щины. Сегменты имели прямую или слегка изогнутую форму, а их длина варьировала от миллиметров до первых сантиметров, причем наибольшую длину имели сегменты, примыкающие к ослабленным зонам. Сегменты эшелонированно выстраивались с небольшим перекрытием, их простирание составляло от 75° до 85° относительно направления растяжения. В то же время продолжалось вращение центрального блока и развитие системы разрез—нижняя трещина, однако основные напряжения растяжения и сдвига концентрировались в новообразованных сегментах.



0 5 см

Рис. 6. Эксперимент 2422. Начальный этап развития трещин в ТЗ Тьёрнес (слева) и структурная интерпретация результатов (справа) ($l_1 = l_2 = 1.5 \times 10^{-1}$ м; $l_3 = 7 \times 10^{-2}$ м; $b_1 = 5 \times 10^{-2}$ м; $b_2 = 4 \times 10^{-2}$ м; $s = 3 \times 10^{-2}$ м; $d = 2 \times 10^{-2}$ м; $b_3 = 80^\circ$; $h_1 = 4 \times 10^{-3}$ м; $h_2 = 2 \times 10^{-3}$ м; $h_3 = 4 \times 10^{-4}$ м, $h_4 = 10^{-3}$ м). Образование двух трещин в нижней части разреза в начале растяжения, соответствующих: a – линеаменту Дальвик; δ – разломной зоне Хусавик –Блатей; s – заложение трещины от нижней ослабленной зоны по двум плоскостям сдвига. Аббревиатуры и условные обозначения см. на рис. 2 и рис. 5.

К концу эксперимента общий поворот блока составил около 35°.

Следует отметить эксперименты, проведенные в аналогичных условиях, в которых нижняя трещина формировалась изначально по одной сдвиговой трещине, но затем, в ходе развития модели, меняла свое местоположение (рис. 6). Представляет интерес развитие верхней трещины, которое вначале проходило под меньшими углами относительно направления растяжения и с образованием на начальных этапах нескольких трещин. В дальнейшем лишь одна из них продолжила свое развитие (эксп. 2422, рис. 6).

Вторая серия экспериментов отличалась от предыдущей. Основным допущением являлось, что формирование структурного плана разломной зоны Хусавик—Блатей происходило в условиях, отличных от современных. Предполагалось, что изначально разломная зона формировалась в условиях большего прогрева литосферы, примерно соответствующего условиям формирования Северной РЗ. При этом оба рифта быстро продвигались, что возможно только в условиях малой толщины хрупкого слоя литосферы.

Исходя из этих допущений, при подготовке экспериментов были заданы два разреза, отделенных друг от друга прямоугольной ослабленной зоной (рис. 46). Разрезы располагались под углом $\beta = 80^{\circ}$ к направлению растяжения. Основными переменными параметрами в этой серии были:

• смещение *s* между разрезами. Параметр варьировался от 6 до 10 см;

• расстояние между концами разрезов *d*. Параметр варьировался от 4 до 10 см;

• толщина модельной литосферы в ослабленной зоне *h*. Параметр варьировался от 0.2 до 0.6 мм.

Наиболее оптимальные параметры, при которых в экспериментах получался структурный план, схожий с разломной зоной Хусавик–Блатей, были выявлены при значениях s = 8.5 см, d = 7 см и h = = 0.4 мм. Разрезы и ослабленная зона задавались в модели непосредственно перед началом эксперимента.

Эксперимент 2607. После начала растяжения, на начальном этапе, трещины из разрезов продвигались достаточно медленно. Однако по мере охлаждения модели и увеличении мощности ее хрупкого слоя, скорости их продвижения резко увеличились. Вместе с тем, скорость продвижения трещин была неравномерна, импульсами. Далее продвижение верхней трещины приостановилось, в то время как нижняя продолжала свое продвижение. За счет стабилизации одного из центров растяжения началось образование сдвиговой зоны (рис. 7).

Вначале заложилась одна сдвиговая трещина, субпараллельная направлению растяжения (рис. 8). Но при развитии правого рифтового сегмента образовались еще две трещины, расположенные под углом по отношению к направлению растяжения. Дальнейшее развитие шло по первой из заложившихся трещин.

Сначала сдвиговая зона стала развиваться в виде ложбины, субпараллельной растяжению, с неровными ступенчатыми стенками и оперяющими трещинами, расположенными под углами от 15° до 60° относительно простирания ложбины. При продвижении сдвиговой зоны влево (рис. 8), ложбина начала разделяться на отдельные веретенообразные и ромбовидные впадины, располагающиеся под углами 15°-25° к первоначальному простиранию ложбины, также с неровными, ступенчатыми стенками. В то же время количество оперяющих зону сдвига трещин значительно увеличилось, а сама зона трещинообразования расширилась (рис. 8). Наблюдалось преобладание трещин, расположенных под пологими углами (10°-20°) относительно направления растяжения, соединяющиеся отдельными трещинами с большими углами простирания. В левой части слвига ложбины и впалины исчезают. появляются трещины, располагающиеся под углами 10°-20°, а в крайне левой части формируются трещины под углами 15°-25°. Появились также трещины, соединяющие первые $(10^{\circ}-20^{\circ})$ под большими углами (60°-75°). Зона трещинообразования при этом постепенно увеличивается до 1.5-1.8 см в крайне левой части, а сами трещины становятся значительно менее выраженными (рис. 8).

Формирование сдвиговой зоны происходило стремительно и заняло не более 10 секунд. После образования сдвиговой зоны ее дальнейшее развитие остановилось, уступив место вновь начавшемуся продвижению рифтовых трещин, простирание которых относительно направления растяжения уменьшилось с 80° до 60°. К концу эксперимента рифтовые трещины образовали перекрытие (рис. 8).

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Результаты экспериментальных исследований условий формирования и эволюции ТЗ Тьёрнес позволили сделать следующие выводы.

Заложение разломной зоны Хусавик–Блатей и КР Гримсей произошло практически одновременно. Однако в первом случае общий облик разломной зоны не изменился и находился под относительно слабым влиянием Исландского плюма. В то время как современная структура КР Гримсей, согласно [Karson et al., 2019], сформировалась только при взаимодействии вдоль осевого термического потока, инициированного очередным магматическим импульсом Исландского плюма, и ранее заложившегося разрывного нарушения, что также соотносится с более ранними результатами аналогового моделирования [Tentler, 2003]. Различная геометрия трещин, соответствующих КР Гримсей и разломной зоны Хусавик-Блатей, обусловлена градиентом увеличения мощности хрупкого слоя литосферы, направленным на юг. Конечная зона сочленения в модели получилась несколько уже, чем в действительности, однако в экспериментах не могут быть учтены различия в скоростях растяжения на хр. Колбенсей и Северной РЗ, которые и определили увеличение смещения всей трансформной зоны [Khodayar, Björnsson, 2018].

Структурный план КР Гримсей достаточно точно нашел свое отражение в модели. В экспериментах сформировался ряд эшелонированных центров растяжения, субортогональных направлению движения модельных плит. Наиболее длинными были сегменты близкие к зоне сочленения модельных косого рифта Гримсей и хр. Колбенсей. Это соответствует действительности: к Северной РЗ с севера примыкает вытянутое на 40 км вулканическое поднятие Маунаурейяр, а примыкающий к хр. Колбенсей сегмент, как отмечалось выше, имеет наиболее обширные площади распространения подушечных базальтов.

Образование разломной зоны Хусавик—Блатей по результатам первой серии экспериментов осталось не до конца ясным. В большинстве случаев формирование этой зоны началось от модельного рифта Эйяфьярдараудль (рис. 5). В то же время, в других экспериментах (рис. 6), она развивалась от Северной РЗ с образованием нескольких сдвиговых трещин на начальном этапе, что более приближено к действительной структуре разломной зоны. В некоторых экспериментах шло образование двух (рис. 6а, 6б), реже трех параллельных трещин на краевом и среднем участках модельного рифта Эйяфьярдараудль. В про-



Рис. 7. <u>Эксперимент 2607.</u> Условия формирования разломной зоны Хусавик–Блатей: (а)–(в) – стадии эксперимента и их структурная интерпретация ($l_1 = l_2 = 1.2 \times 10^{-1}$ м; $b = 10^{-1}$ м; $s = 8.5 \times 10^{-2}$ м; $d = 7 \times 10^{-2}$ м; $\beta = 80^{\circ}$; $h_1 = 3 \times 10^{-3}$ м; $h_2 = 4 \times 10^{-4}$ м): *I* – оси растяжения; *2* – неактивные оси растяжения; *3* – крупные сдвиговые трещины; *4* – модельная плита; *5* – ослабленные зоны; *6* – вновь образованная модельная литосфера; *7* – сдвиговая зона. СРЗ – Северная РЗ, Э – рифт Эйяфьярдараудль, РЗХБ – разломная зона Хусавик–Блатей.

цессе эксперимента продолжала свое развитие лишь трещина в средней части разреза (рис. 6б), которая соответствовала разломной зоне Хусавик—Блатей (рис. 6б), а вторая отмирала и соответствовала линеаменту Дальвик (рис. 6а). Такая ситуация оказывается возможной из-за неравномерности развития центров растяжения в пределах обеих ослабленных зон: перескок сдвиговой (левой) трещины возникает за счет раскрытия трещины (правой) непосредственно напротив развивающейся трещины (левой) (рис. 6).

По результатам второй серии экспериментов было показано, что современный структурный план разломной зоны Хусавик—Блатей с большей

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023



Рис. 8. Эксперимент 2607. Условия формирования разломной зоны Хусавик–Блатей. Конечная стадия эксперимента крупным планом (см. рис. 7) и ее структурная интерпретация ($l_1 = l_2 = 1.2 \times 10^{-1}$ м; $b = 10^{-1}$ м; $s = 8.5 \times 10^{-2}$ м; $d = 7 \times 10^{-2}$ м; $\beta = 80^{\circ}$; $h_1 = 3 \times 10^{-3}$ м; $h_2 = 4 \times 10^{-4}$ м): I – оси рифтов и направления их продвижения; 2 – сдвиги; 3 – днище ложбины грабена; 4 – бассейны пулл эпарт. РЗХ – разломная зона Хусавик, РЗБ – разломная зона Блатей, СРЗ – Северная рифтовая зона, 9 – рифт Эйяфьярдараудль. Соответствует структурам, выделенным на рис. За.

вероятностью был образован в условиях значительно большего прогрева литосферы, чем в среднем на протяжении всей истории развития трансформной зоны. Экспериментальные результаты подтверждаются полевыми данными. Остров Блатей представляет собой приразломную вулканическую постройку, сформированную в плейстоцене, однако вулканизм здесь был возможен и в предшествующие эпохи при магматических импульсах Исландского плюма [Young et al., 2020].

При движении на запад структурный план транстенсивной зоны претерпевает изменения, что наблюдалось и в модели. В западной части, вблизи Северной РЗ, структура представляет собой сдвиговую трещину, осложненную оперяющими синтетическими и антитетическими сдвигами Риделя, имеющими ориентировку $10^{\circ}-15^{\circ}$ и $60^{\circ}-75^{\circ}$, соответственно, относительно простирания главной сдвиговой зоны (рис. 8). Также подобные нарушения были получены и в ходе аналогового моделирования сдвиговых деформаций транстенсивных зон, выполненных на песчаных и глинистых материалах [Dooley, Schreurs, 2012; Гончаров, 2010]. В пределах восточной части также выделяются бассейны "пулл эпарт" [Garcia, Dhont, 2005], которые могут быть соотнесены с веретенообразными и ромбовидными понижениями, наблюдаемыми в модели.

В левой части модели (западной части разломной зоны Хусавик—Блатей в природе) (рис. 8) главный сдвиговый разлом перестает отчетливо прослеживаться, уступая место рассеянному сдвигу. Здесь постепенно формируется структура типа "конского хвоста", которая далее переходит в структуры амагматического рифта Эйяфьярдараудль. Структура конского хвоста представлена рядом веерообразно расходящихся разломов, постепенно изменяющих свое простирание при переходе в рифтовые структуры [Khodayar, Björnsson, 2018].

Наблюдаемое в модели развитие транстенсивной зоны от Северной РЗ к амагматическому рифту Эйяфьярдараудль с точным повторением структурного плана сдвиговой зоны позволяет предположить следующее. Ее развитие началось именно от Северной РЗ в результате продвижения на север. Наблюдаемая большая ширина зоны разломообразования рифта Эйяфьярдараудль обусловлена образованием структуры конского хвоста при неравномерном продвижении хр. Колбенсей на юг. То есть облик самого рифта является следствием первичного развития разломной зоны Хусавик-Блатей.

Таким образом, изначальная конфигурация трансформной зоны Тьёрнес была предопределена постоянной скоростью продвижения спрединговых сегментов Северной РЗ и южной части хр. Колбенсей навстречу друг другу. После того, как произошло незначительное перекрытие концевых участков обоих сегментов, они соединились серией сдвигов, сформировав трансформную зону Тьёрнес. Позднее один из рифтовых сегментов прекратил или снизил свою активность в то время как другой оставался активным. В этот период основные сдвиговые деформации концентрировались в другой сдвиговой зоне, в настоящее время являющейся разломной зоной Хусавик-Блатей. Последняя на ранних стадиях развития также изменяла свое местоположение в пространстве по мере продвижения на север Северной РЗ. Наиболее ранней стадией ее формирования является линеамент Дальвик, в настоящее время проявляющийся только в очагах землетрясений.

Современный облик трансформной зоны сформировался после очередного магматического импульса Исландского плюма [Karson et al., 2019], когда вдольосевой поток вещества использовал для дальнейшего продвижения уже имеющуюся ослабленную зону, сформированную на предыдущем этапе в ходе незначительного перекрытия центров спрединга, но прекратившую свою активность. Она трансформировалась в КР Гримсей с отдельными эшелонированными, субортогональными растяжению спрединговыми сегментами и активным вулканизмом. Предполагается, что образование КР Гримсей произошло около 3 млн лет назад, после чего основная часть сдвиговой и раздвиговой компонент проходит именно по нему, а разломная зона Хусавик–Блатей и амагматический рифт Эйяфьярдараудль являются отмирающими структурами, что также соотносится и с природными аналогами [Karson et al., 2019].

Отдельно обращает на себя внимание разломная зона Хусавик—Блатей. Проведенное моделирование показало возможность формирования этой разломной зоны не от северного спредингового сегмента [хр. Колбенсей], а от южного [Северная РЗ], в том числе структуры конского хвоста, формирование которой предопределило облик амагматического рифта Эйяфьярдараудль. Вторым фактором, определившим расширение рифта к северу, стало вращение блока микроплиты Гримсей—Тьёрнес, что соответствует результатам моделирования.

Изначально разломная зона должна была сформироваться в условиях значительно лучшего прогрева литосферы и меньшей толщины её хрупкого слоя, что также отражает колебание магматической активности в зависимости от магматических импульсов Исландского плюма.

Обобщая, можно выделить четыре этапа в становлении современной трансформной зоны Тьёрнес (рис. 9):

1. Становление трансформной зоны (рис. 9а). Развитие зоны сопровождалось перескоками сдвиговых разломов, которые привели к заложению линеамента Дальвик и разломной зоны Хусавик-Блатей.

2. Формирование перекрытия двух спрединговых сегментов южной части хр. Колбенсей и Северной РЗ: пространственная стабилизация разломной зоны Хусавик—Блатей, формирование ослабленной зоны на месте КР Гримсей с наиболее активным вращением блока микроплиты Гримсей—Тьёрнес (рис. 96).

3. Локализация сдвиговых деформаций по разломной зоне Хусавик—Блатей: прекращение активности другой, восточной спрединговой ветви, формирование структурного облика рифта Эйяфьярдараудль (рис. 9в).

4. Реактивизация КР Гримсей с активным вулканизмом вследствие магматического импульса Исландского плюма. Перераспределение основной части сдвиго-раздвиговых деформаций на КР Гримсей, постепенное затухание тектоно-магматической активности разломной зоны Хусавик— Блатей и рифта Эйяфьярдараудль.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023



Рис. 9. Этапы формирования ТЗ Тьёрнес. Возраст показан приблизительно, с учётом данных [Karson et al., 2019]. Условные обозначения: *1* – формирующиеся структуры; *2* – зрелые структуры; *3* – отмирающие структуры; *4* – неактивные структуры. РЗХБ – РЗ Хусавик–Блатей, ЛД – линеамент Дальвик, ХК – хр. Колбенсей, Э – рифт Эйяфьярдараудль, М – поднятие Маунаурейяр, КРГ – косой рифт Гримсей, Ск – рифт Скьяулфанди, С – рифт Скаги, Эй – рифт Эйяфьёрдюр, СРЗ – Северная РЗ, Экс – рифтовый бассейн Эксафьёрдюр, МГТ – микроплита Гримсей–Тьёрнес.

Полученные экспериментальные результаты показывают, что основными факторами формирования ТЗ Тьёрнес являются: взаиморасположение спрединговых сегментов, постоянная скорость их растяжения, величина прогрева литосферы на каждом этапе формирования ТЗ, интенсивность и частота прохождения магматических импульсов Исландского плюма и вращение блока микроплиты Гримсей—Тьёрнес. Дальнейшая эволюция ТЗ Тьёрнес может быть связана с развитием косого трансформного разлома или его исчезновением и формированием в данной области искривления рифтовой зоны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Геншафт Ю.С., Салтыковский А.Я. Исландия: Глубинное строение, эволюция и интрузивный магматизм. М.: ГЕОС. 1999. 355 с.

Гончаров М.А. Реальная применимость условий подобия при физическом моделировании тектонических структур // Геодинамика и тектонофизика. 2010. Т. 1. № 2. С. 148-168.

Грохольский А.Л., Дубинин Е.П. Экспериментальное моделирование структурообразующих деформаций в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов // Геотектоника. 2006. № 1. С. 76–94.

Дубинин Е.П., Грохольский А.Л. Особенности структурообразования в процессе развития литосферы Аденского залива [физическое моделирование] // Геодинамика и тектонофизика. 2020. Т. 3. № 11. С. 522–547. https://doi.org/10.5800/GT-2020-11-3-0489

Дубинин Е.П., Грохольский А.Л., Макушкина А.И. Физическое моделирование условий образования микроконтинентов и краевых плато континентальных окраин // Физика Земли. 2018. № 1. С. 69-82. https://doi.org/10.7868/S0002333718010064

Дубинин Е.П., Кохан А.В., Сущевская Н.М. Тектоника и магматизм ультрамедленных спрединговых хребтов // Геотектоника. 2013. № 3. С. 3–30.

https://doi.org/10.7868/S0016853X13030028

Кохан А.В., Дубинин Е.П., Грохольский А.Л. Геодинамические особенности структурообразования в спрединговых хребтах Арктики и Полярной Атлантики // Вестник Краунц. Науки о Земле. 2012. № 1. Вып. 19. С. 59–77.

Шеменда А.И. Критерии подобия при механическом моделировании тектонических процессов // Геология и геофизика. 1983. № 10. С. 10–19.

Шеменда А.И., Грохольский А.Л. О механизме образования и развития зон перекрытий осей спрединга // Ти-хоокеанская геология. 1988. № 5. С. 97–107.

Brandsdóttir B., Hooft E.E.E., Mjelde R., Murai Y. Origin and evolution of the Kolbeinsey Ridge and Iceland Plateau, N-Atlantic // Geochem. Geophys. Geosyst. 2015. V. 16. P. 1–16.

https://doi.org/10.1002/2014GC005540

Dooley T.P, Schreurs G. Analogue modelling of intraplate strike-slip tectonics: A review and new experimental results // Tectonophysics. 2012. V. 574–575. P. 1–71. https://doi.org/10.1016/j.tecto.2012.05.030

Eiríksson J., Guðmundsson A.I., Símonarson L.A., Einarsson P., Hjartardóttir Á.R., Brandsdóttir B. The Evolution of the Tjörnes Sedimentary Basin in Relation to the Tjörnes Fracture Zone and the Geological Structure of Iceland. Pacific-Atlantic Mollusc Migration. Pliocene Inter-Ocean Gateway Archives on Tjörnes, North Iceland / J. Eiríksson, L.A. Símonarson (eds.). Springer Nature Switzerland AG, Cham, Switzerland. 2021. P. 37–57.

https://doi.org/10.1007/978-3-030-59663-7

Foulger G.R., Du Z., Julian B.R. Icelandic-type crust // Geophys. J. Int. 2003. V. 155. P. 567–590.

https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.2003.02056.x

Garcia S., Dhont D. Structural analysis of the Húsavík-Flatey Transform Fault and its relationships with the rift system in Northern Iceland // Geodinamica Acta. 2005. V. 18. N° 1. P. 31–41.

https://doi.org/10.3166/ga.18.31-41

Gernigon L., Franke D., Geoffroy L., Schiffer C., Foulger G.R., Stocker M. Crustal fragmentation, magmatism, and the diachronous opening of the Norwegian-Greenland Sea // Earth-Science Reviews. 2020. V. 206. P. 102839. https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2019.04.011

Grokholskii A.L., Dubinin E.P. Experimental modeling of structure-forming deformations in rift zones of mid-ocean ridges // Geotectonics. 2006. V. 40. P. 64–80. https://doi.org/10.1134/S0016852106010067

Hjartarson Á. Heat flow in Iceland. Proceedings of the World Geothermal Congress 2015. Melbourne, Australia. 19–25 April 2015.

Hjartarson Á., Erlendsson Ö., Blischke A. The Greenland– Iceland–Faroe Ridge Complex. The NE Atlantic Region: A Reappraisal of Crustal Structure, Tectonostratigraphy and Magmatic Evolution // Geological Society, London, Special Publications. 2017. V. 447. P. 127–148. https://doi.org/10.1144/SP447.1

Horni J.Á., Hopper J.R., Blischke A., Geisler W.H., Stewart M.

et al. Regional distribution of volcanism within the North Atlantic Igneous Province // Geological Society, London, Special Publications. 2017. V. 447. P. 105-125. https://doi.org/10.1144/SP447.18

Karson J. A., Brandsdóttir B., Einarsson P., Sæmundsson K., Farrell J.A., Horst A.J. Evolution of migrating transform faults in anisotropic oceanic crust: examples from Iceland // Canadian J. Earth Sciences. 2019. V. 56. № 12. P. 1297–1308. https://doi.org/10.1139/cjes-2018-0260

Khodayar M., Björnsson S. Preliminary Fracture Analysis of Peistareykir Geothermal Field and Surroundings, Northern Rift Zone and Tjörnes Fracture Zone. Iceland GeoSurvey [ÍSOR]. Reykjavík. Ísland. 2013. 61 p.

Khodayar M., Björnsson S. Structures and Styles of Deformation in Rift, Ridge, Transform Zone, Oblique Rift and a Microplate Offshore/Onshore North Iceland // International J. Geosciences. 2018. V. 9. P. 461–511. https://doi.org/10.4236/ijg.2018.98029

Martinez F., Hey R., Höskuldsson Á. Reykjanes Ridge evolution: Effects of plate kinematics, small-scale uppermantle convection and a regional mantle gradient // Earth-Science Review. 2020. V. 203. P. 1–24.

https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2019.102956

Metzger S., Jónsson S., Danielsen G., Hreinsdóttir H., Jouanne F., Giardini D., Villemin T. Present kinematics of the Tjörnes Fracture Zone, North Iceland, from campaign

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

and continuous GPS measurements // Geophys. J. Int. 2013. V. 192. P. 441–455.

https://doi.org/10.1093/gji/ggs032

Ruedas T., Marquart G., Schmeling H. Iceland: The current picture of a ridge-centred mantle plume. Mantle plumes – A multidisciplinary approach / J.R.R. Ritter, U.R. Christensen (eds.). Springer. 2007. P. 71–126.

https://doi.org/10.1007/978-3-540-68046-8_3

Rögnvaldsson S.T., Guðmundsson Á., Slunga R. Seismotectonic analysis of the Tjörnes fracture zone – an active transform fault in North Iceland // Journal of Geophysical Research. 1998. V. 103. № B12. P. 30117–30129. https://doi.org/10.1020/08/B02780

https://doi.org/10.1029/98JB02789

Shemenda A.I., Grokholsky A.L. A formation and evolution of overlapping spreading centers (constrained on the basis of physical modelling) // Tectonophysics. 1991. V. 199. P. 389–404.

https://doi.org/10.1016/0040-1951(91)90180-Z

Shemenda A.I., Grocholsky A.L. Physical modeling of slow seafloor spreading // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 9137–9153.

Tentler T. Analogue modeling of overlapping spreading centers: insights into their propagation and coalescence // Tectonophysics. 2003. V. 376. № 1. P. 99–115.

https://doi.org/10.1016/j.tecto.2003.08.011

Tibaldi A., Bonali F.A., Pasquaré Mariotto F.A. Interaction between Transform Faults and Rift Systems: A Combined Field and Experimental Approach // Front. Earth Sci. V. 4. Iss. 33.

https://doi.org/10.3389/feart.2016.00033

Young K.D., Orkan N., Jancin M., Sæmundsson K., Voight B. Major tectonic rotation along an oceanic transform zone, northern Iceland: Evidence from field and paleomagnetic investigations // J. Volcanology and Geothermal Research. 2020. V. 391. 106499.

https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2018.11.020

Conditions of the Formation and Evolution of the Tjörnes Transform Zone on the Basis of Physical Modelling

A. L. Grokholsky^{a, *}, V. A. Bogoliubskii^{b, **}, and E. P. Dubinin^{a, ***}

^aEarth Science Museum, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia ^bFaculty of Geography, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*E-mail: andregro2@yandex.ru

**E-mail: bogolubskiyv@gmail.com

***E-mail: edubinin08@rambler.ru

The Tjörnes Transform Zone (TZ) is on the northern margin of Iceland, mostly in the shelf zone. It connects the Kolbeinsey spreading ridge and the Northern Rift Zone (RZ) of Iceland. The zone is complexly structured and comprises several heterochronous sections that evolved in various geodynamic conditions. The geodynamic conditions of the formation and evolution of the Tjörnes TZ were reconstructed by means of physical modelling. The models measured the thickness of the model lithosphere, displacement, and the overlapping between the spreading segments. Results of the modelling show that the Tjörnes TZ formed successively, in two stages. The first stage was the formation of the general configuration of the area of interaction of the spreading centres of the Kolbeinsey Ridge and the Northern RZ of Iceland in the form of a small overlap of the spreading centres with a rotating block between them. At the second stage, one of the formed transtensional fault zones between the spreading centres became the feeder channel for a magma pulse of the Iceland Plume, which led to the formation of the Grímsey Oblique Rift (OR). Standing alone is the Húsavík-Flatey fault zone that might have formed under the influence of two at a time spreading segments, with the domination of the more magmatically active Northern Rift Zone.

Keywords: Iceland, Iceland Plume, Tjörnes Transform Zone, oblique rift, spreading ridges, physical modelling

УДК 550.382.3

МИКРОМАГНИТНЫЕ РАСЧЕТЫ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ СУБМИКРОННЫХ И МИКРОННЫХ ЗЕРЕН МАГНЕТИТА

© 2023 г. В. П. Щербаков^{1,} *, Н. К. Сычева^{1,} **

¹Геофизическая обсерватория "Борок" Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, п. Борок, Ярославская область, Россия *E-mail: shcherbakovv@list.ru **E-mail: sycheva@borok.yar.ru Поступила в редакцию 27.06.2022 г. После доработки 31.08.2022 г. Принята к публикации 02.09.2022 г.

Детально исследована эволюция доменной структуры (ДС) кубических частиц магнетита субмикронных и микронных размеров при охлаждении образцов от температуры Кюри T_c до комнатной температуры T_r и обратном их нагреве до T_c с целью определения степени необратимости изменений ДС при термообработке образцов и их возможного влияния на свойства термоостаточной намагниченности (TRM). Показано, что типичные магнитные конфигурации в частицах размера до 2 мкм представлены формами *flower* или *vortex* с одним или двумя вихрями. Предложена модель образования термоостаточной намагниченности в субмикронных псевдооднодоменных частицах на основе расширения термофлуктуационной модели Нееля механизма приобретения TRM, предложенной им для однодоменных зерен. Согласно этой модели, в малых псевдооднодоменных частицах наблюдается равенство блокирующих и деблокирующих температур, и соответственно в них должны выполняться законы Телье аддитивности и независимости pTRM.

Ключевые слова: магнетизм горных пород, доменная структура, микромагнитное моделирование, температурный гистерезис, магнитная конфигурация, термоостаточная намагниченность. **DOI:** 10.31857/S0002333723020126, **EDN:** LJHMZT

ВВЕДЕНИЕ

Доменная структура (ДС) ферримагнитных зерен и ее трансформации в течение жизни горной породы и при выполнении лабораторных экспериментов определяют как механизм образования, так и временную и температурную стабильность всех видов остаточной намагниченности. Поскольку задачи палеомагнетизма решаются путем расшифровки информации о характеристиках геомагнитного поля, записанных в древних горных породах, то степень сохранности и стабильность естественной остаточной намагниченности (NRM) образцов исследуемых горных пород имеет решающее значение при оценке надежности полученных результатов. И в этих вопросах геометрия, гистерезисные свойства, трансформации состава, кристаллографической и доменной структуры ферримагнитных зерен играют определяющую роль.

Строгий подход к расчету ДС основывается на методах микромагнетизма, основы которого были заложены в работе [Landau, Lifshitz, 1935], однако из-за сильной нелинейности и громоздкости микромагнитных уравнений только относительно простые задачи могли быть решены аналитически. Тем не менее, в рамках этого подхода были получены важные результаты по расчету предела однодоменности (ОД) и обнаружены конфигурации типа flower и vortex, возникающие при увеличении размера частиц несколько выше ОД предела, который для магнетита при комнатной температуре Т_r оценивается в 50-100 нм [Dunlop, Özdemir, 1997], в зависимости от формы частицы и ее структурных особенностей. В дальнейшем, благодаря развитию вычислительной техники, эти результаты были подтверждены численным расчетом микромагнитных уравнений и моделированием трехмерных ДС [Williams, Dunlop, 1989; Shcherbakov et al., 1990b; Fabian et al., 1996; Fukuma, Dunlop, 2006; Щербаков, Сычева, 2001; Dunlop, 1977; Enkin, Dunlop, 1987; Moon, Merrill, 1984; 1985; Shcherbakov et al., 1990a; Белоконь, Харитонский, 1985].

Отметим, что существование структур типа *flower* обусловлено исключительно неоднородностью размагничивающего поля и по этой причине они возникают с неизбежностью в любых частицах (кроме эллипсоидальных) при условии, что этот размер достаточно мал. При этом их остаточный магнитный момент лишь незначительно отличается от магнитного момента ОД частиц, поэтому на практике такие частицы просто отождествляются с ОД зернами, а за предел однодоменности принимается переход *flower* \rightarrow *vortex*. Классические ОД структуры возникают только в эллипсоидальных частицах и в них за предел однодоменности принимается переход ОД \rightarrow *vortex*.

В последние годы возможности микромагнитного моделирования неизмеримо возросли за счет развертывания графических процессоров (graphics processing unit, GPU), которые ускорили вычисления в сотни раз по сравнению с CPU-компьютерами (central processing unit, CPU, центральные процессоры общего назначения), что позволило проводить исследования, которые ранее были невозможны. Достижения последних лет в области компьютерной архитектуры, программирования, численных методов привели к развитию программных кодов для решения задач микромагнетизма — это, в частности, программные пакеты OOMMF [Fu et al., 2016], MuMax3 [Leliaert et al., 2018], Fidimag [Bisotti et al., 2018], MERRILL [Ó Conbhuí et al., 2018] и др. Соответственно, стали появляться теоретические работы [Lascu et al., 2018; Nagy et al., 2017; 2019; и др.] по изучению вихревых структур в частицах магнетита размером до 3 мкм микромагнитным методом. В частности, результатом этих работ оказалось обнаружение двухвихревой структуры (double vortex).

В данной работе мы детально исследуем эволюцию ДС частиц магнетита субмикронных и микронных размеров с температурой при охлаждении образцов от температуры Кюри T_c до комнатной температуры $T_{
m r}$ и обратном их нагреве до T_c. Такие расчеты прежде всего важны для понимания особенностей образования полной и парциальной термоостаточной намагниченностей (TRM и pTRM, соответственно), используемых при определении напряженности древнего геомагнитного поля B_{anc} по методике Телье. С этой целью нами выполнены расчеты методами микромагнетизма ДС зерен магнетита субмикронных и микронных размеров путем численного моделирования ДС зерен при их "охлаждении и нагреве" от температуры Кюри T_c до T_r и обратно с целью определения степени необратимости изменений ДС при термообработке образцов и их возможного влияния на свойства термоостаточной намагниченности.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Пусть (x, y, z) — система координат, а $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ — направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности с осями x, y, z. В качестве моде-

ли рассмотрим для простоты кубическое зерно магнетита с ребрами вдоль осей (x, y, z).

Полная энергия частицы

$$E = E_{\rm a} + E_{\rm ex} + E_{\rm ms} \tag{1}$$

состоит из суммы энергии кубической анизотропии E_a , обменной энергии E_{ex} и магнитостатической энергии E_{ms} . Энергия магнитострикции в данной модели не учитывалась, поскольку она существенно меньше остальных видов энергий, а ее учет увеличивает сложность задачи, так как требует анализа неоднородных упругих спонтанных деформаций, возникающих в неоднодоменных зернах при магнитоупругих воздействиях.

Для проведения численных расчетов перейдем от континуальной модели к дискретной. Проведем мысленное разбиение кубической частицы с ребром d на N^3 меньших кубиков, где N – число разбиений ребра куба, размер ребра одного кубика a = d/N [Щербаков, Сычева, 2001]. Пусть целые числа (i, j, k) являются координатами каждой ячейки в трех ортогональных осях x, y, z. Поскольку в пределах каждой ячейки направление вектора намагниченности предполагается постоянным, и div $\mathbf{M}_{s} = 0$ (т.е. отсутствуют объемные магнитные заряды), расчет магнитостатической энергии в этом случае определяется поверхностными магнитными зарядами, сосредоточенными на гранях каждой из ячеек. Расчет направляющих косинусов вектора намагниченности M_s производился в сферической системе координат θ , ϕ :

$$\begin{aligned} \alpha_x(i, j, k) &= \cos(\theta(i, j, k)) \cos(\varphi(i, j, k)), \\ &-\pi/2 \le \theta \le \pi/2, \\ \alpha_y(i, j, k) &= \cos(\theta(i, j, k)) \sin(\varphi(i, j, k)), \\ &-\pi \le \varphi \le \pi, \\ \alpha_z(i, j, k) &= \sin(\theta(i, j, k)). \end{aligned}$$
(2)

.

Детали расчета полной энергии E_n , формулы для всех видов энергий выражения (1), а также выражения для энергий анизотропии, обменной энергии и магнитостатической энергии (i, j, k)-той ячейки приведены в работе [Щербаков, Сычева, 2001], отметим лишь, что в дальнейших расчетах мы пренебрежем вкладом второго члена в формуле для энергии кубической анизотропии в силу малости K_2 в сравнении с K_1 .

Температурная зависимость магнитных констант для магнетита была взята в следующем виде: $A(T) = A(T_r) j_s^{1.7}$, $K(T) = K(T_r) j_s^{8.5}$, [Dunlop, Özdemir, 1997]. Здесь: T – температура; T_r – комнатная температура; $j_s = M_s(T)/M_s(T_r)$ – приведенная спонтанная намагниченность. Приближенно зависимость величины спонтанной намагниченности магнетита от температуры можно описать формулой $j_s(T) = [(T_c - T)/(T_c - T_r)]^{0.42}$

[Moon, Merrill, 1988]. При расчетах были использованы следующие численные значения магнитных параметров: $T_c = 585^{\circ}$ С, $T_r = 20^{\circ}$ С, обменная константа $A(T_r) = 1.33 \times 10^{-11}$ Дж/м [Heider, Williams, 1988], константа кубической анизотропии $K_1(T_r) = -1.36 \times 10^4$ Дж/м³, намагниченность насыщения $M_s(T_r) = 4.8 \times 10^5$ А/м [Dunlop, Özdemir, 1997].

Задача определения стабильной конфигурации вектора намагниченности М_s состоит в минимизации полной энергии (1) как функции углов $\theta(i, j, k)$ и $\phi(i, j, k)$ для всех i, j, k = 1...N (т.е. полное число переменных для всего зерна есть 2N³). На деле для удобства минимизировалась приведенная энергия $E_n = E / (M_s^2 d^3 j_s^2)$. Минимизация проводилась методом сопряженных градиентов. Для проверки стабильности каждого состояния в начальное состояние (магнитные моменты ячеек направлены вдоль легкой оси [111]) случайным образом вносилось небольшое возмущение, при каждом значении температуры после завершения процедуры минимизации полной энергии в величины полярных углов $\theta(i, j, k)$ и $\phi(i, j, k)$ k) вновь вносилось случайным образом возмущение, и поиск минимума энергии Е_n при данной температуре повторялся, затем при полученной ДС осуществлялся переход к расчету при следующем значении температуры.

Для микромагнитного моделирования важно тонкое пространственное разбиение частицы на ячейки, максимально допустимый размер $l_{\rm ex}$ которых определяется равенством характерных плотностей магнитостатической $\mu_0 M_s^2/2$ и обменной энергий $\frac{A}{l_{\rm ex}^2}$ и, следовательно, описывается в терминах "длины обмена" $l_{\rm ex} = \sqrt{2A/(\mu_0 M_s^2)}$ [Rave et al., 1998]. Здесь μ_0 – магнитная постоянная. Для магнетита при комнатной температуре величина "длины обмена" $l_{\rm ex}$ составляет 9–10 нм. С учетом цитированной выше температурной зависимости $A(T) \propto j_s^{1.7}$, с ростом температуры $l_{\rm ex}$ медленно растет пропорционально $j_s^{-0.15}$.

РЕАЛИЗАЦИЯ МИКРОМАГНИТНЫХ РАСЧЕТОВ

Пакет программ для микромагнитных расчетов ДС зерен титаномагнетита субмикронных и микронных размеров, включая модули для параллельных вычислений больших трехмерных массивов, разработан авторами данной работы.

Последовательная часть программ, выполняемых на CPU, разработана на языке высокого уровня с помощью лицензионного программного

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

обеспечения Intel Parallel Studio XE Professional Edition for Fortran Linux. Intel Parallel Studio XE повышает производительность приложений, работающих на платформах Intel, и является лучшим в своем классе компилятором. Для параллельных вычислений на GPU был написан интерфейс к используемым функциям CUDA API с помощью модуля ISO C BINDING - части стандарта Fortran 2003 и более поздних версий. Модули программ для параллельных вычислений написаны на языке CUDA C. Технология CUDA (Compute Unified Device Architecture) компании Nvidia – бесплатный эффективный инструмент для программирования на GPU, которая облегчает написание GPU-приложений и предназначена для разработки приложений для параллельных вычислительных устройств. Параллельные расчеты выполнены на GPU Tesla T4, ориентированном на высокопроизводительные вычисления, версия CUDA 11.4, CPU представлен двумя процессорами Intel Xeon Gold 6240.

Быстрое преобразование Фурье (FFT) для расчета магнитостатической энергии выполнено с помощью дополнительной библиотеки, CUDAадаптированном варианте набора инструментов для осуществления FFT - CUFFT, входящей в набор разработчика CUDA Toolkit. Для оптимизации времени расчетов на GPU с целью минимизации обращений к глобальной памяти GPU в программе также использовалась разделяемая и константная память GPU. Распараллеливание вычислений позволило увеличить скорость счета для массивов 64³ приблизительно в 5 раз, а для массивов 128³ в 30 раз по сравнению с последовательным счетом. Поскольку выигрыш по времени счета на GPU увеличивается с ростом размера массивов, то для массивов 192³ и 256³ получаем выигрыш в скорости счета, предположительно, не менее, чем в 100 раз, что позволило нам провести расчеты для больших трехмерных массивов и получить ДС частиц магнетита размером до 2 мкм. Загрузка GPU при работе программы составляла 60-100% на разных этапах счета. Здесь надо отметить, что, если при расчетах число ячеек вдоль ребра куба N = 255, следовательно, число граней для расчета $E_{\rm ms}$ есть $(N + 1)^3 = 256^3$, а размер каждого из 6 комплексных массивов с помощью FFT составляет $(2(N+1))^3 = 512^3$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе изложены результаты численного моделирования магнитной конфигурации зерен при их "охлаждении и нагреве" от температуры Кюри T_c до комнатной температуры T_r и обратно. Как известно, для частиц сферической формы существует строгая оценка критического размера однодоменности, а именно переход из ОД состояния в моду *curling* (*vortex*) [Eisenstein, Aharoni, 1976]:

$$d_0 = 2R = 2\sqrt{\frac{2\pi \times 1.379A}{\left(\mu_0 M_s^2/3\right) - (4K/3)}}.$$
 (3)

Подставляя сюда численные значения параметров, получаем, что при комнатной температуре $d_0 = 63.1$ нм. При температурах, близких к T_c , можно пренебречь членом 4K/3 в знаменателе (3) в силу его быстрого убывания с ростом температуры, тогда $d_0(T) \propto l_{\rm ex} \propto j_{\rm s}^{-0.15}$. Иными словами, в непосредственной окрестности $T_{\rm c}$ все зерна теоретически в какой-то момент становятся однодоменными и по этой причине во всех расчетах первоначальное доменное состояние полагалось однодоменным. На деле, конечно, ситуация является намного более сложной в силу того, что в игру здесь вступает много разных факторов – размагничивающие поля, термофлуктуации, напряжения, неоднородности состава, примеси и т.д., но здесь мы отвлечемся от этих сложностей, поскольку они мало влияют на дальнейшее изложение.

Расчеты начинались от T = 584.999°С ($j_s = 0.0038$), уменьшение (увеличение) температуры проводилось небольшими скачками с интервалом $\Delta j_s =$ $= 0.008 (T = 584^{\circ}C), \Delta j_s = 0.004$ в области температур (584–553.4)°С, $\Delta j_s = 0.02$ от 552.4°С до T_r . Из изложенного во ВВЕДЕНИИ ясно, что в этом интервале размеров следует ожидать появления конфигураций типа flower и вихревых структур типа vortex и double vortex. Конкретно в каждом случае возможные конфигурации определяются температурной и магнитной предысторией частицы [Шербаков, Сычева, 2001], так что в одном и том же зерне при одной и той же температуре могут реализоваться с определенной степенью вероятности либо *flower*. либо vortex как метастабильные состояния. С целью учета такой возможности нами рассчитывались следующие три варианта.

1. Расчет без внесения возмущений, когда трансформация одной конфигурации в другую означает наступление абсолютной потери устойчивости исходной конфигурации.

2. "Провокация" перехода в моду vortex (V), когда при каждом шаге вносились малые возмущения в виде моды V. Возмущение для всех подобных расчетов выбиралось в виде $a \times vortex(T_r)$, где vortex(T_r) есть вихревая конфигурация, полученная в ходе расчетов по варианту 1) при $T = T_r$, а aесть малый коэффициент, который для определенности в наших расчетах полагался равным 0.1. В этом случае переход в состояние vortex означает преодоление потенциального барьера, отделяющего конфигурацию flower от состояния vortex с помощью внешнего воздействия. Ниже мы кратко обсудим вопрос о том, как величина *а* влияет на температуру перехода из одного состояния в другое.

3. "Провокация" перехода в мультивихревую моду W(в нашем случае это двойной *vortex*), величина возмущений та же, что в варианте 2.

Надо отметить, что "провокации" V u W вносились при "охлаждении" частицы от T_c до T_r , а при "нагреве" до $T = 584^{\circ}\text{C} - для$ всех 3 вариантов расчета вносилась провокация перехода в моду *flower:* $a \times flower(T_r)$, a = 0.05, в противном случае, как показали расчеты, конфигурация, полученная для $T = T_r$, при "нагреве" не изменялась вплоть до $T = 584^{\circ}\text{C}$.

Визуализация трехмерных структур затруднена в силу большого количества ячеек, на которые разбита частица, поэтому для лучшего понимания полученных структур мы, кроме вывода картины распределения магнитных моментов, применили подход, предложенный в работе [Nagy et al., 2019], изобразив картины срезов анизотропного отклонения моментов ячеек (*anisotropic deviation of moment*, ADM) в различных плоскостях:

$$\Theta(i, j, k) = = -0.5 \left(1 - \left(\alpha_x^4(i, j, k) + \alpha_y^4(i, j, k) + \alpha_z^4(i, j, k) \right) \right),$$
⁽⁴⁾

где: $-1/3 \le \Theta \le 0$, значение $\Theta = 0$ соответствует направлению магнитного момента вдоль оси трудного намагничивания [100], а $\Theta = -1/3$ соответствует направлению магнитных моментов вдоль легкой оси [111] (для магнетита).

Для частиц размером менее 80 нм при расчетах по варианту 1 перехода *flower* \rightarrow *vortex* не происходит, по варианту 2 — переход *flower* \rightarrow *vortex* получен для частиц размером 70 нм и выше. Для зерна размером d = 80 нм изменение конфигурации магнитного момента в зависимости от температуры представлено на рис. 1 и рис. 2. Как можно видеть из рис. 2, при начальном ОД состоянии (T = 584.999°C) магнитный момент частицы направлен строго вдоль легкой оси [111], и такая конфигурация сохраняется до $T \approx 582^{\circ}$ C. Далее развивается структура *flower*, которая при дальнейшем "охлаждении" переходит в состояние с ярко выраженным одним вихрем, то есть возникает конфигурация типа vortex (V). Для варианта 1 (без внесения возмущений) это происходит при $T \approx 417^{\circ}$ С (рис. 1, рис. 2). На самом деле, состояние vortex сосуществует с состоянием flower и при более высоких температурах. Это можно увидеть, если "спровоцировать" переход из метастабильного состояния *flower* в более стабильную моду vortex путем внесения соответствующего возмущения, как это описывалось выше (вариант 2). В этом случае трансформация $O \square \rightarrow V$ происходит намного раньше, при $T \approx 582^{\circ}$ C.



Рис. 1. Результаты моделирования "охлаждения" кубической частицы магнетита размером d = 80 нм от температуры Кюри T_c до комнатной T_r и "нагрева" до $T = 584^{\circ}$ С. Зависимость от температуры: (a), (b) – относительного суммарного магнитного момента M_r/M_c ; (b), (г) – полной энергии частицы; (a), (б) – 1-ый вариант расчетов; (b), (г) – 2-ой вариант.

Заметим, что при переходе в состояние vortex для частицы размером 80 нм сохраняется достаточно большой остаточный момент $M_r \approx 0.6M_s$ (рис. 1), постепенно уменьшающийся с температурой, так что при $T = T_r$ отношение M_r/M_s достигает величины ≈ 0.5 . Для d = 90 нм при $T = T_r$ отношение $M_r/M_s \approx 0.3$, что типично для малых ПОД частиц. Существенно также, что структура vortex для размеров частиц $d \ge 90$ нм остается стабильной как при "охлаждении" до T_r , так и при "нагреве" вплоть до $T = 584^{\circ}$ С и повторном "охлаждении" до T_r .

Распределение магнитного момента в кубической частице идеальной формы в зависимости от температуры, аналогичное описанному выше для частицы размером 80 нм, наблюдается для всех вариантов 1)—2) в частицах размером до 200 нм включительно. При расчетах по провокации W, которые проводились для частиц размером выше 120 нм, в частице размером d = 150 нм образуется конфигурация, состоящая преимущественно из одного крупного вихря вдоль направления [111], но с дополнительными небольшими по объему вихревыми образованиями. Эта конфигурация "нагревах—охлаждениях". На диаграмме рис. 9 эта мода отмечена аббревиатурой *SV*. С увеличением размера до 170 нм и выше при

расчетах с провокацией *W* наблюдается уже образование двухвихревой конфигурации W, на рис. 3, рис. 4 представлены результаты расчетов для d == 200 нм. При расчете без возмущений (вариант 1) переход flower - vortex протекает через серию метастабильных состояний, до $T = 559^{\circ}$ С развивается *flower*, при T = 558°C возникает вышеупомянутая структура SV, а эта конфигурация в процессе дальнейшего "охлаждения" к $T \approx 388^{\circ}$ С преобразуется в одновихревую структуру vortex, стабильную к последующим "нагревам"—"охлаждени-ям". При провокации V при "охлаждении" до $T \approx 583^{\circ}$ С мода *flower* переходит в конфигурацию, близкую к vortex, затем при дальнейшем "охлаждении" плавно трансформируется в vortex. Сравнение энергий $E_n(T_r)$ различных состояний при комнатной температуре показывает, что для вариантов 1 и 2 эти энергии близки, в то время как энергия конфигурации W оказывается заметно выше (рис. 3).

На рис. 5 и рис. 6 представлены результаты расчетов для частицы размером 1 мкм. Конфигурация, образованная при расчетах с провокацией W (рис. 6), состоит, в основном, из двух крупных



Рис. 2. Результаты моделирования (вариант 1) "охлаждения" частицы магнетита размером 80 нм от температуры Кюри T_c до T_r , ADM и распределение вектора намагниченности в плоскости (111), центр куба: (a) – ОД, $M_r/M_s \approx 1$; (6) – *flower*, $M_r/M_s \approx 0.96$; (b), – *vortex*, $M_r/M_s \approx 0.66$; (г) – *vortex*, $M_r/M_s = 0.53$.

вихрей вдоль направления [111], закрученных в противоположных относительно друг друга направлениях, ближе к граням куба образуются более мелкие вихревые образования и замыкающие домены. В этом случае $M_r/M_s = 0.05$. При расчетах без возмущений (вариант 1) получена также конфигурация $W, M_r/M_s = 0.07$. При расчетах с провокацией V получена одновихревая конфигурация *vortex*, $M_r/M_s = 0.03$, что ниже многодоменного (МД) предела 0.05. Отметим, что низкие значения $M_{\rm r}/M_{\rm s}$, возможно, являются артефактом, вызванным неучетом реальной (несимметричной) формы частиц, неоднородностями состава, напряжениями и т.д. Сравнение энергий $E_n(T_r)$ различных состояний при комнатной температуре показывает, что для вариантов 1 и 2 эти энергии близки,

как и по результатам расчетов для частицы размером 200 нм, но энергия конфигурации W в этом случае в два раза ниже (рис. 5).

Таким образом, по результатам расчетов получено, что для варианта 1 (без возмущений) при "охлаждении" до комнатной температуры в частицах размерами d = 80-200 нм образуется мода V, d = 300 нм – мода SV, d = 500-2000 нм – мода W. Для варианта 3 (провокация W): d = 120 нм – мода V, d = 150 нм – мода SV, d = 170 - 2000 нм – мода W. Отметим, что конфигурации, объединенные под символом W, несомненно, несколько отличаются для разных размеров частиц и условий расчета, что можно видеть, сравнивая конфигурации на рис. 4 (d = 200 нм) и рис. 6 (d = 1 мкм). Для варианта 2 (провокация V) для частиц размерами d = 70-1500 нм образуется конфигурация vortex,



Рис. 3. Результаты моделирования "охлаждения" кубической частицы магнетита размером d = 200 нм от температуры Кюри T_c до комнатной T_r и "нагрева" до T = 584°C. Зависимость от температуры: (а), (в), (д) – относительного суммарного магнитного момента M_r/M_s ; (б), (г), (е) – полной энергии частицы; (а), (б) – 1-ый вариант расчетов; (в), (г) – 2-ой вариант; (д), (е) – 3-ий вариант.

для d = 2 мкм получена конфигурация *SV*. О возможности существования одновихревых структур в частицах магнетита микронных размеров отмечено в работе [Nagy et al., 2019]. На рис. 7 представлены результаты моделирования с провокацией *V* для частицы размером d = 1.5 мкм.

Как отмечено выше, возмущение *V* выбиралось в виде $a \times vortex(T_r)$, где a = 0.1. Мы провели расчеты для a < 0.1 с целью выяснить, как величина a влияет на температуру перехода из одного состояния в другое на примере перехода *flower* $\rightarrow vortex$ (рис. 8) для частицы размером 80 нм. Как и следовало ожидать, при уменьшении a происходит постепенный сдвиг температуры трансформации $T_{tr}(a)$ вниз, пока при $a \rightarrow 0$ эта температура не совпадет с таковой, полученной без всякого возму-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

щения. Иными словами, величина параметра *а* в какой-то мере отражает величину потенциального барьера, разделяющего конфигурации *flower* и *vortex* при $T = T_{tr}(a)$.

Как общий результат проведенного моделирования доменной структуры кубических частиц магнетита субмикронных и микронных размеров на рис. 9 приведена диаграмма зависимости температуры переходов "flower – vortex", "flower - multivortex" от размера частиц и начального возмущения. В области размеров и температур, расположенной левее и ниже серого пунктира мода "flower" является единственно возможной (по результатам данной работы). В области между пунктирными линиями возможно существование как моды flower, так и вихревой структуры – V (до d =



Рис. 4. Размер 200 нм, вариант 3 ("провокация" *W*): (а), (б) $T = 583.9^{\circ}$ С, $M_{\rm r}/M_{\rm s} = 0.88$; (в), (г) T = 20 С, $M_{\rm r}/M_{\rm s} = 0.14$; (а), (в) – ADM на гранях кубической частицы; (б), (г) – распределение вектора намагниченности в плоскости (111), центр куба, "охлаждение".

150 нм), для размеров d = 150-300 нм – flower, V, SV, W, при d > 300 нм – моды "flower", V, W. Правее и выше черной пунктирной линии, до размера d = 150 нм – находится область, где реализуется исключительно состояние единичного вихря V, в интервале размеров d = 150-300 нм – возможно образование как моды V, так и W, SV, а выше d =300 нм – образуются моды W и V, для d = 2 мкм получена также конфигурация SV (провокация V).

ДИСКУССИЯ

Автор работы [Néel, 1955] предположил, что для ПОД и МД зерен физические механизмы образования термоостаточной намагниченности могут быть разделены на гистерезисные и термофлуктуационные. Гистерезисный механизм пренебрегает тепловыми возмушениями и предполагает, что TRM приобретается за счет переброса вектора магнитного момента по направлению внешнего магнитного поля. либо за счет движения доменных границ (ДГ) во внешнем магнитном поле, приложенном к образцу во время охлаждения породы. Движущей силой движения ДГ в ферримагнитной частице является зависящее от температуры изменение баланса между энергией внешнего поля, энергией размагничивания и энергией доменных стенок. Термофлуктуационный механизм также предполагает переброс вектора магнитного момента или движение ДГ во внешнем магнитном поле как причину образования TRM, но за счет действия термофлуктаций.



Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для *d* = 1 мкм.

При этом вводится понятие температуры блокировки T_b , выше которой тепловые возбуждения поддерживают термодинамическое равновесие, а ниже положение ДГ или направление магнитного момента **m** замораживается [Néel, 1955; Schmidt, 1973]. Однако, на самом деле, ни гистерезисная, ни термофлуктуационная теории не вполне согласуются с наблюдениями [Shcherbakov et al., 1993; Shcherbakov, Shcherbakova, 2001; McClelland, Shcherbakov, 1995; Shcherbakova et al., 2000]. Tepмофлуктуационная модель, построенная по прямой аналогии с теорией образования TRM в ОД зернах, предсказывает наблюдаемую линейную зависимость TRM для слабых магнитных полей, но не может объяснить экспериментально наблюдаемые в ПОД и МД частицах хвосты парциальных TRM (pTRM) и зависимость интенсивности pTRM от термической предыстории, т.е. раз-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

ницу между величинами рTRMa, полученной при охлаждении образца от T_c , и рTRMb, полученной при охлаждении образца от $T_1 < T_c$ [Shcherbakov, Shcherbakova, 2001], что очевидным образом противоречит закону Телье аддитивности рTRM, сформулированному в работе [Thellier, Thellier, 1959]. С другой стороны, гистерезисная модель объясняет наличие хвостов, но предсказывает нелинейную зависимость TRM от величины поля и не в состоянии объяснить установленный экспериментально закон аддитивности рTRM, справедливый в определенных условиях (одинаковая температурная история создания всех рTRM) и для ПОД, и для МД зерен.

Поскольку линейность TRM(B) в достаточно слабых магнитных полях является экспериментально установленным фактом для образцов, со-



Рис. 6. Размер 1 мкм, вариант 3 ("провокация" *W*): (a), (б) $T = 583.9^{\circ}$ С, $M_{\rm r}/M_{\rm s} = 0.89$; (в), (г) $T = 20^{\circ}$ С, $M_{\rm r}/M_{\rm s} = 0.05$; (д), (е) после "нагрева" до $T = 584^{\circ}$ С, $M_{\rm r}/M_{\rm s} = 0.35$; (а), (в), (д) – АDM на гранях кубической частицы; (б), (г), (е) – распределение вектора намагниченности в плоскости (111), центр кубической частицы.



Рис. 7. Размер 1.5 мкм, вариант 2 ("провокация" *V*): (а), (б) $T = 583.9^{\circ}$ С, $M_{\rm r}/M_{\rm s} = 0.61$; (в), (г) $T = 20^{\circ}$ С, $M_{\rm r}/M_{\rm s} = 0.05$; (д), (е) $T = 584^{\circ}$ С, $M_{\rm r}/M_{\rm s} = 0.09$; (а), (в), (д) – ADM на гранях кубической частицы; (б), (г), (е) – распределение вектора намагниченности в плоскости (111), центр кубической частицы.

ЩЕРБАКОВ, СЫЧЕВА



Puc. 8. Влияние величины возмущения *a* на температуру перехода *flower* \rightarrow *vortex*, *d* = 80 нм.



Рис. 9. Зависимость температуры перехода "flower—vortex", "flower—multivortex" от размера частиц (кружки — результаты моделирования по варианту 1, без возмущений; треугольники — по варианту 2; ромбы — по варианту 3), полученная по результатам моделирования. На врезке — зависимость относительного суммарного магнитного момента M_r/M_s от размера частицы при комнатной температуре (результаты моделирования по варианту 1).

держащих не только ОД, но и ПОД и МД частицы, то гистерезисная модель в настоящее время в литературе серьезно не обсуждается, а основные усилия направлены на развитие термофлуктуационной модели применительно к ПОД и МД частицам. Некоторый прогресс в этом направлении был связан с развитием кинематической теории TRM [McClelland, Sugiura, 1987; Shcherbakov et al., 1993] и феноменологической моделью [Fabian, 2001], позволяющей визуализировать некоторые свойства pTRM. Обе эти модели берут за основу положение о том, что блокирующая T_b и деблокирующая T_{db} температуры в ПОД и МД частицах не равны друг другу. Напомним, что равенство этих температур лежит в основе теоретического обоснования справедливости законов аддитивности и независимости Телье, поэтому нарушение этого равенства тесно связано с упомянутыми выше отклонениями от этих законов для рTRM ПОД и МД зерен.

Физическая природа этих отклонений, очевидно, связана со сложностью ДС ПОД и МД частиц. Как следует из рис. 9, типичная ДС для ПОД частиц, вплоть до d = 2 мкм, представлена модой *flower* (в непосредственной окрестности T_c) и различными вихревыми конфигурациями на остальном температурном интервале. Тем самым наши расчеты подтверждают результаты работ [Almeida et al., 2014; 2016; Nagy et al., 2017; 2019; Lascu et al., 2018], в которых исследовались вихревые структуры в частицах магнетита размером от 100 нм до 3 мкм.

В работах [Almeida et al., 2014; 2016] экспериментально исследовались частицы магнетита размером 150—250 нм и были построены карты магнитной индукции, полученные по вихревой магнитной структуре в частицах ПОД магнетита размером 200 нм. Эксперимент показал, что вихревая структура устойчива при нагревах до температур, близких к T_c . Этот результат согласуется с нашими расчетами, представленными на рис. 6 и рис. 7. Авторы работы [Khakhalova et al., 2018] также сообщают об экспериментальных наблюдениях вихревых конфигураций, но уже в зернах титаномагнетита значительно бо́льшего размера, 1—5 мкм.

Таким образом, наиболее существенным отличием малых ПОД частиц (размером до 2–3 мкм) от однодоменных является наличие в них ряда возможных состояний типа *flower* и vortex с одним или двумя (возможно, несколькими) вихрями. При этом надо иметь в виду, что количество таких состояний может быть достаточно велико, поскольку различные состояния могут реализовываться вдоль различных осей кубической решетки. Так, в работе [Fabian, Shcherbakov, 2018] авторы показали, что в кубической частице магнетита размером около 50 нм в зависимости от ее предистории могут реализовыватся моды *flower* и vortex, при этом число метастабильных состояний *n*_s оказалось равным 60. Используя данные этих расчетов, авторы работы [Fabian, Shcherbakov, 2018], построили модель образования вязкой на-магниченности в таких частицах на основе термо-флуктуационной модели Нееля с использовани-ем кинетических уравнений вида:

$$\frac{dy_i}{dt} = \sum_{k \neq i}^{n_s} (-f_{ik} y_i + f_{ki} y_k),$$
(5)

где: t – время; y_i - относительная заселенность

уровней с условием нормировки $\sum_{i=1}^{n_s} y_i = 1$, f_{ik} – частоты переходов из состояния *i* в состояние *k*. Аналогичные уравнения для случая $n_s = 4$ использовались в работе [Афремов, Панов, 2004] для исследования эволюции распределения магнитных состояний двухфазных частиц под действием термофлуктуаций. Подчеркнем, что в обеих работах рассматривались процессы, проходящие при некоторой постоянной температуре, когда коэффициенты f_{ik} являются постоянными, что позволяет получить полное решение системы (5) в аналитическом виде, например, в форме матричной экспоненты.

Термофлуктуационная модель Нееля TRM ОД частиц также основана на использовании кинетических уравнений типа (5) в простейшем случае $n_{s} = 2$, но с коэффициентами f_{ik} , зависящими от температуры, которая в этом случае изменяется со временем по мере охлаждения или нагрева. Строгий расчет свойств TRM для этой модели был недавно представлен в работе [Shcherbakov et al., 2021] на основе точного решения уравнений (5) для случая $n_{\rm s} = 2$ и линейного (или экспоненциального) спада температуры со временем. Очевидно, этот же подход можно пытаться распространить и на ПОД частицы через введение в рассмотрение ряда дискретных магнитных конфигураций, между которыми происходят переходы под совместным влиянием внешнего магнитного поля и термофлуктуаций. Однако изменчивость во времени коэффициентов уравнений (5) сильно затрудняет решение такой системы при $n_s > 2$, что составляет ее существенное отличие от моделей с постоянными коэффициентами, рассматриваемых в работах [Афремов, Панов, 2004; Fabian, Shcherbakov, 2018], решение которых можно получить в виде матричной экспоненты либо как сумму экспоненциальных членов.

Для понимания некоторых особенностей приобретения TRM в малых ПОД частицах рассмотрим для простоты схему с всего двумя возможными магнитными состояниями, предполагая, например, сосуществование в одной частице только одно- и двух- вихревых конфигураций, направленных по одной и той же оси легкого намагничивания. Тогда можно построить простейшую теоретическую схему образования TRM в малых ПОД частицах, рассматривая систему уравнений (5) для случая четырех возможных магнитных состояний: $1 = V_+$; $2 = V_-$; $3 = W_+$; $4 = W_-$, где индексы + и – означают направления вдоль или против внешнего поля h. Очевидно, прямые переходы $V_+ \rightarrow W_-$ и $V_- \rightarrow W_+$ и обратно требуют преодоления гораздо бо́льшего потенциального барьера, так как эти состояния имеют противоположные направления намагниченности и требуют полной переконфигурации ДС при таком переходе. По этой причине в дальнейшем мы пренебрежем вероятностью этих переходов. Кроме того, по аналогии с работой [Shcherbakov et al., 2021] примем линейную зависимость T(t), так что при охлаждении $T = T_c(1 - t/t_0)$, где $t_0 \sim 10^2 c$ – характерное время охлаждения. Тогда соответствующие кинетические уравнения можно записать следующим образом:

$$dy_{1}/dt = -(a_{12} + a_{13}) y_{1} + a_{21}y_{2} + a_{31}y_{3},$$

$$dy_{2}/dt = -(a_{21} + a_{24}) y_{2} + a_{12}y_{1} + a_{42}y_{4},$$

$$dy_{3}/dt = -(a_{34} + a_{31}) y_{3} + a_{13}y_{1} + a_{43}y_{4},$$

$$dy_{4}/dt = -(a_{43} + a_{42}) y_{4} + a_{24}y_{2} + a_{34}y_{4}.$$

(6)

Здесь и ниже обозначение *t* следует понимать как безразмерное время, в силу нормировки $t \rightarrow t/t_0$. Частота переходов из состояния *i* в состояние *k* есть:

$$a_{ik} = f_0 \exp[-(m_i B_{ik} + \mathbf{m}_i \mathbf{h})/k_{\rm B}T] \approx$$

$$\approx (1/t_0) \exp(q - m_i B_{ik}/k_{\rm B}T)(1 - \mathbf{m}_i \mathbf{h}/k_{\rm B}T), \qquad (7)$$

где: $q = \ln(f_0 t_0); f_0 \approx 10^9$ с — частота прецессии (попыток преодоления потенциального барьера); m_i — магнитный момент *i*-го состояния; B_{ik} — критическое поле перехода $i \rightarrow k; k_B$ — постоянная Больцмана. Здесь предполагается, как обычно, что $\mathbf{m}_i \mathbf{h}/k_B T \ll 1$. Это неравенство обеспечивает линейность индуцированной намагниченности по полю, что является и условием линейности TRM(*B*). Другим фактором, обеспечивающим линейность, может быть магнитостатическое взаимодействие [Щербаков, Щербакова, 1975], но обсуждение этого вопроса лежит далеко за рамками настоящей статьи.

При $B \ll B_{ik}$ магнитные моменты частиц в состояниях 1 и 2, а также в состояниях 3 и 4 практически равны друг другу, так что можно ввести $m_V = m_1 = m_2$ и $m_W = m_3 = m_4$. Обозначим:

$$h_v = m_v h / k_{\rm B} T$$
, $h_w = m_w h / k_{\rm B} T$. (8)

Очевидно, что $B_{12} = B_{21}$ и $B_{34} = B_{43}$. Тогда коэффициенты (7) можно записать в виде:

$$a_{12} = a_{VV} (1 - h_V), \quad a_{21} = a_{VV} (1 + h_V), a_{13} = a_{VW} (1 - h_V), \quad a_{31} = a_{WV} (1 - h_W), a_{24} = a_{VW} (1 - h_V), \quad a_{42} = a_{WV} (1 + h_W), a_{34} = a_{WW} (1 - h_W), \quad a_{43} = a_{WW} (1 + h_W).$$
(9)

Здесь $a_{ij} = \exp(q - m_i(T)B_{ij}(T)/k_BT)$ (i, j = V, W) есть частоты переходов $V \to V, V \to W, W \to V$. Теперь, используя условие нормировки $\sum_{i=1}^{4} y_i = 1$, можно свести систему (6) к системе трех линейных неоднородных дифференциальных уравнений:

$$dy_{1}/dt = -(a_{VV}(1-h_{V}) + a_{VW}(1-h_{V}))y_{1} + a_{VV}(1+h_{V})y_{2} + a_{WV}(1-h_{W})y_{3},$$

$$dy_{2}/dt = -(a_{VV}(1+h_{V}) + a_{VW}(1+h_{V}))y_{2} + a_{VV}(1-h_{V})y_{1} + a_{WV}(1+h_{W})(1-y_{1}-y_{2}-y_{3}),$$

$$dy_{3}/dt = -(a_{WW}(1-h_{W}) + a_{WV}(1-h_{W}))y_{3} + a_{WW}(1-h_{V})y_{1} + a_{WW}(1+h_{W})(1-y_{1}-y_{2}-y_{3}).$$

(10)

Далее для простоты положим, что зависимость от температуры параметров $m_i(T)$ и $B_{ij}(T)$ пропорциональна $j_s(T)$ (по аналогии с ОД зернами), то есть:

$$m_{V}(T) = S_{V}m_{sd}j_{s}(T), \quad m_{W}(T) = S_{W}m_{sd}j_{s}(T), B_{ii}(T) = B_{ii}(T_{r})j_{s}(T), \quad i, j = V, W.$$
(11)

Здесь $m_{sd} = M_{sV}$ – магнитный момент ОД зерна при $T = T_r$, равного по объему рассматриваемому ПОД зерну. Коэффициенты $S_V u S_W (<1)$ учитывают уменьшение магнитного момента за счет неоднородного распределения намагниченности по его объему в ПОД частицах.¹ Тогда:

$$a_{ij} = \exp[q - S_i b_{ij} j_s^2(t)/t)],$$

$$h = S_i b_i(t)/t, i, j = V, W.$$
(12)

где:
$$b_{ij} = m_{sd} B_{ij}(T_r)/k_B T_c$$
,
 $b = m_{sd} B/k_B T_c$, $i, j = V, W$. (13)

Пример численного расчета решения системы уравнений (10) с коэффициентами, определенными по формулам (12), приведен на рис. 10 для параметров $b_{vv} = 150$, $b_{vw} = 20$, $b_{wv} = 50$, $b_{ww} = 60$, b = 0.01, $S_V = 0.5$, $S_W = 0.25$. Начальные условия были выбраны в виде $y_i = 0.25$, i = 1, 3, предполагая для

¹ В этом разделе обсуждается чисто теоретическая модель, не имеющая прямого отношения к расчетам, доложенным в предыдущих разделах, которые для упрощения расчета были проведены для кубических частиц. Здесь же рассматривается другая, наиболее часто встречающаяся ситуация, когда в соотношениях для магнитной энергии доминирует энергия саморазмагничивания. Поэтому и температурная зависимость параметра $B(T) \sim j(T)$ выбрана здесь именно для этого случая. Аналогично, конкретные величины коэффициентов S_V и S_W также выбирались достаточно произвольно. Прямой расчет величины потенциального барьера и параметров S_V и S_W крайне сложен и трудоёмок [Fabian, Shcherbakov, 2019], мы предполагаем выполнить их в последующих наших работах по данной тематике.



Рис. 10. (а) – Намагниченность как функция нормированной температуры T/T_c в процессе охлаждения частицы от T_c до T_1 : одновихревая компонента $y_{lk}(T) = y_1(T) - y_2(T)$ (мелкий пунктир); двухвихревая компонента $y_{lk}(T) = y_3(T) - y_4(T)$ (серая сплошная линия); полная намагниченность (сумма $y_1(T) - y_2(T) + y_3(T) - y_4(T)$) (черная сплошная линия). Линия крупным пунктиром отвечает кривой терморазмагничивания полной намагниченности (см. ниже); (б) – относительная концентрация *с* одновихревой (верхняя кривая) и двухвихревой конфигураций (нижняя кривая).

простоты что в окрестности *T*_с все состояния термодинамически равноправны.

Как видно из рис. 10, приобретение намагниченности в частице с двумя возможными конфигурациями регулируется тремя одновременно идущими процессами: намагничиванием каждой из одно- и двух- вихревой компонент и переходами из одной конфигурации в другую. В самом начале охлаждения мы видим бурное развитие всех этих трех процессов, но затем начинается быстрая перекачка одновихревой конфигурации в двухвихревую, в результате чего происходит видимый спад индуцированной намагниченности $y_{\nu}(T)$, ассоциируемой с одновихревой конфигурацией. Приближение к нулю $v_{\mu}(T)$ совпадает с практически полной трансформацией моды V в энергетически более выгодную моду W, и дальнейший рост полной намагниченности происходит исключительно за счет роста намагниченности этой моды, находящейся в суперпарамагнитном состоянии. Отметим, что для данного набора параметров блокировка перехода $V \rightarrow W$ происходит при $t \approx 0.9$, а намагниченность $y_W(T)$ блокируется заметно ниже, при $t \approx 0.75$.

Рассмотрим теперь процесс терморазмагничивания уже заблокированной намагниченности. Пусть зерно было охлаждено до температуры T_1 (на рис. 10 $T_1 = 0.5 T_c$), чему соответствует нормированная температура $\tau_1 = 1 - T_1/T_c = 0.5$. При нагреве зависимость температуры от времени есть $T(t) = T_1 + T_c t$, где $0 < t < 1 - \tau_1$. Соответственно, величины (13) записываются как:

$$a_{ij} = \exp[q + b_{ij} - b_{ij}/(t_1 + t)],$$

$$h_i = s_i \sqrt{(1 - \tau_1 - t)/(\tau_1 + t)}, \quad i = V, W.$$
(14)

Кривая терморазмагничивания TRM, рассчитанная по уравнениям (10), но при b = 0 и с коэффициентами a_{ij} , рассчитанными по формуле (14), показана на рис. 10 крупным пунктиром. Параметры b_{vv} , b_{vw} , b_{wv} , b_{ww} оставались теми же, что и при расчете кривых намагничивания. Начальные условия были выбраны в виде $y_i(0) = y_i^0$, i = 1,3, где y_i^0 есть значения $y_i(t_1)$, полученные при решении системы (10) для процесса охлаждения (рис. 10). Сравнение кривых терморазмагничивания и намагничивания ясно показывает, что блокирующие и деблокирующие температуры TRM идентичны. Фактически рассмотренный случай мало

отличается от картины образования TRM в ОД частицах, поскольку частицы с изначальной *V*компонентой быстро трансформируются в более выгодную энергетически *W*-моду, и при дальнейшем охлаждении практически вся намагниченность оказывается связана именно с этой модой.

На рис. 11 показаны результаты подобного же расчета, но при параметрах b_{vv} , b_{vw} , b_{wv} и b_{ww} , выбранных таким образом, чтобы энергии этих состояний были примерно одинаковы и не происходило полной трансформации одной моды в



Puc. 11. То же, что и на рис. 10, но при $b_{VV} = 150$; $b_{VW} = 70$; $b_{WV} = 65$; $b_{WW} = 30$; b = 0.01; $S_V = 0.5$; $S_W = 0.25$.

другую. Кроме того, за счет большой разницы в величине параметров b_{vv} и b_{ww} блокировка намагниченности в подсистемах V и W происходит при заметно разных температурах. Как мы видим, в таком случае и деблокировка происходит в два этапа, но в обоих случаях наблюдается совпадение соответствующих T_b и T_{db} .

Оговоримся, что представленные здесь расчеты следует рассматривать только как попытку качественного описания механизма приобретения TRM ПОД зернами, никак не претендующее на количественное описание. Действительно, в наших расчетах как величина ключевых параметров $a_{ii}(t)$ и $h_i(t)$, так и их зависимость от температуры определялись достаточно произвольно, по аналогии с моделью TRM ОД частиц, [Shcherbakov et al., 2021]. Однако ясно, что для реального расчета процесса образования TRM необходимо знать не только возможные ДС и спектр их энергий, но и величину потенциальных барьеров, разделяющих различные ДС, как функцию Т. Как показали авторы работы [Fabian, Shcherbakov, 2018] эта задача в принципе может быть решена с помощью метода эластичных лент для нахождения седловых точек (перевалов) на поверхности (многомерной) микромагнитного функционала энергии, но это – отдельная задача, лежащая далеко за рамками настоящей статьи.

Суммируя все сказанное, подчеркнем, что с физической точки зрения принятая здесь модель ПОД частиц предполагает наличие в них конечного набора *n*_s конфигураций, каждая из которых

обладает определенной энергией, зависящей от температуры. Между этими конфигурациями возможны переходы, в чем и заключается фундаментальное отличие ПОД и ОД частиц. Осуществлению перехода мешает некий потенциальный барьер, который при достаточно высоких температурах легко преодолевается за счет термофлуктуаций, приводя ансамбль таких частиц в состояние термодинамического равновесия как между числом частиц в различных ДС, так и между состояниями вдоль и против направления внешнего поля в одной и той же конфигурации расширенный аналог суперпарамагнитного состояния. По мере охлаждения ансамбля зерен переходы между конфигурациями (как и перевороты магнитных моментов внутри конфигураций) постепенно замораживаются. Иными словами, блокировка в такой модели осуществляется поэтапно, как это проиллюстрировано на рис. 10 и рис. 11. Существенно, что при нагреве частиц деблокировка заблокированных намагниченностей и конфигураций происходит в обратном порядке при той же температуре, что и их блокировка, что означает равенство блокирующих и деблокирующих температур. Действительно, в парадигме Нееля термофлуктуационного механизма приобретения TRM в ПОД зернах мы по-прежнему остаемся в рамках модели, описываемой конечной системой n_s кинетических уравнений (10), и хотя коэффициенты этой системы зависят от температуры, но эта зависимость не изменяется от того. идет ли охлаждение или нагрев ансамбля зерен, что и обеспечивает равенство T_b и T_{db} .

Вывод о справедливости законов Телье аддитивности и независимости pTRM в малых ПОД частицах субмикронного размера не противоречит экспериментальным данным [Большаков, Шербакова, 1979; Shcherbakova et al., 2000; Shcherbakov, Shcherbakova, 2001]. Однако остается вопрос, что же является причиной нарушения этих законов при увеличении размеров частии? Можно предположить, что решающую роль здесь играет взрывной рост числа возможных магнитных конфигураций при росте размеров зерен – как уже говорилось выше, число возможных ДС в зернах, несколько превышающих ОД размер, уже может достигать нескольких десятков, а при дальнейшем увеличении размера их число может расти неограниченно. Можно предположить, что при очень большом числе различных ДС такая система потеряет термодинамическое равновесие и обратимость процессов перестройки ДС при охлаждении и нагреве, что и приведет к нарушению равенства T_h и T_{dh} .

выводы

1. Рассчитана магнитная конфигурация магнетитовых частиц кубической формы субмикронных и микронных размеров и ее эволюция с изменением температуры при охлаждении образцов от температуры Кюри T_c до комнатной температуры и обратном их нагреве до T_c .

2. Показано, что типичные магнитные конфигурации в частицах размера до 2 мкм представлены формами *flower* и *vortex* с одним или двумя вихрями.

3. Предложена модель образования термоостаточной намагниченности в субмикронных псевдооднодоменных частицах на основе расширения термофлуктуационнго механизма приобретения TRM, предложенного Неелем для ОД зерен.

4. Согласно этой модели, в малых ПОД частицах наблюдается равенство блокирующих и деблокирующих температур, и соответственно в них должны выполняться законы Телье аддитивности и независимости pTRM.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФ-ФИ в рамках научного проекта № 20-05-00215 и Госзадания ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Афремов Л.Л., Панов А.В. Остаточная намагниченность ультрадисперсных магнетиков. Владивосток: изд-во Дальневосточного университета. 2004. 192 с.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

Белоконь В.И., Харитонский П.В. Оценка влияния магнитостатического взаимодействия частиц на постседиментационную намагниченность // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1985. № 9. С. 106–109.

Большаков А.С, Щербакова В.В. Термомагнитный критерий определения доменной структуры ферромагнетиков // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1979. № 2. С. 38–47.

Щербаков В.П., Сычева Н.К. Численное моделирование доменной структуры зерен магнетита субмикронных размеров // Физика Земли. 2001. № 4. С. 62–73.

Шербаков В.П., Щербакова В.В. О магнитостатическом взаимодействии в системе однодоменных зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1975. № 9. С. 101– 104.

Almeida T.P., Kasama T., Muxworthy A.R., Williams W., Nagy L., Dunin-Borkowski R. E. Observing thermomagnetic stability of nonideal magnetite particles: Good paleomagnetic recorders? // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. P. 7041–7047.

https://doi.org/10.1002/2014GL061432

Almeida T.P., Muxworthy A.R., Kovács A., Williams W., Nagy L., Conbhuí P.Ó., Frandsen C., Supakulopas R., Dunin-Borkowski R.E. Direct observation of the thermal demagnetization of magnetic vortex structures in nonideal magnetite recorders // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 8426–8434. https://doi.org/10.1002/2016GL070074

Bisotti M.-A., Cortés-Ortuño D., Pepper R., Wang W., Beg M., Kluyver T., Fangohr H. Fidimag - A Finite Difference Atomistic and Micromagnetic Simulation Package // J. Open Research Software. 2018. V. 6(1). P. 22. https://doi.org/10.5334/jors.223

Dunlop D.J., Özdemir Ö. Rock Magnetism: Fundamentals and Frontiers. Cambridge: Cambridge University Press. 1997. 573 p.

https://doi.org/10.1017/CBO9780511612794

Dunlop D.J. The Hunting of the "Psark" // J. Geomagn. Geoelektr. 1977. V. 29. P. 293–318.

Eisenstein I., Aharoni A. Magnetization curling in superparamagnetic spheres // Phys. Review. 1976. V. B.14.5. P. 2078–2095.

Enkin R.J., Dunlop D.J. A micromagnetic study of pseudosingle-domain remanence in magnetite // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 12726–12740.

Fabian K., Kirchner A., Williams W., Heider F., Leib1 T., Huber A. Three-dimensional micromagnetic calculations for magnetite using FFT // Geophys. J. Int. 1996. V. 124. P. 89–104.

Fabian K. A theoretical treatment of paleointensity determination experiments on rocks containing pseudo-single or multi domain magnetic particles // Earth and Planetary Science Letters. 2001. V. 188 (1–2). P. 45–58. https://doi.org/10.1016/S0012-821X(01)00313-2

Fabian K. A theoretical treatment of paleointensity determination experiments on rocks containing pseudo-single or multi domain magnetic particles // Earth and Planetary Science Letters. 2001. V. 188 (1–2). P. 45–58. https://doi.org/10.1016/S0012-821X(01)00313-2 *Fabian K., Shcherbakov V.P.* Energy barriers in three-dimensional micromagnetic models and the physics of thermoviscous magnetization // Geophys. J. Int. 2018. V. 215. P. 314–324.

https://doi.org/10.1093/gji/ggy285

Fu S., Cui W., Hu M., Chang R., Donahue M.J., Lomakin V. Finite-difference micromagnetic solvers with the objectoriented micromagnetic framework on Graphics Processing Units // IEEE Transactions on Magnetics. 2016. V. 52(4). № 7100109.

https://doi.org/10.1109/TMAG.2015.2503262

Fukuma K., Dunlop D.J. Three-dimensional micromagnetic modeling of randomly oriented magnetite grains (0.03–0.3 mm) // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. B12S11. https://doi.org/10.1029/2006JB004562

Heide F., Williams W. Note on temperature dependence of exchange constant in magnetite // Geophys. Res. Lett. 1988. V. 15(2). P. 184–187. https://doi.org/10.1029/GL015i002p00184

Khakhalova E., Moskowitz B.M., Williams W., Biedermann A.R., Solheid P. Magnetic vortex states in small octahedral particles of intermediate titanomagnetite // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2018. V. 19. P. 3071–3083. https://doi.org/10.1029/2018GC007723

Landau L., Lifshitz E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // Phys. Z. Sowietunion. 1935. V. 8. P. 153–169.

Lascu I., Einsle J.F., Ball M.R., Harrison R.J. The vortex state in geologic materials: A micromagnetic perspective // J. Geophysical Research: Solid Earth. 2018. V. 123. P. 7285–7304.

https://doi.org/10.1029/2018JB015909

Leliaert J., Dvornik M., Mulkers J., De Clercq J., Milošević M.V., Van Waeyenberge B. Fast micromagnetic simulations on GPU—recent advances made with mumax3 // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. 123002 (31pp). https://doi.org/10.1088/1361-6463/aaab1c

McClelland E., Sugiura N. A kinematic model of TRM acquisition in multidomain magnetite // Phys. Earth Planet. Inter. 1987. V. 46. P. 9–23.

McClelland E., Shcherbakov V.P. Metastability of domain state in multidomain magnetite: Consequences for remanence acquisition // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 3841–3857. https://doi.org/10.1029/94JB02772

Moon T.S., Merrill R.T. The magnetic moment of nonuniformly magnetized grains // Phys. Earth Planet. Inter. 1984. V. 34. P. 186–194.

Moon T.S., Merrill R.T. Nucleation theory and domain states in multidomain magnetic material // Phys. Earth Planet. Inter. 1985. V. 37. P. 214–222.

Moon T.S., Merrill R.T. Single-Domain Theory of Remanent Magnetization // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. B8. P. 9202–9210.

Nagy L., Williams W., Muxworthy A.R., Fabian K., Almeida T.P., Conbhuí P.Ó., Shcherbakov V.P. Stability of equidimensional pseudo–single-domain magnetite over billion-year timescales // Proceedings of the National Academy of Sciences.

2017. V. 114. P. 10356–10360. https://doi.org/10.1073/pnas.1708344114

Nagy L., Williams W., Tauxe L., Muxworthy A. From nano to micro: Evolution of magnetic domain structures in multidomain magnetite // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2019. V. 20. P. 2907–2918. https://doi.org/10.1029/2019GC008319

Néel L. Some theoretical aspects of rock-magnetism // Advances in Physics. 1955. V. 4(14). P. 191–243. https://doi.org/10.1080/00018735500101204

Conbhuí Ó.P., Williams W., Fabian K., Ridley P., Nagy L., Muxworthy A.R. MERRILL: Micromagnetic earth related robust interpreted language laboratory // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2018. V. 19. P. 1080–1106. https://doi.org/10.1002/2017GC007279

Rave W., Fabian K., Hubert A. Magnetic states of small cubic particles with uniaxial anisotropy // J. Magnetism and Magnetic Materials. 1998. V. 190(3). P. 332–348. https://doi.org/10.1016/S0304-8853(98)00328-X

Schmidt V.A. A multidomain model of thermoremanence // Earth and planet. Sci. Lett. 1973. V. 20. P. 440–446.

Shcherbakov V.P., Taraschan S.A., Lamash B.E. Domain structure of PSD and MD grains and its temperature dependence // Phys. Earth Planet. Inter. 1990a. V. 63. P. 23–31.

Shcherbakov V.P., Schmidt P.W., Sycheva N.K., Lamash B.E. Micromagnetic formulation for the personal computer // Phys. Earth Planet. Inter. 1990b. V. 65. P. 15–27.

Shcherbakov V.P., McClelland E., Shcherbakova V.V. A model of multidomain thermoremanent magnetization incorporating temperature-variable domain structure // J. Geophysical Research. 1993. V. 98(B4). P. 6201–6216. https://doi.org/10.1029/92JB02572

Shcherbakov V.P., Shcherbakova V.V. On suitability of the Thellier method of paleointensity determinations to pseudosingledomain and multidomain grains // Geophys. J. Int. 2001. V. 146. P. 20–30.

https://doi.org/10.1046/j.0956_540x.2001.01421.x

Shcherbakov V.P., Lhuillier F., Sycheva N.K. Exact Analytical Solutions for Kinetic Equations Describing Thermochemical Remanence Acquisition for Single-Domain Grains: Implications for Absolute Paleointensity Determinations // J. Geophys. Res. Solid Earth. 2021. V. 126. \mathbb{N}° 5. P. 1–24.

https://doi.org/10.1029/2020JB021536

Shcherbakova V.V., Shcherbakov V.P., Heider F. Properties of partial thermoremanent magnetization in PSD and MD magnetite grains // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 767–782.

Thellier E., Thellier O. Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique // Ann. Géophys. 1959. V. 15. P. 285–376.

Williams W., Dunlop D.J. Three-dimensional micromagnetic modelling of ferromagnetic domain structure // Nature. 1989. V. 337. P. 634–637.

Micromagnetic Calculations of the Domain Structure of Submicron- and Micron-Sized Magnetite Grains

V. P. Shcherbakov^{*a*, *} and N. K. Sycheva^{*a*, **}

^aBorok Geophysical Observatory of Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Borok, Yaroslavl Region, 152742 Russia *E-mail: shcherbakovv@list.ru

**E-mail: sycheva@borok.yar.ru

The evolution of the domain structure (DS) of cubic submicron- and micron-sized magnetite particles has been studied in detail during "cooling" of specimens from the Curie temperature T_c to room temperature T_r followed by their "reheating" to T_c in order to determine the degree of irreversibility of DS changes during heat treatment and their possible effects on the thermoremanent magnetization (TRM) properties. It is shown that typical magnetic configurations in particles up to 2 µm in size have *flower* or *vortex* shapes with one or two vortices. A model of the formation of thermoremanent magnetization (TRM) in submicron-sized pseudo-single-domain particles (PSD) is proposed based on an expansion of Neel's single-domain thermofluctuation model of TRM acquisition. According to the model, the equality of blocking and deblocking temperatures is retained for submicron PSD grains. Consequently, for this magnetic fraction, the Thellier laws of pTRM additivity and independence must also be valid.

Keywords: rock magnetism, domain structure, micromagnetic modeling, temperature hysteresis, magnetic configuration, thermoremanent magnetization

УДК 550.8

УСТОЙЧИВОСТЬ СТВОЛА СКВАЖИНЫ В БАЖЕНОВСКОЙ СВИТЕ С УЧЕТОМ АНИЗОТРОПИИ УПРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЛАГАЮЩИХ ПЛАСТОВ

© 2023 г. Д. Р. Ардисламова^{1, *}, А. И. Федоров^{1, **}

¹ООО "РН-БашНИПИнефть", г. Уфа, Россия *E-mail: ArdislamovaDR@bnipi.rosneft.ru **E-mail: FedorovAI-ufa@bnipi.rosneft.ru Поступила в редакцию 13.09.2021 г. После доработки 28.01.2022 г. Принята к публикации 16.02.2022 г.

В работе представлен общий подход к моделированию напряженного состояния ствола скважины в баженовской свите. При моделировании пласты представлены как трансверсально-изотропные объекты с заданным направлением оси анизотропии, не совпадающим с вертикалью. В работе также приведены результаты лабораторных исследований керна баженовской свиты. На основании исследования кернового материала получены корреляционные зависимости для восстановления упруго-прочностных параметров трансверсально-изотропной среды на выбранных скважинах. Оценка параметров анизотропии породы проведена на основании как стандартных, так и нестандартных лабораторных исследований. На основании решения задачи о напряженном состоянии в деформационно-ограниченной среде предложен алгоритм для расчета компонент регионального напряженного состояния вдоль траектории скважин. С использованием инструментов программного комплекса РН-СИГМА построены модели устойчивости скважин, проницающих анизотропную горную породу. Показано влияние анизотропии упругости на окно плотности бурового раствора для безопасного бурения. Результаты расчетов показывают серьезное влияние эффектов анизотропии на расчет безопасного окна бурения. Приведены примеры эффектов, к которым может привести наличие анизотропии при интерпретации имиджей, а также при выборе направления бурения горизонтальных стволов.

Ключевые слова: региональное напряжение, анизотропия упругих свойств, трансверсально-изотропная среда, устойчивость ствола скважины, баженовская свита, корреляция упругих свойств. **DOI:** 10.31857/S0002333722060011, **EDN:** FBAPTJ

введение

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к интерес к разработке нетрадиционных коллекторов углеводородов. В частности, к таким коллекторам относятся нефтематеринские отложения баженовской свиты. Углеводороды, содержащиеся в нефтематеринских породах, как правило, находятся под действием повышенного пластового давления. Это приводит к ряду проблем при бурении и, как следствие, необходимости более точного определения границ допустимых давлений бурового раствора, особенно при бурении горизонтальных стволов или наклоннонаправленных стволов с большим отходом от вертикали. Повышение точности моделирования неизбежно приводит к вопросу о соответствии моделей горной породы реальному ее поведению. Многие исследователи [Лехницкий, 1977; Аннин, 2009; Батугин, Ниренбург, 1972; Тихоцкий, 2017]

отмечают, что некоторые породы, слагающие, в том числе, баженовскую свиту, обладают анизотропией упругих свойств. В частности, к таким породам необходимо отнести сланцы, а также различные типы глин.

Настоящее исследование посвящено вопросу о влиянии выбора модели на результат прогноза безопасного окна давления бурового раствора, а также сопутствующих параметров бурения. Для построения моделей в работе использованы действительные данные керновых исследований, выполненных в разное время на образцах пород, слагающих баженовскую свиту. Поскольку исследования не проводились целенаправленно на изучение анизотропных свойств, полученные корреляционные зависимости между упругими свойствами стоит рассматривать скорее как иллюстрацию подхода. Однако полученные в результате анализа данные говорят об анизотропии, характерной для баженовской свиты по данным других источников. Таким образом, в настоящей работе, не претендуя на безусловную точность построения моделей, авторы попытались описать возможные ошибки, к которым приводит неверный выбор модели, а также показать ряд эффектов, которые невозможно описать с использованием моделей изотропных упругих свойств горных пород.

АНИЗОТРОПИЯ УПРУГИХ СВОЙСТВ

Анизотропия — это изменение свойств материала в зависимости от направления. В общем виде закон Гука для пороупругих анизотропных тел можно записать в виде:

$$\sigma_{ij}^{eff} = \sigma_{ij} - \alpha_{ij}p = c_{ijkl}\varepsilon_{kl}, \qquad (1)$$

где: σ_{ij}^{eff} , σ_{ij} — эффективное и полное напряжение соответственно; p —пластовое давление; α_{ij} — тензор пороупругости; ε_{kl} — тензор деформации; c_{ijkl} — тензор упругости 4-го ранга. Для того, чтобы представить закон Гука (1) в удобном для записи виде, часто применяют представление Ламе:

$$\boldsymbol{\sigma}^{eff} = \boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\alpha} p = \hat{\mathbf{C}} \boldsymbol{\varepsilon}. \tag{2}$$

Здесь $\sigma, \sigma^{eff}, \alpha$ – вектора размерности 6, полученные из соответствующих тензоров в записи (1) согласно правилу Ламе: $xx \rightarrow 1$, $yy \rightarrow 2$, $zz \rightarrow 3$, $yz \rightarrow 4, xz \rightarrow 5, xy \rightarrow 6$. Вектор деформации ε также состоит из компонент тензора деформаций, но классически имеет другой вид: $\varepsilon_{1,2,3} = \varepsilon_{xx,yy,zz}$, $\varepsilon_{4,5,6} = 2\varepsilon_{yz,xz,xy}$. Матрица упругости $\hat{\mathbf{C}}$ получается из тензора упругости с учетом правила Ламе и вида вектора деформаций **є**. Введем также матрицу податливости $\hat{\mathbf{S}} = \hat{\mathbf{C}}^{-1}$, обратную матрице упругости. В общем случае матрица упругости с учетом симметрии имеет 21 компоненту. Здесь необходимо упомянуть, что введенные такими правилами вектора и матрицы при повороте системы координат имеют собственные законы преобразования, не совпадающие с классическими законами преобразований в трехмерном пространстве [Лехницкий, 1977]. Далее будем использовать оба способа нумерации в зависимости от контекста.

Наиболее распространенным типом симметрии среди горных пород является слоистая симметрия. К этому типу относятся алевролиты, глинизированные песчаники, сланцы и другие горные породы [Аннин, 2009; Батугин, Ниренбург, 1972]. Слоистые горные породы имеют выделенную ось симметрии или ось изотропии, направленную поперек напластования. При этом по отношению к географической системе отсчета ось изотропии может быть расположена произвольным образом. Будем далее различать географическую систему координат и систему координат, связанную с напластованием (рис. 1). Географическая система координат — это система координат, у которой ось z направлена по вертикали вниз, а ось x направлена на север. Система координат, связанная с напластованием, имеет ось z', направленную поперек напластования, а ось y' лежит в плоскости напластования параллельно дневной поверхности z = 0.

Слоистые породы, каждый слой которых представлен изотропной породой, относятся к трансверсально-изотропным телам. Также к трансверсально-изотропными телам можно отнести любые породы с изотропными включениями, вытянутыми или сплюснутыми только в одном направлении. Такие породы характеризуются пятью модулями упругости. Матрица податливости трансверсально-изотропного тела в системе напластования имеет вид:

$$\hat{\mathbf{S}}' = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_H} & \frac{-\mathbf{v}_{12}}{E_H} & \frac{-\mathbf{v}_{31}}{E_V} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\mathbf{v}_{12}}{E_H} & \frac{1}{E_H} & \frac{-\mathbf{v}_{31}}{E_V} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\mathbf{v}_{31}}{E_V} & \frac{-\mathbf{v}_{31}}{E_V} & \frac{1}{E_V} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G'} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G'} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{2(1+\mathbf{v}_{12})}{E_H} \end{pmatrix}, \qquad (3)$$

где: $E_{H,V}$ – вдоль и поперек напластования; v_{12} – коэффициент Пуассона вдоль напластования; v_{31} – коэффициент Пуассона поперек напластования; G' – модуль поперечного сдвига. Введем углы α и β – азимут падения и наклон оси напластования (рис. 1). Матрица податливости в географической системе отсчета может быть получена при помощи преобразования поворота:

$$\hat{\mathbf{S}} = \mathbf{q}(\alpha, \beta) \hat{\mathbf{S}}' \mathbf{q}^T(\alpha, \beta), \qquad (4)$$

где: $\hat{\mathbf{S}}'$ — матрица податливости в системе отсчета, связанной с напластованием, определенная соотношением (3); $\hat{\mathbf{S}}$ — матрица податливости в географической системе отсчета; $\mathbf{q}(\alpha,\beta)$ — матрица преобразования поворота (см. [Лехницкий, 1977]).

Таким образом, любая слоистая трансверсально-изотропная порода должна быть охарактеризована пятью упругими модулями: $E_H, E_V, v_{12}, v_{31}, G'$,



Рис. 1. Системы координат, применяемые в статье.

а также двумя углами α, β, определяющими положение оси изотропии.

АНАЛИЗ КЕРНОВОГО МАТЕРИАЛА

Общий подход к определению статических модулей упругости включает в себя определение связи между статическими и динамическими модулями упругости на керновом материале и последующем применении полученной корреляционной зависимости к данным акустического каротажа. При существенном отличии акустических свойств, полученных при исследовании на керне и в скважине, вводят дополнительную "ремасштабирующую" корреляцию между акустическими исследованиями разного масштаба. В случае с восстановлением статических параметров анизотропного тела возможно сохранение такого же подхода при определении модулей вертикального нагружения. Продольная и поперечная скорости звука в трансверсально-изотропной среде, распространяющиеся вдоль оси изотропии, зависят только от этих модулей. Для восстановления остальных трех модулей упругости можно воспользоваться их корреляционными зависимостями от двух модулей вертикального нагружения. В настоящей работе рассмотрен способ получения параметров анизотропии пород баженовской свиты по данным проведенных ранее лабораторных испытаний керна месторождений А и Б.

Образцы керна месторождения A были использованы для получения корреляционной зависимости между модулями Юнга E_V и E_H . Тесты были проведены на цилиндрических образцах

диаметром 30 мм и отношением длины к диаметру равным 2. Часть образцов была выбурена перпендикулярно напластованию, часть образцов — параллельно.

Статические модули Юнга определены стандартным способом, как коэффициенты пропорциональности на линейном сегменте зависимости деформации от нагрузки по ветви разгрузки [ASTM D7012-07, 2007]. Для оценки степени анизотропии были выбраны пары образцов с близких глубин (среднее значение разницы глубин 0.16 м), выбуренных в двух взаимно перпендикулярных направлениях. На рис. 2 показаны результаты эксперимента.

Результаты исследований керна А месторождения не позволяют определить коэффициенты Пуассона, поскольку выполнены на цилиндрических образцах. При этом использование цепного датчика не дает возможности учесть различие в деформации вдоль оси изотропии и поперек нее при нагружении образца вдоль напластования. Для измерения коэффициентов Пуассона v_{12} и v_{13} был использован иной подход. К сожалению, полного комплекса исследований на образцах одного месторождения в распоряжении авторов не нашлось, поэтому вторая часть лабораторных исследований основана на результатах испытаний керна месторождения Б.

Образцы керна месторождения Б исследованы на испытательной системе трехосного неравнокомпонентного нагружения ИСТНН. Методика исследования описана в работе [Karev, 2013]. Из кернового материала были изготовлены кубические образцы с гранью 40 либо 50 мм. Образцы



Рис. 2. Результаты керновых исследований по определению модулей упругости баженовской свиты.

маркируются следующим образом: ось 3 образца совпадает с осью изотропии керна (ось z'), ориентация осей 2 и 1 произвольна.

Нагружение образцов проведено в два этапа. На первом этапе образец равномерно обжимается по всем трем осям до заданных значений напряжения. На втором этапе нагрузка по осям 1 и 3 образца поддерживаются постоянными, а нагрузка вдоль оси 2 в плоскости напластования увеличивается. Увеличение нагрузки на втором этапе продолжается до разрушения образца. В ходе испытания измеряются деформации образца по трем взаимно перпендикулярным осям.

По данным испытания был рассчитан коэффициента Пуассона v₁₂, характеризующий деформации вдоль плоскости изотропии при действии нагрузок вдоль плоскости изотропии, а также коэффициент Пуассона v₁₃, характеризующий деформации в направлении оси изотропии при действии нагрузок вдоль плоскости изотропии [Karev, 2020]. Результаты эксперимента показаны на рис. 2.

Итогом проведенных испытаний стали две корреляционные зависимости, позволяющие восстановить два из трех недостающих модуля упругости:

$$E_{H}[\Gamma\Pi a] = 1.192E_{V}[\Gamma\Pi a] + 0.682,$$

$$v_{12} = 0.2985v_{13} + 0.035,$$

$$v_{31} = \frac{v_{13}E_{V}}{E_{H}}.$$
(5)

Последнее соотношение — это прямая связь модулей Юнга и коэффициентов Пуассона трансверсально-изотропного тела [Лехницкий, 1977].

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

На примере изученного кернового материала видно, что упругие свойства — модуль Юнга и коэффициент Пуассона горной породы баженовской свиты зависят от направления. При нагружении поперек напластования модуль Юнга имеет меньшее значение, чем при нагружении вдоль напластования.

Приведенные исследования позволяют восстановить четыре упругих модуля: два модуля Юнга и два коэффициента Пуассона. Но для полноценного описания среды необходимо знать также модуль поперечного сдвига *G*' (3). Для его прямого измерения необходимо привлечение исследований на керне, выбуренном по направлению под углом к оси напластования [Amadei, 1983]. В изученной выборке такие исследования отсутствуют. Однако в работе [Батугин, Ниренбург, 1972] приведена корреляция модуля поперечного сдвига от модулей Юнга и коэффициентов Пуассона, с инженерной точностью описывающая этот модуль для большого количества пород. Приведем здесь эту корреляцию:

$$G' = \frac{E_H E_V}{E_H (1 + 2\nu_{31}) + E_V}.$$
 (6)

Авторы понимают, что подобный подход может вызвать вопросы о состоятельности использования данных с разных месторождений. Важнейшим моментом здесь является идентичность образцов. Стоит, однако, заметить, что подобные вопросы часто возникают даже в случае использования кернового материала из протяженного однородного материала, извлеченного из одной скважины. Более того, в дальнейшем при построении модели полученные корреляционные зави-
симости будут распространены на весь интервал баженовской свиты. Как будет видно далее, это сделано намеренно для того, чтобы подчеркнуть разнообразие эффектов, к которым приводит анизотропия упругих свойств. Подобный подход преследовал и еще одну цель: показать, что, несмотря на отсутствие данных (что часто встречается в инженерной практике), оценку следствия наличия анизотропии часто можно провести и на существующем наборе. Безусловно, при построении модели на месторождениях с анизотропными пластами авторы настоятельно рекомендуют проводить лабораторные испытания кернового материала, направленные на изучение анизотропии конкретных горных пород. Таким образом, результаты, полученные в настоящем разделе, стоит воспринимать как иллюстрацию подхода. Полученные при этом параметры анизотропии не противоречат данным других исследователей о степени анизотропии баженовской свиты [Тихоцкий, 2017; Шустов, 2019; Lu, 2015].

НАПРЯЖЕНИЯ В ДЕФОРМАЦИОННО-ОГРАНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

Далее рассмотрим задачу о напряженном состоянии анизотропного пласта в деформационно-ограниченной постановке. Пусть пласт находится под действием веса вышележащих горных пород σ_{V} . Со стороны вмещающей плиты в латеральном направлении на пласт действуют некоторые тектонические силы. Здесь необходимо ввести еще одну вспомогательную систему координат, связанную с направлением главных тектонических воздействий. Под тектоническим воздействием будем понимать силы, действующие на вмещающую месторождение литосферную плиту со стороны мантии. Эти силы действуют на масштабе, существенно превышающем масштаб месторождения. Для описания эффекта от тектонического воздействия часто прибегают к модели деформационно-ограниченной среды [Зобак, 2018; Jeager, Cook, 2007]. Данная модель предполагает, что тектонические силы на масштабе, большем, чем масштаб месторождения, но меньшем, чем масштаб литосферной плиты, приводят к появлению заданной тектонической деформации. Как и любой тензор, тензор тектонической деформации можно привести к главным осям. Будем предполагать далее, что одна из главных осей этого тензора направлена вертикально вниз, а ось максимальной тектонической деформации направлена под углом ф к направлению на север или к оси *х* географической системы координат. Угол ϕ при этом называют азимутом регионального напряжения. Таким образом, система отсчета, связанная с тектоническим воздействием, получается из географической системы координат поворотом последней вокруг оси z на угол φ . При

расчете тензора восприимчивости в этой системе отсчета можно воспользоваться формулой (4), заменив азимут падения напластования α разностью этого азимута и азимута регионального напряжения $\alpha - \varphi$.

Обозначим максимальную тектоническую деформацию ε_{max} , а минимальную — ε_{min} . Предположим, также, что касательные тектонические напряжения отсутствуют: $\varepsilon_4 = \varepsilon_5 = 0$. Также, в системе отсчета тектонического воздействия касательная деформация равна нулю: $\varepsilon_6 = 0$, а вертикальное напряжение равно горному давлению: $\sigma_3 = \sigma_V$

Запишем закон Гука в системе, связанной с тектоническим воздействием с учетом сделанных предположений, а также выражения (1):

$$\begin{cases} \sigma_{1} - \alpha_{1}p = C_{11}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{12}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{13}\varepsilon_{3} \\ \sigma_{2} - \alpha_{2}p = C_{12}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{22}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{23}\varepsilon_{3} \\ \sigma_{V}^{*} - \alpha_{3}p = C_{13}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{23}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{33}\varepsilon_{3} \\ \sigma_{4} - \alpha_{4}p = C_{14}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{24}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{34}\varepsilon_{3} \\ \sigma_{5} - \alpha_{5}p = C_{15}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{25}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{35}\varepsilon_{3} \\ \sigma_{6} - \alpha_{6}p = C_{16}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{26}\varepsilon_{\max}^{*} + C_{36}\varepsilon_{3} \end{cases}$$
(7)

Здесь C_{ij} — компоненты тензора упругости в системе отсчета, связанной с тектоническими напряжениями; α_i — компоненты тензора пороупругости в этой же системе отсчета, перенумерованные согласно правилу Ламе. Звездочкой для удобства помечены величины, известные из граничных условий. Величины без звездочки — неизвестные, подлежащие определению. При записи компонентов матрицы упругости также учтена ее симметрия по отношению к перестановке индексов, а также ее наиболее общий вид. Выражая из третьего уравнения (7) величину ε_3 и подставляя ее в остальные уравнения, можно записать решение в форме:

$$\sigma_{K} = C_{K3}C_{33}^{-1}\sigma_{V}^{*} + (C_{K1} - C_{K3}C_{33}^{-1}C_{31})\varepsilon_{\max}^{*} + (C_{K2} - C_{K3}C_{33}^{-1}C_{32})\varepsilon_{\min}^{*},$$
(8)

где индекс K = 1, 2, 4, 5, 6.

Анализируя формулу (8) можно сделать несколько важных выводов:

1. Компонента $\sigma_6 = \sigma_{xy} \neq 0$. В этом случае оси главных напряжений не совпадают с осями главных деформаций. Эффект тем больше, чем выше разница главных деформаций.

2. Компоненты $\sigma_4 = \sigma_{yz} \neq 0$, $\sigma_5 = \sigma_{xz} \neq 0$. В этом случае вертикальная ось не является осью главного напряжения. Эффект тем меньше, чем больше разность горного и горизонтального напряжения. Для нормального режима с большой разницей напряжений эффектом можно пренебречь.

3. Даже в случае равенства тектонических деформаций $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ при наличии наклона оси изотропии возможно появление разности главных напряжений. Эффект тем выше, чем выше анизотропия и разница в направлениях осей главных деформаций и оси изотропии.

4. Возможно также проявление эффекта, обратного предыдущему: допустимо $\sigma_1 = \sigma_2$ при неравных тектонических деформациях. И если прямое равенство главных напряжений следует считать скорее совпадением, то проявление снижения контраста напряжений относительно случая со строго вертикальным направлением оси главного напряжения в данном случае может сказаться на результатах дальнейшего моделирования.

МОДЕЛИ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ ПЛАСТА

Исследование процесса устойчивости ствола скважины можно условно разделить на две части:

 Построение модели напряженного состояния пласта с заданными свойствами.

2. Расчет напряженного состояния в околоскважинном пространстве и на стенке скважины.

В предыдущем разделе приведен способ расчета регионального тензора напряжения в анизотропном пласте. Для иллюстрации работы алгоритмов, а также для выявления некоторых особенностей итоговых моделей были построены три варианта моделей напряженного состояния пласта:

1. Первая модель (ISO) предполагает изотропный пласт, модули упругости которого получены стандартным измерением с использованием образцов, выбуренных поперек напластования. Иными словами, в качестве упругих параметров выбраны модули E_V и v_{31} .

2. Вторая модель (VTI) предполагает трансверсально-изотропный пласт, модули упругости которого получены на основании данных стандартного акустического каротажа в вертикальной скважине, а также корреляционных зависимостей (5), (6). Ось изотропии в этой модели направлена строго вверх $\beta = 0$.

3. Третья модель (TTI) предполагает трансверсально-изотропный пласт, модули упругости которого определены согласно той же процедуре, что и во втором случае, но азимут падения пласта α равен 65°, а наклон слоистости β равен 20°.

Поскольку данных о различных пропластках баженовской свиты в распоряжении авторов нет, все корреляции распространены на весь интервал баженовской свиты с целью оценки величин воз-

можных ошибок при определении компонент напряженного состояния. Профили восстановленных упругих свойств в баженовской свите изображены на рис. 3. Обращает на себя внимание большая разница в коэффициентах Пуассона: $v_{31} - v_{12} \sim 0.15$. Контраст модулей Юнга при этом достаточно умеренный (~15%). Помимо модулей упругости важным параметром для построения корректной модели являются величины деформаший и азимут максимального тектонического воздействия. Для построения моделей в баженовской свите эта информация была взята из моделей, построенных для вышележащих ачимовских отложений, поскольку с глубиной величины тектонических деформаций изменяются слабо. Приведем здесь значения ЭТИХ параметров: $\varepsilon_{max} = 4 \times 10^{-4}, \ \varepsilon_{min} = 2 \times 10^{-4}, \ \phi = -40^{\circ}.$

Метод получения тектонических деформаций это подбор таких значений этих параметров, которые не противоречат результатам исследований на скважинах. Исследования включают в себя измерение давления смыкания трещин гидроразрыва на нескольких скважинах, а также анализ результатов работы микроимиджера. Первый тип исследования дает информацию о минимальном горизонтальном напряжении, а второй тип исследования позволяет определить направление действия максимального горизонтального напряжения по данным о направлении вывалов на стенке скважины или направлении техногенной трещиноватости, а также оценить максимальное горизонтальное напряжение по данным о ширине вывалов при прочих известных параметров. Такой процесс называется калибровкой напряжений и по сути является обратной задачей. Более подробное его описание можно найти в работе [Зобак, 2018].

На рис. 4 приведены результаты построения модели компонент напряженного состояния σ_{max} и σ_{min} , а также контраста напряжений $\Delta \sigma = \sigma_{max} - \sigma_{min}$. Подробное рассмотрение модели показывает следующие особенности:

1. Компоненты минимального и максимального горизонтальных напряжений в анизотропных моделях отличаются от таковых в изотропной модели на величину порядка 1–2 МПа. Контраст напряжений при этом отличается на величину порядка 0.5–1 МПа.

2. Присутствие анизотропии в нижней части баженовских отложений приводит к снижению величин напряжений, тогда как в остальной части разреза — к их повышению.

3. Контраст напряжений для модели с наклоном оси изотропии (TTI) на большей части разреза баженовской свиты практически совпадает с контрастом в изотропной модели.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023



Рис. 3. Профили упругих модулей трансверсально-изотропной среды. Левый трек содержит модули Юнга, правый — коэффициенты Пуассона. Сплошными линиями обозначены модули при нагружении поперек напластования (E_V , v_{31}), а пунктиром — модули при нагружении вдоль напластования (E_H , v_{12}).

4. В модели с наклоном оси изотропии наблюдается сильное отклонение направления локального действия максимального напряжения от регионального направления (~22°).

Как видно из сравнения трех различных моделей, анизотропия оказывает существенное влияние на компоненты напряжения. При этом проявления анизотропии весьма разнообразны и сложно предсказуемы. Далее рассмотрим проявления анизотропии упругих свойств горной породы на устойчивость ствола скважины.

МОДЕЛИ УСТОЙЧИВОСТИ СТВОЛА СКВАЖИНЫ

Моделирование подобных задач требует привлечения нестандартных алгоритмов для решения задач о напряженном состоянии скважины, заполненной жидкостью под давлением в предварительно нагруженной среде с анизотропными упругими свойствами. Такая задача решена в программном комплексе "PH-СИГМА". Основой решения задачи является общее решение [Лех-

УСТОЙЧИВОСТЬ СТВОЛА СКВАЖИНЫ



Рис. 4. Профили главных горизонтальных компонент регионального тензора напряжения. Первый трек содержит минимальное напряжение, второй — максимальное, третий трек — контраст горизонтальных напряжений, четвертый — азимут максимального напряжения. Все величины приведены для трех вариантов модели (ISO, VTI, TTI).

ницкий, 1977], реализованное в виде алгоритма. Кроме того, решение этой задачи используется для определения оптимального окна плотности бурового раствора при проводке ствола скважины. Формат данной статьи, а также трудоемкость записи решения не позволяют авторам привести здесь алгоритм решения этой задачи. Стоит, однако, упомянуть, что сам алгоритм основан на решении задачи в комплексных потенциалах и позволяет выписать решение задачи для вмещающей среды, описывающейся произвольной физически корректной матрицей упругости [Amadei, 1983]. В текущей версии ПК "РН-СИГМА" реализована инициализация матрицы упругости не сложнее трансверсально-изотропной среды с произвольным наклоном оси изотропии. Это связано с тем, что данные для описания материа-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

лов с более сложной формой анизотропии, как правило, у инженеров отсутствуют.

Для расчета критической плотности обрушения необходимо выбрать критерий разрушения породы. Вообще говоря, выбор критерия разрушения также является вопросом для отдельного изучения, но этот вопрос не является целью настоящей работы. Исследование влияния критерия разрушения на результат моделирования можно найти в работе [Rahimi, 2014]. Для иллюстрации влияния анизотропии на устойчивость ствола скважины был выбран критерий Кулона— Мора как наиболее часто использующийся при моделировании этого процесса.

В настоящей работе приведены результаты моделирования устойчивости для двух скважин: первая скважина — вертикальная, вторая скважи-



Рис. 5. Окна безопасной плотности бурового раствора для вертикальной (слева) и горизонтальной (справа) скважин.

на — горизонтальная. На рис. 5 представлены результаты моделирования окна безопасной плотности бурового раствора для обеих скважин. На левом треке представлено окно для вертикальной скважины, а на правом — для горизонтальной. Областями с более светлой заливкой показаны области, в которых анизотропия предсказывает изменение окна бурового раствора. Вертикальная скважина фактически проведена без осложнений, что и подтверждает моделирование. Необходимо, однако, отметить несколько особенностей. Во-первых, анизотропия не оказывает практически никакого влияния на критическую плотность обрушения, за исключением небольшой области в нижней части разреза. Здесь учет анизотропии позволяет выбрать более Стереограмма плотности гидроразрыва, г/см³

Стереограмма плотности обрушения, г/см³



Рис. 6. Пример несимметричных стереограмм критических плотностей бурового раствора в анизотропной среде, рассчитанный в ПК "РН-СИГМА".

низкую плотность бурового раствора для прохождения этого интервала. Снижение критической плотности составляет <0.04 г/см³. Критическая плотность поглощения при этом показывает повышение в большей части интервала, за исключением нижней (глубины от 2940 до 2950 м), где она становится существенно ниже. Размер изменений приблизительно одинаков и составляет ~0.05 г/см³ в обе стороны. В целом необходимо отметить, что в данном случае все модели дают приблизительно одинаковый результат.

Иная ситуация наблюдается в случае горизонтальной скважины. Из рис. 5 (справа) видно, что в модели изотропной среды интервал поглощения и интервал обрушения существенно перекрываются, что затрудняет бурение и может привести к ряду осложнений. В данном случае стратегия выбора плотности бурового раствора может заключаться в прохождении интервалов несовместимости с плотностью ниже плотности поглощения. Это приведет к образованию вывалов на стенке скважины. В данном случае контраст напряжений в плоскости, поперечной ее оси велик. Одно из напряжений практически совпадает с горным давлением, а второе – с максимальным горизонтальным напряжением. Следовательно, угловая ширина вывалов будет небольшой, и скважина останется устойчивой [Зобак, 2018]. Выбор плотности бурового раствора выше критического значения плотности поглощения приведет к необходимости изменений состава бурового раствора для формирования вокруг скважины зоны с низкой проницаемостью, что приведет к необходимости дополнительной работы по очистке околоскважинной зоны перед вводом ее в эксплуатацию.

В рассматриваемом случае в модели анизотропной среды общий размер интервалов перекрытия существенно меньше, чем в модели изотропной среды. Критическая плотность поглощения выше на величину ≤0.04 г/см³, а критическая плотность обрушения ниже на величину ≤0.025 г/см³. На практике это приведет к меньшему объему выноса дополнительного шлама из-за образования вывалов при выборе одинаковой плотности бурового раствора, а также к более гибкому выбору плотности бурового раствора до момента начала поглощения. В данном примере различия между анизотропией с вертикальной осью и наклоном оси несущественны.

Горизонтальная скважина в данном примере в действительности не была пробурена, поэтому проверить достоверность модели напрямую невозможно. Однако через интервал баженовской свиты была пробурена горизонтальная скважина на нижележащий интервал. Баженовскую свиту эта скважина пересекала под углом >75°. Осложнений на этой скважине не выявлено.

ЭФФЕКТЫ АНИЗОТРОПИИ

Выше было показано, что выбор модели, описывающей упругие свойства породы, существенно влияет на результат расчета параметров безопасного бурения. Необходимо также обратить внимание на еще один немаловажный аспект потерю симметрии при моделировании в анизотропных средах. Пусть необходимо оценить окно безопасной плотности бурового раствора для двух стволов. Если оба ствола имеют равный наклон, а азимут стволов различается на 180°, то результат



Рис. 7. Синтетический имидж, рассчитанный в ПК "PH-СИГМА" для вертикальной скважины, проходящей через анизотропную среду с недостаточным весом бурового раствора. Индексом 1 отмечены области, в которых появляется эффект вращения направления вывалов, а индексом 2 – области, в которых появляется дополнительная область разрушения.

моделирования в изотропной среде будет абсолютно одинаков. Тот же результат можно ожидать и в трансверсально-изотропной среде, со строго вертикальной осью изотропии (VTI). В случае же, когда ось изотропии наклонена относительно вертикали, этот вывод уже не будет верным (см. рис. 6). Таким образом, при моделировании устойчивости ствола в такой среде необходимо с осторожностью переносить опыт моделирования в более простых средах.

Другой немаловажный факт состоит в том, что потеря симметрии сказывается и на уровне скважины. Как было отмечено ранее, направление максимального горизонтального напряжения на уровне скважины может не совпадать с направлением регионального напряжения. Это приводит к вращению направления вывала, что с одной стороны может быть неверно интерпретировано, а с другой является косвенным признаком наличия анизотропии. Форма вывалов в изотропной однородной среде всегда близка к симметричной независимо от направления ствола относительно вертикали. При этом на стенке скважины образуется ровно два вывала, расположенных друг напротив друга. Это является следствием симметрии полей напряжения на стенке скважины в изотропной среде. Ряд методов интерпретации вывалов основаны на предположении о симметрии вывалов [Зобак, 2018]. В случае, когда ось симметрии не совпадает с осью скважины, такого рода симметрия исчезает, а областей вывалов может быть более двух (см. рис. 7). Эти факты ставят совершенно новую проблему перед исследователями: калибровка модели устойчивости ствола скважины в анизотропной среде должна учитывать все особенности получаемых имиджей.

выводы

В настоящей работе показан процесс построения модели с учетом трансверсально-изотропных свойств пород, слагающих баженовскую свиту. На основании разнородных лабораторных исследований построены корреляции, позволяющие оценить все компоненты тензора упругости слагающих пород. Не претендуя на точность модели, на основании этих общих корреляций построены модели напряженного состояния для трех различных вариантов: изотропной породы, трансверсально-изотропной породы с вертикальной осью изотропии и наклонной осью изотропии. Показано, что уже на уровне модели напряженного состояния их различия нельзя игнорировать, поскольку поведение тензора напряжений в разных моделях отличается не только на уровне величин, но и на качественном уровне: в модели с наклоном оси изотропии может появляться эффект вращения осей главных горизонтальных напряжений.

Для оценки влияния анизотропии на прогноз устойчивости ствола скважины в работе были построены модели устойчивости ствола скважины во всех трех вариантах моделей для двух скважин: вертикальной и горизонтальной. Для построения были использованы инструменты программного комплекса "РН-СИГМА". На уровне скважин отличия также проявляются в существенном изменении параметров окна безопасной плотности бурового раствора. Особенно сильно это сказывается на критической плотности поглощения, хотя и изменения в критической плотности обрушения для горизонтальной скважины также могут быть ошутимы. Более детальный анализ также показал, что эффекты анизотропии горной породы сказываются и на применимости методов, разработанных для изотропных сред. Так, стереограммы критических плотностей более не являются симметричными, а вывалы на стенках скважины могут приобретать специфическую геометрию. В частности, при прохождении анизотропных интервалов может появляться эффект вращения вывала.

Таким образом, при изучении устойчивости ствола скважины в анизотропных средах необходимо применение совершенно новых, нетрадиционных подходов и алгоритмов для построения моделей напряженного состояния как на региональном уровне, так и на уровне скважин. Кроме того, требуются новые подходы к интерпретации скважинных имиджей и других специфических исследований, применяемых в геомеханике при калибровке моделей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аннин Б.Д. Трансверсально-изотропная упругая модель геоматериалов // Сиб. журн. индустр. матем. 2009. Т. 12. № 3. С. 5–14.

Батугин С. А., Ниренбург Р. К. Приближенная зависимость между упругими константами горных пород и параметрами анизотропии // Физ.-техн. проблемы разработки полез. ископаемых. 1972. Т. 7. № 1. С.7–12.

Зобак М.Д. Геомеханика нефтяных залежей. М. – Ижевск: Институт компьютерных исследований. 2018. 479 с.

Лехницкий С.Г. Теория упругости анизотропного тела. (2-е изд., перераб. и доп.) М.: Наука. 1977. 415 с.

Тихоцкий С.А., Фокин И.В., Баюк И.О., Белобородов Д.Е., Березина И.А., Гафурова Д.Р., Дубиня Н.В., Краснова М.А., Корост Д.В., Макарова А.А., Патонин А.В., Пономарев А.В., Хамидуллин Р.А., Цельмович В.А. Комплексные лабораторные исследования керна в ЦПГИ ИФЗ РАН // Наука и технологические разработки. 2017. Т. 96. № 2. С. 17–32.

Шустов Д.В. Анизотропия физико-механических свойств сланцевых пород баженовской свиты // Изв. ВУЗов. Горный журн. 2019. №4. С. 55–60.

Amadei B. Rock Anisotropy and the Theory of Stress Measurements. Springer-Verlag. 1983.

ASTM D7012-07. Standard Test Method for Compressive Strength and Elastic Moduli of Intact Rock Core Specimens under Varying States of Stress and Temperatures, ASTM International, West Conshohocken, PA. 2007. www.astm.org

Jaeger J., Cook N.G., Zimmerman R. Fundamentals of rock mechanics. (4ed.) Blackwell. 2007.

Karev V., Kovalenko Y., Ustinov K. Geomechanics of Oil and Gas Wells. Springer Nature Switzerland AG 2020. 166 p.

Karev V.I., Kovalenko Yu. F. Triaxial loading system as a tool for solving geotechnicalproblemsof oil and gas production. True Triaxial Testing of Rocks. Leiden: CRCPress. Balkema. 2013. P. 301–310.

Lu Y. H., Chen M., Jin Y., Chen G., Lin B. T., Liang C., Ji J. X. "Anisotropic Wellbore Stability Model for Transversely Isotropic Formation and Its Application in Drilling Through Shale Formation." Paper presented at the SPE Asia Pacific Unconventional Resources Conference and Exhibition, Brisbane, Australia, November. 2015.

Rahimi R. "The effect of using different rock failure criteria in wellbore stability analysis". Masters Theses. 2014. 7270. https://scholarsmine.mst.edu/masters theses/7270

Wellbore Stability in the Bazhenov Formation Considering the Anisotropy of Elastic Properties of Composing Strata

D. R. Ardislamova^{*a*, *} and A. I. Fedorov^{*a*, **}

^aOOO RN-BashNIPIneft, Ufa, 450006 Russia

*E-mail: ArdislamovaDR@bnipi.rosneft.ru

**E-mail: FedorovAI-ufa@bnipi.rosneft.ru

This paper offers a general approach to the modelling of the wellbore stress state in the Bazhenov formation. In modelling, strata are presented as transversely isotropic objects with a set direction of the anisotropy axis that does not coincide with the vertical line. The paper also presents results of the laboratory Bazhenov formation core analysis. The analysis of core materials yielded correlation dependences for reconstructing stress-strain parameters of a transversely isotropic medium in selected wells. Parameters of the rock anisotropy were analyzed on the basis of standard and non-standard laboratory tests. The solution of the stress state problem in a deformation bounded medium was used to suggest an algorithm of calculating the components of the regional stress state along the well path. RN-SIGMA software tools were used to construct borehole stability models for wells penetrating anisotropic rocks. The effect of the anisotropy of elasticity on a safe drilling mud density window is demonstrated. The results of the calculations show that the anisotropy effects are crucial for calculating a safe drilling window. Examples are given to demonstrate potential effects of the anisotropy in image interpretation as well as in selecting horizontal wellbore drilling directions.

Keywords: regional stress, anisotropy of elastic properties, transversely isotropic medium, wellbore stability, Bazhenov formation, correlation of elastic properties

УДК 550.8.05

ПЕРЕХОДНЫЙ ПРОЦЕСС НА АКВАТОРИЯХ МОРСКОГО ШЕЛЬФА ПРИ РАБОТЕ С ОСЕВОЙ И ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ УСТАНОВКАМИ И ПОЛЕВОЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

© 2023 г. Е. В. Агеенков^{1, *}, А. А. Ситников^{2, **}, В. В. Владимиров², И. Ю. Пестерев²

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН, г. Новосибирск, Россия ²ООО "Сибирская геофизическая научно-производственная компания", г. Иркутск, Россия *E-mail: AgeenkovEV@ipgg.sbras.ru

> ***E-mail: AAS@dnme.ru* Поступила в редакцию 22.03.2022 г. После доработки 16.08.2022 г. Принята к публикации 18.08.2022 г.

Рассмотрено изменение нестационарного электромагнитного (ЭМ) сигнала над проводящей поляризующейся землей, перекрытой морской водой, на измерительных линиях, расположенных в осевой и экваториальной области источника – импульсной горизонтальной электрической линии (ГЭЛ). Во время работы ГЭЛ в импульсном режиме в среде создается гальванический и вихревой ток. Если среда, на которую воздействует ГЭЛ гетерогенна, то оба влияния приводят к разделению связанных зарядов. После отключения источника, в такой среде возникают релаксационные (деполяризационные) процессы различной природы, проявляющиеся, в частности, в виде ЭМ сигнала. В итоге переходный процесс, регистрируемый заземленной линией после импульсного воздействия ГЭЛ, является, по меньшей мере, суперпозицией трех составляющих: становления ЭМ поля (СП), гальванически вызванной поляризации (ВПГ) и индукционно вызванной поляризации (ВПИ). Сигнал ВП, по мере уменьшения составляющей СП в общем сигнале, проявляется в переходном процессе изменением временных характеристик спада, вплоть до смены полярности сигнала. Как показано ранее численным моделированием для осевой области ГЭЛ, проявление сигнала ВПИ на поздних временах переходного процесса, для большей части геоэлектрических условий суши, неза-метно на фоне проявления ВПГ [Агеенков и др., 2020]. Так же на основе этих расчетов видно, что в осевой области сигнал ВПГ проявляется в виде замедления скорости переходного процесса, а сигнал ВПИ – ускорения скорости спада вплоть до смены знака сигнала. При проведении полевых измерений аквальным дифференциально-нормированным методом электроразведки (АДНМЭ), использующим осевые электрические установки, фиксируются переходные процессы с изменением временных характеристик спада: он становится более затянутым или напротив, протекает быстрее и может сопровождаться сменой полярности сигнала. Т.е. отмечены разные по виду измеряемые сигналы, которые предположительно связаны с проявлением сигналов ВПГ или ВПИ. Актуальность публикации заключается в необходимости объяснить результаты натурных измерений, выполненных на акватории, понять связь протекания переходного процесса с геоэлектрическими условиями, существующими на акваториях. И в общем описать формирование переходной характеристики среды в осевой и экваториальной области ГЭЛ для условий аквальной геоэлектрики. Исследован расчетный сигнал для осевых и экваториальных электрических установок с несколькими разносами в условиях акватории морского шельфа при расположении установки на поверхности, внутри водной толщи, и на дне акватории – на геологических породах. Для осевых установок выполнены расчеты величин, использующихся в АДНМЭ: переходного процесса $\Delta U(t)$, конечной разности переходного процесса $\Delta^2 U(t)$ и трансформанты P1(t) – отношения $\Delta^2 U(t)$ к $\Delta U(t)$. Для экваториальных установок выполнены расчеты сигнала $\Delta U(t)$. Проведено сравнение сигналов 2-х слойной модели среды с поляризующимся и неполяризующимся основаниями.

Ключевые слова: шельф, становление поля, гальванически вызванная поляризация, индукционно вызванная поляризация, переходный процесс, модель Коула–Коула, аквальная геоэлектрика, многоразносная осевая электрическая установка.

DOI: 10.31857/S0002333723020011, EDN: LGSTNS

введение

Горизонтальная электрическая линия является одним из контролируемых излучателей, использующихся в электроразведке для создания искусственного ЭМ поля, воздействующего на геологическую среду. Отклик на это воздействие связан с внутренним строением среды. В импульсной электроразведке регистрируется процесс установления геоэлектромагнитного поля, и по его свойствам судят о распределении геоэлектрических параметров в Земле.

Выделяют два способа воздействия на среду: гальванический ток с заземлений и создание индуктивной связи с токовым контуром. Такой излучатель как токовая петля создает только индуктивную связь с объектом исследования. Другие излучатели: круговой электрический диполь на поверхности Земли и вертикальная электрическая линия внутри Земли, в одномерной среде, подавляют свое индуктивное воздействие на нее и считаются только гальваническими источниками [Могилатов, 2014]. ГЭЛ является излучателем смешанного типа [там же], воздействуя на Землю и гальваническим током, и индуктивной связью с токовым контуром. Гальванический ток стекает и вытекает из Земли через заземления. Токовый контур состоит из токоподводящих линий, соединяющих заземления с источником энергии, и гальванического тока, распределенного в геологической среде. Измерения горизонтальной компоненты электрического поля (Ех) осуществляются также заземленной линией.

Если среда, на которую воздействует ГЭЛ, гетерогенна, то и влияние гальванического тока, и индуктивная связь среды с токовым контуром приводят к разделению связанных зарядов. После ослабления поляризующего воздействия, в такой среде возникает совокупность релаксационных (деполяризационных) процессов различной природы, проявляющихся, в частности, в виде ЭМ сигнала. В итоге переходный процесс, регистрируемый заземленной линией после импульсного воздействия ГЭЛ, является, по меньшей мере, суперпозицией трех составляющих: СП, ВПГ и ВПИ. Составляющие, связанные с ВП, хоть и вызваны разным воздействием источника, определяются распределением одних и тех же поляризационных свойств среды.

ЭМ сигнал релаксационных процессов при расчетах учитывается введением частотно зависимого УЭС [Pelton et al., 1978] или использованием временной зависимости спада ВП [Комаров,1980; Кормильцев, 1980].

В полевых измерениях переходного процесса сигнал становления визуально выделяется, и его поведение хорошо изучено и описано в работах [Табаровский, 1975; Матвеев, 1990; Strack, Vozoff, 1996; West, Macnae, 2008; и др.]. Сигнал ВП, связанный с гальваническим током во время импульса, тоже визуально заметен в переходном процессе во время поздней стадии становления, и хорошо изучен в методе ВП [Комаров, 1980] и других методах [Легейдо и др., 1995; 1997; Моисеев, 2002]. В то же время сигнал ВП, связанный с

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

вихревым током, индуцированным ГЭЛ, для большинства геоэлектрических разрезов незаметен в переходном процессе, и эта тема незначительно затрагивается в литературе по электроразведке [Легейдо, 1998; Моисеев, 2002].

Ранее опубликованы теоретические исследования поведения переходного процесса горизонтального электрического дипля (ГЭД) [Мезенцев. 1990; Левченко, 1992]. В этих работах показана теоретическая возможность смены знака сигнала для осевой установки над горизонтально-слоистой средой в присутствии неполяризующегося перекрытия, если величина разноса (r) меньше или порядка мощности перекрытия (h_1) . При зондированиях с экваториальной дипольной установкой для 3-х слойных моделей, когда УЭС промежуточного слоя отличается от сопротивления вмещающей среды, отмечается усложнение характера кривых спада Ex: переходный процесс после выключения тока может быть знакопостоянным или сопровождаться одно-, двух- и даже трехкратной сменой знака сигнала. Это объясняется, в первую очередь, не взаимодействием токов индукции и ВП, а сложным характером поведения вихревой составляющей суммарного поля.

Один из вариантов полевой экваториальной установки и ее сигналов становления описан в работе [Петров, 2000]. Натурные исследования с ГЭЛ на акваториях проводились с конца 80-х гг. с экваториальной установкой (см. например, [Вишняков и др., 1988]), с симметричной и дипольной [Небрат, 1990].

В публикации [Кожевников, Антонов, 2009] авторы сравнивают индукционный и гальванический источник, использующиеся в методе переходных процессов (МПП) и в методе вызванной поляризации (ВП) для воздействия на геологическую среду, которой свойственно поляризоваться после внешнего ЭМ воздействия. Индукционный способ возбуждения и измерения процессов ВП, несмотря на очевидные технологические преимущества, считается заведомо менее эффективным по сравнению с гальваническим. В масштабе времени, в котором протекают медленные процессы ВП, первичное вихревое электрическое поле, создаваемое при выключении установившегося тока в генераторной петле, воздействует на среду относительно недолго. За это время среда поляризуется незначительно. Если поляризация устанавливается медленно, скорость затухания токов ВП и создаваемого им магнитного поля мала. Поэтому, в соответствии с законом Фарадея, магнитное поле этих токов индуцирует в приемной петле ЭДС низкого уровня. Таким образом, по сравнению с гальваническим методом ВП [Комаров, 1980] при возбуждении и измерении ВП индукционным способом имеет место двойная "потеря" эффективности.

Можно предположить, что воздействие гальванического и вихревого токов будет аналогично по интенсивности и продолжительности, описанному выше для гальванического и индуктивного источников. Поэтому, при натурных измерениях более интенсивный и продолжительный сигнал гальванически вызванной поляризации оставляет "на втором плане" сигнал индукционно вызванной поляризации.

Ранее, для условий наземных измерений численным экспериментом показана, теоретическая возможность распознавания ВПИ в переходном процессе по визуальному признаку [Агеенков и др., 2020]. Была использована синтетическая утрированная модель из класса одномерных моделей, в которой проводящий сильно поляризующийся слой был помещен под проводящий и высокоомный неполяризующиеся горизонты.

Однако ситуация изменяется для условий акваторий шельфа. Численными расчетами для таких условий [Агеенков и др., 2021; 2022] было показано проявление сигнала ВПИ для геоэлектрических моделей, когда проводящая неполяризующаяся вода перекрывает проводящее поляризующееся геологическое основание.

Эти теоретические расчеты объясняют результаты показанных ниже натурных измерений, выполненных на акватории. Когда во время измерений переходного процесса электрической установкой в осевой области источника фиксируются сигналы с изменением скорости спада как с ее замедлением, так и с ускорением вплоть до смены знака в поздней стадии переходного процесса (т.е. разные по виду измеряемые сигналы).

Актуальность публикации состоит в необходимости объяснения результатов натурных измерений, выполненных на акватории, понимании связи протекания переходного процесса с геоэлектрическими условиями, существующими на акваториях, позволяющими проявляться сигналу ВПИ в измерениях заземленной линией и в общем описании формирования переходной характеристики среды в осевой и экваториальной области источника после импульсного воздействия ГЭЛ для геоэлектрических условий акваторий.

В работе исследован расчетный сигнал для осевых и экваториальных электрических установок с несколькими разносами в условиях акваторий морского шельфа при расположении установки на поверхности и внутри водной толщи и на дне акватории – на геологических образованиях. Для осевых установок выполнены расчеты величин, использующихся в АДНМЭ: переходный процесс $\Delta U(t)$, конечная разность переходного

процесса $\Delta^2 U(t)$ и трансформанта P1(t) – отношение $\Delta^2 U(t) \ltimes \Delta U(t)$. Для экваториальных установок выполнены расчеты переходного процесса $\Delta U(t)$.

Проведено сравнение сигналов для неполяризующейся модели и модели с поляризующимся основанием. Определены характеристики, влияющие на вид переходного процесса – это высота установки над геологическими образованиями и разнос. Проведенное исследование позволяет сделать выводы: для условий акваторий в осевой области ГЭЛ сигнал ВП двояко проявляется в переходном процессе как связанный с гальваническим (ВПГ), так и с вихревым током (ВПИ). Причина этому – особая среда, которую создают сильно проводящая вода и проводящее поляризующееся основание (геологические породы). Такая среда позволяет в переходном процессе, созданном заземленной линией. проявляться сигналу ВПИ. Это происходит для измерений в осевой области электрического источника при определенной высоте установки над геологическими образованиями. Если установка находится непосредственно на геологических образованиях, то сигнал ВП проявляется как сигнал ВПГ. Ранее, при практических измерениях, проявление ВПИ рассматривалось как проявление помех. Но этот сигнал моделируемый и его можно рассматривать как информацию о ВП, равную информации об этом процессе, извлекаемую из сигнала гальванически вызванной поляризации. Показаны полевые измерения АДНМЭ с разным визуальным протеканием сигнала, полученным во время переходного процесса. Для экваториальных установок показано, что проявление ВПГ и ВПИ в переходном процессе одинаково, в виде сигнала противоположной полярности относительно сигнала СП.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ АДНМЭ, ВЫПОЛНЕННЫХ НА АКВАТОРИЯХ

Во время переходного процесса существенное влияние на измерения оказывает сигнал СП. При измерениях во временной области после выключения тока в течение некоторого времени происходит становление ЭМ поля в земле и для определенных времен наблюдается суперпозиция индукционных и поляризационных эффектов [Уэйт, 1987; Антонов, Шеин, 2007; 2008]. Снижение влияния СП позволяет подчеркнуть сигнал ВП. Один из способов уменьшения проявления сигнала индукции в сигнале переходного процесса, при работе в осевой области ГЭЛ – трансформация измерений 3-х электродной измерительной линии $M_1M_2M_3$. Такие измерительные линии и трансформанты используются для изучения ВП

при наземных измерениях ДНМЭ [Легейдо и др., 1995; 1997; Легейдо, 1998; Агеенков и др., 2012].

На акваториях АДНМЭ использует осевые установки с длиной источника от 300 до 1000 м, ряд 3-х электродных измерительных линий от 200 до 600 м с разносом от 600 до 1500 м [Ситников и др., 2017; Марков и др., 2021]. На каждой паре измерительных линий $M_1M_2M_3$ проводятся измерения сигнала переходного процесса $\Delta U(t)$ (1) между электродами M_1-M_3 и конечной разности переходного процесса $\Delta^2 U(t)$ (2) между электродами M_1-M_3 . После обработки сигналов $\Delta U(t)$ и $\Delta^2 U(t)$, рассчитывается отношение конечной разности сигнала переходного процесса к сигналу переходного процесса – трансформанта P1(t) на линии $M_1M_2M_3$ (3) [Легейдо и др., 1995; 1997; Легейдо, 1998].

$$\Delta U(t)_{M_1M_3} = \Delta U(t)_{M_1M_2} + \Delta U(t)_{M_2M_3}, \qquad (1)$$

$$\Delta^{2}U(t)_{M_{1}M_{2}M_{3}} = \Delta U(t)_{M_{1}M_{2}} - \Delta U(t)_{M_{2}M_{3}}, \qquad (2)$$

$$P1(t)_{M_{1}M_{2}M_{3}} = \frac{\Delta^{2}U(t)_{M_{1}M_{2}M_{3}}}{\Delta U(t)_{M_{1}M_{3}}} = \frac{\Delta U(t)_{M_{1}M_{2}} - \Delta U(t)_{M_{2}M_{3}}}{\Delta U(t)_{M_{1}M_{2}} + \Delta U(t)_{M_{2}M_{3}}}.$$
(3)

В полученной таким образом трансформанте P1(t), в поздней стадии становления в общем переходном процессе ослабляется сигнал, связанный с вихревым током.

Для понимания поведения измеряемых величин на 3-х электродной установке, расположенной в осевой области ГЭЛ, приведены примеры ПП для двух геоэлектрических моделей. Для одной из них сигнал ВП, главным образом, связан с гальваническим током, для другой с вихревым.

На основе расчетного переходного процесса между электродами M_1-M_2 и M_2-M_3 формировался сигнал $\Delta U(t)$, $\Delta^2 U(t)$ и трансформанта P1(t). В такой трансформации величина, дифференцированная в пространстве, будет давать значения отличные от нуля, а распределенная однородно будет иметь нулевые значения.

Изменение P1(t) во время переходного процесса тесно связано с изменением плотности тока и ее пространственной неоднородности в земле. Плотность тока определяет переходный процесс $\Delta U(t)$ на измерительной линии, а пространственная неоднородность — определяет конечную разность переходного процесса $\Delta^2 U(t)$. Рисунок 1 демонстирует пример, как выглядят графики $\Delta U(t)$, $\Delta^2 U(t)$ и P1(t) над неполяризующейся и поляризующейся землей при преобладании гальванического возбуждения поляризационных процессов. Для расчетов использовалась осевая установка с длиной источника (AB) — 500 м, длиной измерительных линий (M_1M_2 и M_2M_3) — по 500 м, разносом (r) — 1250 м и модель полупространства с УЭС 50 Ом · м, характерным для геоэлектрических условий суши. Учет эффекта ВП осуществлен введением частотно зависимого УЭС формулой Коула–Коула (4) [Pelton et al., 1978]:

$$\rho(\omega) = \rho_0 \left(1 - \eta \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau)^c} \right) \right), \tag{4}$$

где: ρ_0 — удельное электрическое сопротивление на постоянном токе (Ом · м); η —коэффициент поляризуемости (доли ед.); τ — постоянная времени (c); *c* — показатель степени; ω — круговая частота (c⁻¹).

Объяснить поведение графиков можно следующим образом. Во время изменения тока источника в проводящей среде возникает вихревой ток. Для ГЭЛ в начале переходного процесса структура вихревого тока будет повторять структуру гальванического тока, установившуюся во время пропускания тока (ПТ). Процесс становления ЭМ поля связан с растеканием кольца основной плотности вихревых токов вниз и вширь и стремление к равномерному распределению в земле [Strack, 1992]. Поэтому пространственная неоднородность ЭМ поля, связанного с вихревым током, будет уменьшаться, а в поздней стадии становления, стремиться к нулю. Конечная разность переходного процесса $\Delta^2 U(t)$, обусловленная вихревым током, будет стремиться к нулю в поздней стадии становления. Это показано на рис. 1а, значения $\Delta^2 U(t)$ (график 2) резко уменьшаются после времени 0.01 с.

Пространственная неоднородность тока ВПГ (и ЭМ отклика, созданного им) сохраняется на протяжении всего переходного процесса и зависит от расстояния до источника, повторяя плотность гальванического тока. На рис. 1а (график 4) изменения $\Delta^2 U(t)$ приобретают другой характер после времени 0.01 с, когда пространственная неоднородность тока гальванически вызванной поляризации начинает преобладать над пространственной неоднородностью вихревого тока.

Из-за различий в растекании в земле вихревого тока и тока гальванически вызванной поляризации переходный процесс $\Delta U(t)$ и $\Delta^2 U(t)$ на 3-х электродной измерительной установке, расположенной в осевой области источника, над неполяризующейся и поляризующейся средой будет существенно различаться (рис. 1а).

Трансформанта P1(t), полученная на основе расчетов в осевой области заземленной линии, в поздней стадии становления подавляет составляющую сигнала, связанную с диффузией вихревых токов. В поздней стадии плотность вихревых токов выравнивается в нижнем полупространстве и



Рис. 1. Решение ЭМ прямой задачи в осевой области источника во время пропускания тока и переходного процесса: (а) – разность потенциалов ($\Delta U0$) и вторая конечная разность потенциалов ($\Delta^2 U0$), переходный процесс ($\Delta U(t)$) и конечная разность переходного процесса ($\Delta^2 U(t)$); (б) – трансформанта *P*0 и *P*1(*t*). Обозначения графиков: *I* и *3* – $\Delta U0$ и $\Delta U(t)$; *Z* и *4* – $\Delta^2 U0$ и $\Delta^2 U(t)$; *5* и *6* – *P*0 и *P*1(*t*) над неполяризующейся ($\eta = 0$) и поляризующейся ($\eta = 5\%$) землей, соответственно (см. работу [Легейдо, 1998]).

пространственная неоднородность ЭМ поля, создаваемая вихревым током, стремится к 0. Поэтому на этой стадии переходного процесса трансформанта P1(t) для рассмотренных геоэлектрических условий определяется полем гальванически вызванной поляризации (рис. 16).

Индукционно вызванная поляризация в осевой области ГЭЛ проявляется в смене знака $\Delta U(t)$ [Легейдо, 1998], а для 3-х электродной измерительной установки в смене знака второй конечной разности сигнала переходного процесса $\Delta^2 U(t)$ и трансформанты P1(t) [Агеенков и др., 2020]. Рисунок 2 показывает, как выглядят графики $\Delta U(t)$, $\Delta^2 U(t)$ и P1(t) над неполяризующейся и поляризующейся землей с преобладанием индукционного возбуждения поляризационных процессов. Нужно отметить, что в этой публикации за положительный сигнал принят сигнал на изме-

рителе, расположенном в осевой области источника, во время пропускания тока, и все изменения знака сигнала описываются относительно него. Для расчетов использовалась установка, описанная выше, и синтетическая модель, использовавшаяся в первом примере (см. рис. 1), vсложненная введением высокоомного экрана с поляризуемостью свойственной только среде под экраном (табл. 1). Завышенное значение поляризуемости третьего слоя используется в эксперименте для увеличения эффекта ВП, связанного с ним. Модели, использовавшиеся в этих примерах, не характерны для условий акваторий, но ярко показывают визуальные различия в проявлении сигналов ВПГ и ВПИ в переходном процессе на заземленной линии и служат исключительно для этих разьяснений.

Слой	Удельное электрическое сопротивление р, Ом · м	Коэффициент поляризуемости η, %	Постоянная времени т, с	Показатель степени <i>с</i> , б.р.	Мощность слоя h, м
1	50	0			300
2	1000	0			500
3	50	50	1	0.5	∞

Таблица 1. Модель среды с преобладанием индукционного возбуждения поляризационных процессов



Рис. 2. Решение ЭМ прямой задачи в осевой области источника во время пропускания тока и переходного процесса: (а) – разность потенциалов ($\Delta U0$) и вторая конечная разность потенциалов ($\Delta^2 U0$), переходный процесс ($\Delta U(t)$) и конечная разность переходного процесса ($\Delta^2 U(t)$); (б) – трансформанта *P*0 и *P*1(*t*). Обозначения графиков: *I* и *3* – $\Delta U0$ и $\Delta U(t)$; *2* и *4* – $\Delta^2 U0$ и $\Delta^2 U(t)$; *5* и *6* – *P*0 и *P*1(*t*) над неполяризующейся ($\eta = 0$) и поляризующейся в подэкранной толще ($\eta = 50\%$) землей, соответственно (см. работу [Агеенков и др., 2020]).

Основная плотность гальванического тока, для используемой установки, будет сосредоточена выше высокоомного экрана. В середине источника на глубине от 1/4 до 1/10 длины АВ [Матвеев, 1990], т.е. от 50 до 125 м. Вихревой ток, проникая под высокоомный экран, начинает распространяться под ним и поляризовать среду. По мере затухания вихревого тока, среда возвращается в первоначальное состояние, что сопровождается возникновением тока ВПИ. Этот ток следует "тенью" за вихревым током, но имеет противоположное направление. Пространственная дифференциация тока ВПИ повторяет, существовавшую до его возникновения, дифференциацию вихревого тока с задержкой во времени, определяющейся геоэлектрическими свойствами среды (УЭС, постоянной времени поляризационного процесса) (4).

На графике 4 (рис. 2а) видно, что ВПИ начинает проявляться со времени около 10 мс – значения $\Delta^2 U(t)$ начинают уменьшаться вплоть до смены знака сигнала на времени 30 мс, что вызывает и смену знака трансформанты. Смена знака $\Delta U(t)$ (рис. 2а, график 3) происходит позднее – на времени 500 мс, с этим связан разрыв графика P1(t) и вторая смена знака трансформанты, ее значения

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

вновь становятся положительными (рис. 26, график 6). До времени примерно 1 с значения $\Delta^2 U(t)$ превышают значения $\Delta U(t)$, поэтому трансформанта больше 1 — эта часть графика и большие отрицательные значения не показаны на графике 6 (см. рис. 26). Регистрацию сигнала ВПИ, имеющего противоположную полярность, относительно знака сигнала СП, отмечают при работе с индуктивными установками [Кожевников, 2012; Каменецкий и др. 2014; и др.].

Описанные теоретические сигналы показывают, как проявляются временные интервалы преобладания СП, ВПГ и ВПИ во время переходного процесса на 3-х электродной измерительной линии, расположенной в осевой области ГЭЛ.

In situ получены трансформанты со схожим изменением сигнала. Полевые измерения АДНМЭ были выполнены на акватории глубиной порядка 600 м. Использовалась установка с AB – 800 м, имеющей наклон внутри водного слоя – электрод A заглублен на 50 м, элетрод B на 200 м и с измерительной частью, погруженной в водный слой практически горизонтально на глубину 250–300 м, $M_1M_2 = M_2M_3 - 400$ м. Т.о. высота измерительной части над морским дном составляла 300–350 м. Измерения переходной характеристики выпол-



Рис. 3. План графиков измеренного сигнала P1(t). Временная ось показана для первого графика, остальные кривые даны в аналогичном временном интервале.



Рис. 4. Распределение измеренного сигнала P1(t) на линии съемки.

нялись со 100 мс до 12 с Длина линии съемки составляла 25000 м.

На графиках натурных измерений на поздних временах трансформанты P1(t) отмечаются отрицательные значения на нескольких участках линии (рис. 3). Временной интервал отрицательных значений достаточно продолжительный с 3 до 12 с. Пространственная протяженность таких участков составляет 2000-5000 м (рис. 4), учитывая расстояние между точками пространственного осреднения записи [Ситников и др., 2017] принятой в 1000 м.

Есть на этой линии и участки с ярко выраженными положительными значениями P1(t) на поздних временах. Протяженность этих участков 2000 и 3000 м.

Распределение отрицательных и положительных значений на линии съемки носит не случайный характер, поэтому, можно предположить,

что они связаны с изменениями поляризационных свойств геологической среды и глубиной залегания поляризующегося объекта.

ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В основе теоретической части исследования лежат результаты решения прямой задачи от одномерной проводящей поляризующейся среды для горизонтальной электрической компоненты неустановившегося ЭМ поля. Для расчетов сигнала на осевых установках использовался метод линейной фильтрации решения задачи ЭМ становления [Петров, 2000]. При расчетах первоначально вычислялась частотная характеристика сигнала в широком диапазоне частот, затем путем преобразования Фурье получалось решение во временной области. ВП среды учитывалась частотно зависимым УЭС (4). На экваториальных

ФИЗИКА ЗЕМЛИ

Nº 2

2023



Рис. 5. Схема осевых электрических установок: AB – источник; $M_1M_2M_3$, $M_2M_3M_4$, $M_3M_4M_5$, $M_4M_5M_6$, $M_5M_6M_7$, $M_6M_7M_8$, $M_7M_8M_9$, $M_8M_9M_{10}$ – трехэлектродные измерительные линии; r – разнос (расстояние между центром источника и центром трехэлектродной измерительной линии).

установках сигнал рассчитывался программой [Персова и др., 2009; Соловейчик и др., 2011], которая позволяет раздельно моделировать процессы становления ЭМ поля и вызванной поляризации, возбуждаемые электрической линией. ЭДС ВП описывалась формулой В.В. Кормильцева (5) [Кормильцев, 1980]:

$$\beta(t) = \exp\left(\frac{t}{T_0\sqrt{\pi}}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{T_0\sqrt{\pi}}}\right),\tag{5}$$

где: *t* – время (c); T_0 – постоянная времени, связанная с τ в уравнении (4) соотношением: $T_0 = \frac{\tau}{\sqrt{\pi}}$.

Для численного эксперимента была выбрана простая среда — двухслойное полупространство. Первый слой — морская вода сильно проводящая неполяризующаяся мощностью h_1 от 50 до 250 м с УЭС 0.25 Ом · м. Основание — геологические образования проводящие поляризующиеся с УЭС 1.5 Ом \cdot м и поляризуемостью η 0 или 15% (см. рис. 5), временем релаксации τ 0.5 с, показателем степени *с* 0.5 б.р. (табл. 2, табл. 3).

Для численного эксперимента использовалось несколько осевых установок с длиной источника AB, равной 50, 100, 250, 500, 1000 и 2000 м, рядом измерительных линий с длиной, равной длине источника, расположенных в осевой области на разносах, выраженным в единицах длины источника: (3/2)AB, 2AB, (5/2)AB, 3AB, (7/2)AB, 4AB, (9/2)AB, 5AB (рис. 5, табл. 4). Таким образом, рассматривались установки, для которых разнос зависит от длины источника. Установки размещались на поверхности водного слоя, в его середине и на поверхности основания (земли) (см. рис. 5).

На осевых многоразносных установках на каждой трехэлектродной измерительной линии проводились расчеты переходного процесса

Слой	Удельное электрическое сопротивление ρ, Ом · м	Коэффициент поляризуемости η, %	Мощность слоя <i>h</i> , м
1	0.25	0	50—250 и 600*
2	1.5	0	∞

Таблица 2. Модель проводящей среды

*Расчеты для модели с глубиной моря 600 м выполнены для объяснения результатов полевого эксперимента.

Слой	Удельное электрическое сопротивление р, Ом · м	Коэффициент поляризуемости η, %	Постоянная времени τ, с	Показатель степени <i>с</i> , б.р.	Мощность слоя <i>h</i> , м
1	0.25	0	—	—	50—250 и 600
2	1.5	15	1	0.5	∞

Таблица 3. Модель проводящей среды с поляризующимся основанием

Таблица 4. Характеристики осевых установок численного эксперимента

Длина источника AB, м	Разносы <i>г</i> , м	Длина измерителя М ₁ —М ₂ , М ₂ —М ₃ , м
50	75, 100, 125, 150, 175, 200, 225, 250	25, 25
100	150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500	50, 50
250	375, 500, 625, 750, 875, 1000, 1125, 1250	125, 125
500	750, 1000, 1250, 1500, 1750, 2000, 2250, 2500	250, 250
1000	1500, 2000, 2500, 3000, 3500, 4000, 4500, 5000	500, 500
2000	3000, 4000, 5000, 6000, 7000, 8000, 900, 10000	1000, 1000

 $\Delta U(t)$, конечной разности сигнала переходного процесса $\Delta^2 U(t)$ и трансформанты P1(t).

На экваториальных многоразносных установках (рис. 6, табл. 5) на каждой измерительной линии рассчитывался переходный процесс $\Delta U(t)$. Использовались экваториальные установки с длиной источника 50, 100, 250, 500, 1000 и 2000 м и приемников — измерительных линий MN, равных половине длины источника, расположенных на разносах: (2/10)AB, (3/10)AB, (4/10)AB, (5/10)AB, (6/10)AB, (7/10)AB, (8/10)AB, (9/10)AB, AB

Сигнал рассчитывался на времени от 1 мс до 16 с после бесконечного импульса тока (импульс возбуждения — функция Хевисайда).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ДЛЯ ОСЕВЫХ УСТАНОВОК

Необходимо отметить, что оказалось удобно анализировать расчеты, используя не глубину погружения установки в водный слой, а высоту установки над дном акватории (поляризующимся основанием), поэтому дальнейшее изложение и выводы построены на основании такой терминологии.

В переходном процессе на осевых установках выделяется ранняя стадия переходного процесса (РСПП). Ее продолжительность зависит от разноса. Для осевой установки разнос зависит от длины источника, т.к. складывается из половины длин питающей и измерительной линий. Для установки с длиной источника 50 м на ближних разносах 75 и 100 м РСПП не отмечается в расчетном сигнале, начинающемся с 1 мс. Для такого удаления от источника эта стадия переходного процесса закончилась раньше начала расчетов сигнала. На разносах порядка 1000 м РСПП длит-ся до 100 мс, разносе около 3000 – до 1 с, а на разносах порядка 10000 м – до 7–8 с.



Рис. 6. Схема экваториальной электрической установки: АВ – источник; МN –измерительные линии; *r* – разнос (расстояние между центром источника и центром измерительной линии).

ПЕРЕХОДНЫЙ ПРОЦЕСС НА АКВАТОРИЯХ

Длина источника AB, м	Разносы <i>r</i> , м	Длина измерителя MN, м
50	10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50	25
100	20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100	50
250	50, 75, 100, 125, 150, 175, 200, 225, 250	125
500	100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500	250
1000	200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000	500
2000	400, 600, 800, 1000, 1200, 1400, 1600, 1800, 2000	1000

Таблица 5. Характеристики экваториальных установок численного эксперимента

Результаты расчетов представлены в виде графиков *P*1(*t*) на всех разносах и всех высотах установки над дном акватории для поляризующегося и неполяризующегося основания. Графики для донных установок показаны сплошной линией, для установок, расположенных в середине водной толщи — широким пунктиром, для установок, расположенных на поверхности водного слоя — пунктирной линией (рис. 7 и рис. 8). Тонкими серыми линиями показаны графики для модели с неполяризующимся основанием.

Нужно отметить основные тенденции проявления сигнала ВП в переходном процессе по визуальным признакам, одно из таких — увеличение или уменьшение, вплоть до смены знака, амплитуды трансформанты P1(t) на поздних временах в сравнении с трансформантой от неполяризующейся модели. Для установок, находящихся на дне, то есть на поверхности поляризующегося основания, сигнал ВП проявляется в виде сигнала ВПГ для всех разносов. Когда между поляризующимся основанием и установкой появляется неполяризующийся слой (при подъеме установки над дном), на разносах, расположенных ближе к источнику, ВП проявляется в виде сигнала ВПИ. Чем выше поднимается установка над дном, тем

обширнее область ВП, связанная с вихревым током. При увеличении разноса интенсивность проявления сигнала ВП уменьшается, а при еще большем его увеличении сигнал ВП проявляется как сигнал ВПГ. Нужно напомнить, что в рассматриваемых установках длина источника определяет разносы установках длина источника определяет разносы установки, поэтому разнос подразумевается как величина, зависящая от длины источника. Таким образом, на основе выполненных расчетов видно, что от высоты установки над дном моря и от разноса зависит вид проявления сигнала ВП в сигнале переходного процесса проявление его в виде сигнала ВПГ или ВПИ.

Сравнить поведение сигналов для установок разного размера для разной глубины акватории оказалось возможным на основе отношения высоты установки к разносу (приведенная высота установки) – $\Delta h_r = \Delta h/r$ (где Δh – это толщина водного слоя, отделяющего установку от геологических образований, а *r* – расстояние между центрами источника и трехэлектродной измерительной линии).

Графики (см. рис. 7 и рис. 8) обозначены значением приведенной высоты (Δh_r). На более ранних временах показан индекс для установки, расположенной на поверхности воды, на более позд-



Рис. 7. Трансформанта *P*1(*t*) в зависимости от разноса и высоты установки над дном моря. Длина источника: 50 м. Длина разносов: 75, 100, 125, 150, 175, 200, 225, 250 м. Высота установки: 250, 125 и 0 м, при глубине акватории 250 м. Тонкими серыми линиями показан сигнал *P*1(*t*) для проводящей неполяризующейся среды. Индексы кривых: в области ранних времен – приведенная высота для установки, расположенной на поверхности воды; в области поздних времен – приведенная высота для установки, расположенной в середине водной толщи.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023



Рис. 8. Трансформанта *P*1(*t*) в зависимости от разноса и высоты установки над дном моря. Длина источника: 250 м. Длина разносов: 375, 500, 625, 750, 875, 1000, 1125, 1250 м. Высота установки: 250, 125 и 0 м, при глубине акватории 250 м. Тонкими серыми линиями показан сигнал *P*1(*t*) для проводящей неполяризующейся среды. Индексы кривых: в области ранних времен – приведенная высота для установки, расположенной на поверхности воды; в области поздних времен – приведенная высота для установки, расположенной в середине водной толщи.

них временах — индекс (курсивом) для установки, расположенной в середине водной толщи. Для установок, находящихся на дне акватории, приведенная высота равна нулю — индекс не приводится. Эта величина возрастает при подъеме установки над дном и уменьшается при удалении измерителя от источника, то есть при увеличении разноса.

Для осевых установок удалось выделить области, в которых ВП проявляется в виде сигнала ВПГ или ВПИ и происходит переход от одного вида проявления сигнала ВП к другому. Характер проявления сигнала ВП в сигнале переходного процесса в осевой области источника определяется приведенной высотой установки. Возможно выделить интервалы приведенной высоты, для которых одинаково проявление сигнала ВП. Они описаны ниже.

Если приведенная высота установки имеет значения от 0 до 0.2 (небольшая высота или большие разносы), то сигнал ВП проявляется в виде сигнала ВПГ — положительные значения трансформанты P1(t) во время поздней стадии переходного процесса.

Если Δh_r имеет значения больше 0.3 (большая высота или малые разносы), то сигнал ВП проявляется в виде сигнала ВПИ — отрицательные значения трансформанты P1(t) во время поздней стадии переходного процесса.

Если Δh_r имеет значения от 0.2 до 0.3, то значения трансформанты P1(t) во время поздней стадии переходного процесса близки к нулю — можно предположить, что составляющие сигнала ВП, связанные с гальваническим и вихревым током, компенсируют друг друга. При таком положении измерителя изучение процессов ВП становится затруднительным. Расчеты, выполненные для объяснения результатов полевого эксперимента, для модели с глубиной моря 600 м сохраняют выделенные тенденции характера проявления сигнала ВП.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ДЛЯ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Расчеты для экваториальных установок представлены в виде переходных процессов на измерителях на разных разносах от источника (рис. 9). Установки располагались на дне, в середине водной толщи и на поверхности водной толщи.

Нужно отметить схожесть характера изменения сигналов на ранних временах для донной и погруженной установки. Для большинства разносов этих установок присутствует асимптота РСПП, по знаку соответствующая сигналу во время ПТ. С течением времени сигнал на донной и погруженной установках изменяет полярность становится положительным. С увеличением разноса смена знака происходит позднее. После смены знака сигнала наблюдается спад установления поля.

Для поверхностной установки асимптота на ранних временах тоже присутствует, но имеет знак, противоположный знаку сигнала во время ПТ, т.е. сигнал асимптоты положительный. Для такой установки присутствует отрицательная асимптота на ранних временах только при длине источника 1000 и 2000 м на больших разносах (соответственно это разносы 900 и 1000 м и 1200, 1400, 1600, 1800 и 2000 м), Отрицательная асимптота так же заканчивается сменой знака сигнала (он становится положительным), после чего начинается спад.

На поздних временах для кривых в присутствии поляризующегося основания вновь наблю-



Рис. 9. Абсолютные значения переходного процесса $\Delta U(t)$ для экваториальной установки с AB = 250 м и измерителями MN = 125 м с разносом от 50 до 225 м в зависимости от и ее высоты над дном моря. Знаками "+" и "-" показаны сигналы разных знаков. Положительный знак соответствует знаку сигнала во время импульса для измерителя в осевой области источника.

дается смена знака, так проявляется сигнал ВП. Вид сигнала ВП не зависит от высоты установки над дном, поэтому можно предположить, что сигнал вызванной поляризации, связанный с гальваническим и вихревым токов, для экваториальной установки проявляется одинаково. При подъеме установки увеличивается лишь время смены знака сигнала, чем дальше от поляризующегося основания, тем на более поздних временах происходит смена знака. Причем, чем меньше разнос, тем различие начала проявления ВП во времени становится больше. Так для установки с длиной источника 50 м минимальный разнос 25 м и для этих измерителей разница во времени смены знака самая большая, а для установки с длиной источника 2000 м минимальный разнос 1000 м и время смены знака одинаково для всех высот установки над дном.

Расчеты, выполненные для объяснения результатов полевого эксперимента, для модели с глубиной моря 600 м сохраняют описанные изменения сигнала, связанные как со сложным характером поведения вихревой составляющей, так и с проявлением сигнала ВП.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

На основании выполненных расчетов можно описать протекание переходного процесса для геоэлектрических условий акваторий вокруг ГЭЛ. Нестационарный ЭМ сигнал на измерительной линии создается целым рядом процессов. Работа источника заключается в подаче импульсов тока, разделенных между собой измерительной паузой, в связи с этим процессы, порождающие ЭМ сигнал на измерителе, начинаются во время включения тока и продолжаются

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

во время токового импульса, выключения тока и после отключения источника (во время измерительной паузы). Для ГЭЛ образуется осевая и экваториальная области источника, различающиеся направлением тока во время импульса. Соответственно сигнал на измерителях, расположенных в этих областях, будет по-разному изменяться во время работы источника и измерительной паузы.

Известно, что при включении источника постоянного тока в окружающем пространстве мгновенно устанавливается потенциальное электрическое поле. В проводящей среде под воздействием установившегося эл. поля приходят в движение свободные и связанные электрические заряды, создающие гальванический ток. Связанные заряды могут смещаться на ограниченное расстояние, поэтому гальванический ток в начале импульса больше по амплитуде, а затем, по мере прекращения движения связанных зарядов, уменьшается. Вокруг токовых линий, в соответствии с законом индукции Фарадея, возникает вихревое магнитное поле, которое во время нарастания магнитного потока создает ЭДС индукции, препятствующее этому нарастанию. Под действием ЭДС индукции в среде возникает вихревой электрический ток, направленный против направления гальванического тока.

После прекращения движения связных зарядов в среде течет гальванический ток, определяющийся только свободными зарядами (ток проводимости). Знак сигнала на заземленной измерительной линии во время течения тока проводимости для осевой и экваториальной области будет иметь разные знаки. Для одномерных сред области разных знаков разделяют условные линии, проведенные под углом 45° к оси источника в местах заземлений А и В (рис. 10).



Рис. 10. Знак сигнала на измерителях MN, расположенных параллельно оси источника, в осевой и экваториальной области источника AB, во время пропускания тока.



Рис. 11. Переходный процесс на измерителях MN, расположенных параллельно оси источника, в осевой (а) и экваториальной (б) области источника AB.

При отключении источника, во время РСПП (рис. 11), установившееся распределение плотности гальванического тока изменяется не сразу. В соответствии с законом индукции, в среде возникает высокочастотное переменное магнитное поле, препятствующее уменьшению магнитного потока стационарного магнитного поля. Переменное магнитное поле индуцирует вихревой ток, направленный в том же направлении, что и гальванический ток. Направление вихревого и гальванического тока будет совпадать везде, кроме области вблизи провода ГЭЛ, соединяющего источник и заземления от источника, что отражается в знаке сигнала (табл. 6). В этой области вихревой ток будет направлен так же, как ток в проводе во время импульса, замыкая кольцо вихревых токов. В этот момент релаксация связных зарядов, смещенных гальваническим током еще не начинается, она начнется по мере затухания

Процесс, образующий сигнал на измерительной линии	Осевая область ГЭЛ	Экваториальная область ГЭЛ
ПТ	+	_
РСПП	+	_
СП	+	+
ВПГ	+	_
ВПИ	_	_

Таблица 6. Знак сигнала на измерительных линиях, расположенных в осевой и экваториальной области ГЭЛ

появившихся вихревых токов, по мере завершения РСПП.

Нужно отметить, что после отключения источника, сигнал на измерительных линиях определяется вихревым электрическим полем, т.к. потенциального поля уже нет, нет стока и истока электрических зарядов.

По мере затухания высокочастотного магнитного поля, вследствие тепловых потерь, в земле начинается два явления сопровождающихся ЭМ сигналом. Во-первых, вихревые токи начинают просачиваться в среде вширь и вглубь (диффузия вихревого тока), создавая становление ЭМ поля в проводящей среде. Область, где направление вихревого тока соответствовала направлению тока в проводе быстро распространится по всей экваториальной области и на измерителе сменится знак сигнала (см. табл. 6).

Во-вторых, начинается релаксация связанных зарядов различной природы, проявляющаяся, в частности, в виде тока ВПГ (тока деполяризации), создающего ЭМ сигнал (см. табл. 6). Сигнал ВПГ по знаку соответствует сигналу во время пропускания (см. рис. 1).

Во время становления вихревые токи действуют на связанные заряды в новых областях среды, а по мере затухания вихревых токов в этих областях происходит релаксация связанных зарядов. В противоположном направлении начинают течь вихревые токи ВПИ, создавая сигнал ВПИ (см. табл. 6). Можно предположить, что сигналы ВПГ и ВПИ образуются в несколько других областях, область образования сигнала ВПГ переходит в область образования сигнала ВПИ. Вторая область более обширная (вглубь и вширь так же, как и область просачивания вихревых токов больше области. гле была основная плотность гальванического тока). Мы придерживаемся мнения, что изменение знака ПП на поздних временах для измерителей в осевой области источника связано с проявлением ВПИ и объясняем это следующее протекание физического процесса в условиях морских акваторий. Проводимость воды для рассматриваемой модели в 6 раз выше проводимости земли, в этом случае основная плотность гальванического тока сосредоточится в воде. После выключения источника в этой области будет индуцирована повышенная плотность вихревого тока, первоначально он будет удерживаться в соленоидальной ловушке, а со временем, в связи с тепловыми потерями, начнет просачиваться в землю и поляризовать эти толщи, по мере затухания вихревого тока начнет возникать индукционно вызванный ток противоположного направления и



Рис. 12. Расчет приведенной высоты установки (Δh_r). Глубина акватории 250 м.

создавать на измерителе сигнал противоположного знака.

Существует и другая точка зрения на природу смены знака сигнала осевой установки на поздних временах, описанная в публикации [Агеев и др., 2006], ее авторы считают, что смена знака сигнала связана с зарядами, существующими на границе неполяризующейся и поляризующейся среды и имеющими гальваническую природу, т.е. образовавшимися во время пропускания тока (зарядки среды).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование позволяет сделать вывод — по нашему мнению на акватории сильно проводящая вода и проводящее поляризующееся основание (геологические породы) создают особую среду, которая позволяет в переходном процессе, созданном заземленной линией, проявляться сигналу ВПИ. Это происходит для измерений электрической установкой в осевой области источника при определенной высоте установки над геологическими образованиями. Если установка находится непосредственно на геологических породах, то сигнал ВП проявляется как сигнал ВПГ. Т.е. особые геоэлектрические условия на акватории в осевой области источника позволяют проявляться сигналу ВПИ визуально.

Ранее, при практических измерениях, проявление ВПИ рассматривалось как проявление помех. Но этот сигнал моделируемый и его можно рассматривать как информацию о ВП.

В экваториальной области проявление ВП носит общий характер и по виду сигналы ВПГ и ВПИ не различаются

Можно утверждать, что в переходном процессе, созданном электрической линией, главным образом, конкурируют сигналы СП, ВПГ и ВПИ, но только для условий, когда среда состоит из верхнего проводящего неполяризующегося слоя и поляризующегося основания, по нашему мнению, возможно выделить проявление сигнала ВПИ в измерениях переходного процесса. Такие условия характерны для акваторий.

Вид проявления ВП в сигнале переходного процесса (в виде сигнала ВПГ или ВПИ) для осевой установки определяется отношением высоты установки над дном приведенной к разносу ($\Delta h_r = = \Delta h/r$).

В зависимости от Δh_r , сигнал ВП в трансформанте P1(t) может проявляться в виде восходящей ветви на поздних временах, а может быть в виде нисходящей ветви, переходящей в отрицательные значения P1.

Если Δh_r имеет значения от 0 до 0.2 (небольшая высота или большие разносы), то сигнал ВП проявляется в виде сигнала ВПГ — положительные значения трансформанты P1(t) во время поздней стадии переходного процесса.

Если Δh_r имеет значения больше 0.3 (большая высота или малые разносы), то сигнал ВП проявляется в виде сигнала ВПИ — отрицательные значения трансформанты P1(t) во время поздней стадии переходного процесса.

Если Δh_r имеет значения от 0.2 до 0.3, то значения трансформанты P1(t) во время поздней стадии переходного процесса близки к 0.

Значением высоты установки над землей, приведенной к разносу, можно прогнозировать вид проявления сигнала ВП в сигнале переходного процесса. Визуальное представление значений Δh_r показано на рис. 12. Светлой областью выделены значения больше 0.3 — определяющие индукционный характер сигнала ВП. Областью белого цвета, ограниченной изолиниями 0.2 и 0.3, показаны приведенные высоты, на которых сигналы ВП индукционной и гальванической природы компенсируют друг друга. И, соответственно, темной областью показаны значения Δh_r где в сигнале ВП преобладает гальваническая составляющая.

Однако некоторые исследователи [Агеев и др., 2006] смену знака ПП в осевой области источника связывают с релаксацией зарядов на границе сред (неполяризующейся и поляризующейся), имеющих гальваническую природу.

Еще один вывод, который можно сделать на основании проведенных расчетов, имеющий значение для практической реализации изучения ВП для осевых и экваториальных установок: при увеличении длины источника увеличивается продолжительность во времени РСПП, которая не зависит от высоты установки над дном, при этом сокращается продолжительность времени для изучения процесса ВП.

Расчеты, выполненные для объяснения результатов полевого эксперимента, для модели с глубиной моря 600 м сохраняют описанные изменения сигнала для осевой и экваториальной области источника, связанные как со сложным характером поведения вихревой составляющей, так и с проявлением сигнала ВП.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Е.Ю. Антонову за ценные советы по улучшению структуры и содержания публикации. Авторы глубоко благодарны Н.О. Кожевникову за ценные советы и обсуждение исследования.

Авторы благодарят рецензентов статьи за рекомендации по улучшению содержания текста и отсылку к дополнительной литературе по теме публикации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных научных исследований (ФНИ) № FWZZ-2022-0024.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Агеев В.В., Каринский С.Д., Светов Б.С. Становление электромагнитного поля в поляризующейся среде и определение параметров Cole-Cole // Геофизика. 2006. № 5. С. 40–45.

Агеенков Е.В., Давыденко Ю.А., Фомицкий В.А. Влияние неосевого расположения приемной и питающей электрических линий на результаты дифференциальнонормированного метода электроразведки // Геология и геофизика. 2012. Т. 53 (1). С. 150–157.

Агеенков Е.В., Ситников А.А., Пестрев И.Ю., Попков А.В. О проявлении процессов индукционного становления и вызванной поляризации при работе с осевой и симметричной электрическими установками // Геология и геофизика. 2020. Т. 61. № 7. С. 976–991. https://doi.org/10.15372/GiG2019151

Агеенков Е.В., Ситников А.А., Воднева Е.Н. Проявление сигнала вызванной поляризации на многоразносных установках в условиях акваторий с глубиной моря до 100 м // Науки о Земле и недропользование. 2021. Т. 44. № 3. С. 301–311.

Агеенков Е.В., Ситников А.А., Воднева Е.Н. Результаты математического моделирования переходных процессов для условий акваторий морского шельфа // Геология и геофизика. 2022. Т. 63. № 7. С. 971—987.

Антонов Е.Ю., Шеин А.Н. Разделение эффекта становления и явления вызванной поляризации при зондировании поляризующихся сред методом переходных процессов. Сборник материалов международного научного конгресса "Гео-Сибирь-2007". 25–27 апреля 2007 г. Новосибирск: СГГА. 2006. С. 231–218.

Антонов Е.Ю., Шеин А.Н. Способы повышения качества инверсии данных нестационарных электромагнитных зондирований // Геология и геофизика. 2008. № 10. С. 1046–1062.

Вишняков А.Э., Лисицын Е.Д., Яневич М.Ю. Влияние временных параметров вызванной поляризации залежей углеводородов на переходные процессы электромагнитного поля. Техника и методика геофизических исследований Мирового океана. Сборник научных трудов. ПГО "Севморгеология". 1988. С. 124–132.

Каменецкий Ф.М., Тригубович Г.М., Чернышев А.В. Три лекции о вызванной поляризации геологической среды. Мюнхен: Вела Ферлаг. 2014. 58 с.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Импульсная индуктивная электроразведка поляризующихся сред // Геофизический журнал. 2009. Т. 31. № 4. С. 104–118.

Кожевников Н.О. Быстропротекающая индукционновызванная поляризация в мерзлых породах // Геология и геофизика. 2012. Т. 53. № 4. С. 527–540.

Комаров В.А. Электроразведка методом вызванной поляризации. Л.: Недра. 1980. 391 с.

Кормильцев В.В. Переходные процессы при вызванной поляризации. М.: Недра. 1980. 130 с.

Левченко А.В. Взаимное влияние процессов индукции и вызванной поляризации при индуктивном и гальваническом возбуждении. Дис. ... канд. техн. наук. Свердловск: УрО РАН институт геофизики. 1992. 17 с.

Легейдо П.Ю., Мандельбаум М.М., Рыхлинский Н.И. Дифференциально-нормированный метод электроразведки при прямых поисках залежей углеводородов // Геофизика. 1995. № 4. С. 42–45.

Легейдо П.Ю., Мандельбаум М.М., Рыхлинский Н.И. Информативность дифференциальных методов электроразведки при изучении поляризующихся сред // Геофизика. 1997. № 3. С. 49–56.

Легейдо П.Ю. Теория и технология дифференциальнонормированной геоэлектроразведки для изучения поляризующихся разрезов в нефтегазовой геофизике. Дисс. ... докт. геол.-мин. наук. Иркутск: ИрГТУ. 1998. 198 с.

Марков С.Ю., Горбачев С.В., Иванов С.А., Мятчин О.М., Нурмухамедов Т.В., Смилевец Н.П. и др. Повышение надежности прогноза углеводородов на шельфе Печорского моря по результатам переинтерпретации электроразведочных работ в комплексе с сейсморазведочными данными // Геофизика. 2021. № 3. С. 25–33.

Матвеев Б.К. Электроразведка. М.: Недра. 1990. 368 с.

Мезенцев А.Н. Математическое моделирование неустановившихся электромагнитных полей заземленных и незаземленных источников в поляризующихся средах. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Свердловск: УрО АН СССР Институт геофизики. 1990. 38 с.

Могилатов В.С. Импульсная электроразведка. Новосибирск: НГУ. 2014. 300 с.

Могилатов В.С. Эффективная электроразведка в море: csem и другие методы // Геофизика. 2015. № 6. С. 38–42.

Моисеев В.С. Метод вызванной поляризации при поисках нефтеперспективных площадей. Новосибирск: Наука. 2002. 136 с.

Небрат А.Г. Интерпретация данных ЗСБ в морских условиях. Дис. ... канд. геол.-мин. наук. 04.00.12. Москва. 1990. 198 с. 15 с.

Персова М.Г., Соловейчик Ю.Г., Абрамов М.В. Конечноэлементное моделирование геоэлектромагнитных полей, возбуждаемых горизонтальной электрической линией //Сибирский журн. индустриальной математики. 2009. № 4(40). С. 106–119.

Петров А.А. Возможности метода становления электрического поля при поисках углеводородов в шельфовых зонах // Геофизика. 2000. № 5. С. 21–26.

Ситников А.А., Иванов С.А., Жуган П.П., Мальцев С.Х., Агеенков Е.В. Аппаратура, устройства и системы наблюдений для решения нефтегазопоисковых и инженерно-геологических задач на акваториях электроразведочными методами ДНМЭ и НДЭМЗ // Приборы и системы разведочной геофизики. 2017. № 2. С. 34–41.

Соловейчик Ю.Г., Персова М.Г., Абрамов М.В., Токарева М.Г. Конечноэлементное моделирование электрического и магнитного полей вызванной поляризации в трехмерной среде // Сибирский журн. индустриальной математики. 2011. Т. 14. № 3. С. 112–124.

Табаровский Л.А. Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск: Наука. 1975. 143 с.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

Уэйт Дж.Р. Геоэлектромагнетизм. М.: Недра. 1987. 235 с.

Pelton W.H., Ward S.H., Hallof P.G., Sill W.R., Nelson P.H. Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifre-quency IP // Geophysics. 1978. V. 43. P. 588–609.

Strack K.-M. Exploration with deep transient electromagnetics. Elsevier science publishing Co. 1992. 373 p.

Strack K.-M., Vozoff K. Integreiting long offset transient electromagnetic (LOTEM) with seismics in an exploration environment // Geophysical prospecting. 1999. V. 44(6). P. 997–1017.

West G.F., Macnae J.C. Electromagnetic physics of the electromagnetic induction exploration method // Electromagnetic Methods in Applied Geophysics–Applications. SEG Investigations in Geophysics. 2008. V. 2. P. 5–46.

Transient Electromagnetic Process in the Waters of the Sea Shelf with Axial and Equatorial Electric Installations and a Field Experiment

E. V. Ageenkov^{a,} *, A. A. Sitnikov^{b,} **, V. V. Vladimirov^b, and I. Yu. Pesterev^b

^aTrofimuk Institute of Petroleum-Gas Geology and Geophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

^bOOO Siberian Geophysical Research Production Company, Irkutsk, 664050 Russia

*E-mail: AgeenkovEV@ipgg.sbras.ru

**E-mail: AAS@dnme.ru

A change in the non-stationary electromagnetic (EM) signal over the conducting polarizable Earth covered by sea water on measuring lines located in the axial and equatorial regions of the source -a pulsed horizontal electric line (HEL) – is considered. When the HEL operates under pulsed conditions, it creates a galvanic and eddy current in the medium. If the medium affected by the HEL is heterogeneous, both influences lead to the separation of bound charges. After attenuating the impact of an artificial source, relaxation (depolarizing) processes of various nature appear in such a medium, manifesting themselves, in particular, in the form of an EM signal. As a result, the transient process recorded by the grounded line after the pulsed effect of the HEL is at least a superposition of three components: the transient electromagnetic (TEM) signals, galvanically induced polarization (GIP) and inductively induced polarization (IIP). As the contribution of the TEM field component to the overall signal decreases, the IP signal is manifested in the transient process by a change in the time response of the decay, to the point where the signal reverses polarity. As shown earlier by numerical simulations for the axial region of the HEL, the manifestation of the IIP signal at late transient process times, for most of the geoelectric conditions on land, is invisible against the GIP manifestation (Ageenkov et al., 2020). These calculations also show that in the axial region, the GIP signal manifests itself in the form of a deceleration of the transient process rate, and the IDP signal – an acceleration of the decay rate, to the point where the signal changes its sign. Field measurements performed by the aquatic differential-normalized method of electrical prospecting (ADNME), which uses axial electrical installations, record transient processes with a change in the time response of the decay: it becomes more delayed or, vice versa, runs faster and may be accompanied by a change in the polarity of the signal. In other words, measured signals of different forms are observed, which are presumably associated with the manifestation of the GIP or IIP signals. The relevance of the publication lies in the need to explain the results of field measurements performed offshore, to understand the relationship between the course of the transient process and the geoelectric conditions existing in the water area. And in general, to describe the formation of the transient response of the medium in the axial and equatorial region of the HEL for the conditions of aquatic geoelectrics. The calculated signal for axial and equatorial electrical installations with several spacings under the conditions of the sea shelf water area is studied when the installation is located on the surface of and inside the water layer, and on the seabed of the water area – on geological formations. For axial installations, calculations are made of the quantities used in the ADNME: the transient process $\Delta U(t)$, the finite difference of the transient process $\Delta^2 U(t)$ and the transformant P1(t) – the ratio of $\Delta^2 U(t)$ to $\Delta U(t)$. For equatorial installations, the signal $\Delta U(t)$ is calculated. The signals of a two-layered model of the medium with polarizable and non-polarizable bases are compared.

Keywords: shelf, transient electromagnetics (TEM), galvanically induced polarization, inductively induced polarization, transient process, Cole-Cole model, aquatic geoelectrics, multi-spacing axial electrical installation

——— ДИСКУССИИ ———

УДК 550.8.05

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ПЕРЕХОДНОМ ПРОЦЕССЕ ПРИ РАБОТАХ С ОСЕВОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ УСТАНОВКОЙ НА МОРСКОМ ШЕЛЬФЕ

© 2023 г. В. В. Агеев*

Центр геоэлектромагнитных исследований, филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,

*г. Троицк, Россия *E-mail: ageevvv@yandex.ru* Поступила в редакцию 31.07.2022 г. После доработки 24.10.2022 г. Принята к публикации 31.10.2022 г.

В статье описаны представления об источниках полей вызванной поляризации, порождаемых сторонними силами неэлектрического происхождения. Рассмотрены слоистые поляризующиеся среды, над которыми для осевой электрической установки может наблюдаться смена знака вызванной поляризации. Численными модельными экспериментами обосновывается вывод о том, что вызванная поляризация в этом случае вызывается гальваническими токами и не связана с индукционной составляющей.

Ключевые слова: вызванная поляризация, частотная дисперсия, сторонние токи, переходный процесс, осевая электрическая установка.

DOI: 10.31857/S0002333723020023, EDN: LGYWWP

введение

Настоящая публикация простимулирована дискуссией с авторами статьи "Переходный процесс на акваториях морского шельфа при работе с осевой и экваториальной электрическими установками и полевой эксперимент" (Агеенков Е.В., Ситников А.А., Владимиров В.В., Пестерев И.Ю). В ней, помимо актуальной задачи показать, от чего зависит вид наблюдаемых на практике при морских работах сложных, разнообразных переходных процессов над поляризующимся под водой разрезом, еще анализируются вклады разных по способу возбуждения полей вызванной поляризации (ВП) в суммарный сигнал – гальванически вызванной поляризации (ВПГ) и индукционно вызванной поляризации (ВПИ). Авторами утверждается, что индукционно вызванная поляризация в осевой области горизонтальной электрической линии проявляется в смене знака $\Delta U(t)$ на больших временах. И это является визуальным признаком ВПИ. Утверждается, что при морских работах мы имеем дело с особой средой, которую создают сильно проводящая вода и проводящее поляризующееся основание и которая позволяет в переходном процессе проявляться сигналу ВПИ.

Можно предложить альтернативный анализ такого вида переходных процессов, включая мор-

ские условия. При решении прямых задач мы получаем сумму вкладов ВПГ и ВПИ в переходную характеристику. В данной работе, используя разную зависимость этих составляющих ВП от разных параметров разреза и осевой установки, мы постарались численными модельными экспериментами показать, что отрицательные значения ВП имеют гальваническую природу и это согласуется с нашими представлениями об источниках поля ВП.

Поляризуемость среды в наших рассуждениях мы представляем следующим образом [Светов и др., 2011; Каринский, 2011; Агеев и др., 2006; Кормильцев, 1981]. В дисперсионной модели влияние поляризуемости среды может быть описано двумя способами. Во-первых, мы можем считать, что проводимость среды есть функция частоты. Например, использовать феноменологическую формулу Cole-Cole для описания частотной дисперсии проводимости. Во-вторых, ту же самую модель можно описать следующим образом. Проводимость среды от частоты не зависит, но в среде появляется зависящая от частоты сторонняя ЭДС и соответствующий ей сторонний ток *ј*^{СТ}. Введенная сторонняя ЭДС описывает осредненные силы неэлектрического происхождения, действующие на электрически заряженные частицы. Такое представление точнее отражает физический смысл процессов в среде и позволяет в некоторых простых задачах, рассмотренных в статье, представить распределение источников поля ВП и, в частности, объяснить смену знака ВП.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛЯРИЗУЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

Для понимания нашей позиции по обсуждаемому вопросу определим некоторые понятия. Сначала рассмотрим случай, когда можно пренебречь электромагнитной индукцией. Физический смысл явления вызванной поляризации заключается в том, что под действием первичного электрического поля помимо первичного электрического тока, связанного с перемещением зарядов под действием кулоновских сил самого поля, в среде протекают сторонние электрическому полю процессы – электрокинетические, электрохимические и другие. В этих случаях энергия электрического поля частично переходит в энергию другого поля, происходит перераспределение зарядов на микроуровне в объеме пород, среда поляризуется, возникают сторонние ЭДС. Релаксация избыточных зарядов в отдельных ячейках, усредненная по объему среды, феноменологически воспринимается как появление стороннего тока противоположного направления, вызванного нарушением равновесия концентрации зарядов. Но это еще не токи ВП. Аналогичная ситуация имеет место в методе естественного электрического поля (ЕП) при изучении электрокинетических фильтрационных потенциалов. Там в пористой среде под действием сторонней силы – градиента давления двигаются заряды диффузной части двойного электрического слоя вместе с жидкостью. Этот поток представляет собой электрический ток. Это сторонний ток не ЭМ природы. Но просто течения жидкости через пористую среду недостаточно для того, чтобы появилось электрическое поле фильтрации. Электрическое поле создается макрозарядами, а не током. Должны гдето возникнуть макрозаряды - источники электрического поля ЕП. Как показано в работе [Кауфман и др., 2013], такими местами являются неоднородности по электрическим и фильтрационным параметрам, которые пересекает сторонний ток течения, и места нагнетания и разгрузки воды. К аналогичному выводу приходит Титов К.В. [Титов, 2003], подробно описывая три типа возможных макроисточников электрического поля ЕП. Источники первого типа – гидродинамические (первичные – расположены в местах, где поверхностные воды входят в пористую среду или выходят из нее, вторичные - в местах неоднородности среды по коэффициенту фильтрации и источники, связанные с нестационарным течением). Источники второго типа возникают на границах неоднородности среды по электрокинетическому коэффициенту тока, а третьего типа – по электропроводности.

Заметим, что при строгой математической формулировке рассматриваемых задач, в которых возникают сторонние силы, нам достаточно определить распределение соответствующих сторонних токов в среде и для этого распределения решать обычную электродинамическую задачу по определению ЭМ полей. Однако приведенные рассуждения о локализации реальных источников — макрозарядов полезны для лучшего понимания и объяснения возникающих эффектов.

Вернемся к задаче ВП. На макроуровне мы можем обойтись без элементарных зарядов, рассматривая только токи, напряженности и поверхностные заряды на границах неоднородностей. Самая простая задача однородной поляризующейся среды, возбуждаемой постоянным током в линии АВ с шаровыми электродами заземления, рассмотрена в работе [Кормильцев, 1981]. Показано, что при зарядке стабилизированным током на поверхности шарового заземления возникает плотность зарядов, которая описывается двумя составляющими. Первая составляющая – это основные заряды, которые появляются практически мгновенно при включении тока в линии АВ и создают первичное поле E_0 . Убыль основных зарядов восполняется каждое мгновение током, подводимым к заземлению. Вторая составляющая – это дополнительные заряды, которые накапливаются на заземлениях АВ по мере возникновения сторонних сил в поляризующейся среде и поддерживаются сторонним током. Именно эти дополнительные заряды являются источником электрического поля ВП и токов ВП в данной задаче. Ток ВП совпадает по направлению с первичным полем Е₀ и первичным током. После выключения тока зарядки основные заряды на заземлении исчезают, а дополнительные заряды продолжают восполняться сторонним током в поляризованной среде и создавать электрическое поле ВП, постепенно спадая. То есть для однородного поляризующегося пространства или полупространства электрический макрозаряд, создающий поле ВП, образуется на поверхности заземлений АВ, но поддерживается сторонними токами во всем объеме поляризованной среды. Это можно продемонстрировать следующим натурным экспериментом, выполненным в окрестностях г. Уренгоя. Результат показан на рис. 1. Использовалась трехэлектродная **установка** AMN. Электрод В отнесен в бесконечность перпендикулярно MN, чтобы ослабить индукционные эффекты. Электроды MN неполяризующиеся. Разнос небольшой, 10 м. Генераторная линия АВ запитывалась от аккумуляторов. В момент выключения вручную переключателем отключался аккумулятор, а линия АВ закорачивалась. Анало-



Рис. 1. Результат регистрации поля на приемных электродах MN при выключении и включении тока от аккумулятора в генераторной линии при закороченной линии AB и с ее разрывами.

гично при включении разрывалась линия АВ и подключался аккумулятор. Время срабатывания переключателя оказалось примерно 1 мс. При выключении таким способом мы отсоединяем аккумулятор, но линия АВ в течение 1 мс еще разомкнута. В этот момент на электродах АВ сторонними токами в поляризованной среде поддерживается дополнительный заряд, который создает поле ВП на приемнике MN. Поэтому на рисунке в течение первой 1 мс мы наблюдаем типичный спад ВП. Спустя примерно 1 мс замыкается линия АВ, поэтому практически мгновенно исчезает заряд на электродах АВ и, как видно на рисунке, исчезает поле ВП на приемной линии MN. Примерно через 1 с переключателем разрываем линию АВ. В этом состоянии она находится 1 мс. В поляризованной среде релаксация сторонних токов еще не успела закончиться, и они сразу формируют дополнительный заряд на разомкнутых электродах AB. На MN опять регистрируется остаточное поле ВП. Уже после этого подключается аккумулятор и на рис. 1 наблюдается фронт включения.

Таким образом мы можем убирать влияние однородной вмещающей поляризующейся среды, используя генератор напряжения (генератор с очень малым выходным сопротивлением) и в момент пропускания тока и в паузе. Часто коммутируют аккумуляторы с малым внутренним сопротивлением, но в паузе линию AB разрывают. Тогда в паузе имеем дело уже с генератором тока. Такой прием с использованием генератора напряжения позволит ослабить фон от вмещающей среды и выделять локальные поляризующиеся объекты. Этот прием, но только для момента про-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

пускания тока, описан в работе [Шестернев и др., 2003].

Следующая задача с локальным поляризующимся телом в проводящем полупространстве рассмотрена в ряде работ [Светов и др., 2011; Кормильцев, 1981; Соловейчик и др., 2011]. С введением понятия сторонних сил и стороннего тока можно дать следующее физическое описание происходящих процессов. Пусть поле возбуждается электрической линией АВ. При протекании поляризующего тока j_0 в объемно поляризующемся теле возникают сторонние ЭДС и сторонний ток, направленный в противоположную сторону. Сторонний ток не может выйти за пределы поляризующегося тела, и, следовательно, его нормальная компонента j_n^{CT} создает на его границе неоднородно распределенные поверхностные заряды разного знака в соответствии с законом сохранения заряда. Изменяющиеся во времени поверхностные заряды порождают вне и внутри тела токи вызванной поляризации. Это обычные токи проводимости, сопровождаемые электриче-ским полем $E^{B\Pi}$: $j_{1,2}^{B\Pi} = \sigma_{1,2}E^{B\Pi}$. Схематически направление всех токов представлено на рис. 2 из нашей статьи [Светов и др., 2011]

От соотношения проводимостей вмещающей среды и поляризующегося тела будет зависеть соотношение величины внешнего тока ВП и тока ВП внутри тела. В работе [Кормильцев, 1981] особо отмечается экстремальный характер поведения поляризуемости над поляризующимся шаром в зависимости от его проводимости. При малой проводимости первичный ток не затекает в шар и не поляризует его. При большой проводимости первичный ток внутри шара максимален и



Рис. 2. Схема направлений протекания первичного, стороннего тока и токов ВП в локальном объемно поляризующемся теле и в неполяризующейся вмещающей среде с образованием поверхностных зарядов.

вещество шара, несомненно, поляризуется. Но при этом внешние токи ВП будут существенно меньше внутренних, и на поверхности земли даже сильно поляризующееся тело слабо проявится. Пример расчета для симметричной установки AMNB над 2D- поляризующейся вставкой представлен на рис. 3.

Следует обратить внимание на то, что мы анализируем случай с объемной поляризацией, при которой на границе тела возникает простой заряженный слой. Но для электропроводящего поляризующегося тела в растворе электролита будет иметь место двойной слой на границе тела с предельно сближенными разноименными зарядами и сторонние силы сосредоточены вблизи поверхности раздела фаз. Поэтому, например, при лабораторных экспериментах с металлическим телом в баке с электролитом над телом будет интенсивная аномалия ВП, несмотря на его огромную проводимость. Здесь нет противоречия с выше сказанным, так как это другой случай с двойным слоем, который мы не рассматриваем.

МОДЕЛИ СЛОИСТЫХ СРЕД, ПРИВОДЯЩИЕ К СМЕНЕ ЗНАКА ВП

Третья задача касается слоистых поляризующихся сред. В нашей статье [Агеев и др., 2006] рассмотрена цилиндрически слоистая среда. Скважина радиусом 0.1 м заполнена неполяризующейся водой, среда за стенкой скважины поляризуется. Возбуждение поля осуществляется соосным со скважиной электрическим диполем, ток в котором выключается по закону ступени. Измерение электрического поля выполняется на оси скважины. УЭС воды и среды одинаковые. Повторим рассуждения, как и в предыдущей задаче с локальным поляризующимся телом. При пропускании тока среда за стенкой скважины по-



Рис. 3. Значения ВП для симметричной установки AMNB над 2D-прямоугольной поляризующейся вставкой в зависимости от ее УЭС. УЭС среды 300 Ом · м.



Рис. 4. Карты векторов электрического поля для модели скважины с водой в однородной поляризующейся среде ($\sigma = 1 \text{ См/м}$; $\eta = 0.1$; $\tau = 10^{-3} \text{ c}$; c = 0.5) для разных моментов времени после выключения тока в диполе: (a) - t = 0 c; (6) $- t = 10^{-3}$ c.

ляризуется, в ней возникают сторонние токи противоположного первичному току направления. Сторонний ток не выходит из среды в скважину. Его нормальная компонента создает на стенке скважины распределенный поверхностный заряд, который поддерживается сторонним током и порождает в окружающей среде медленно спадающие токи ВП. Строгий расчет электромагнитного поля для данной задачи по работе [Каринский А., 1998] позволяет построить карты векторов электрического поля для разных моментов времени после выключения тока. На рис. 4а показана карта векторов первичного поля. Начиная с некоторого момента после выключения тока, когда закончатся все индукционные процессы в среде, поле Е выглядит как на рис. 46. И в скважине, и вблизи нее электрическое поле полностью определяется процессами ВП.

Из конфигурации направления векторов можно понять, где расположена основная плотность распределенных по границе макрозарядов разного знака. Они показаны на рис. 4б на стенке скважины. Именно эти заряды являются источником поля ВП на поздних временах после выключения и со временем релаксируют со скоростью, определяемой поляризационными параметрами. А возникли они во время длительного пропускания тока, имеют гальваническую природу и поддерживаются сторонними токами в поляризованной среде. Обращаем особое внимание на то, что на оси скважины на малых разносах, сопостави-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023

мых с радиусом скважины, поле ВП меняет знак. А для разносов, превышающих радиус скважины, поле ВП совпадает по направлению с первичным полем.

Рассмотрим теперь двухслойную морскую модель среды с поляризующимся основанием с параметрами, приведенными на рис. 5. Рассмотрены две осевые установки с короткой генераторной линией (рис. 5а) и с очень длинной линией с электродом В, отнесенным в "бесконечность" (рис. 5б). Достаточно очевидна конфигурация токовых линий при пропускании тока в источнике j_0 для обеих установок, которая схематично показана на рис. 5 вместе с направлением j_{cr} в поляризующемся основании. Сторонний ток не может выйти из поляризующейся среды в воду и, следовательно, его нормальная компонента создает на границе раздела (на дне) неоднородно распределенные поверхностные заряды разного знака. Как видим, расположение участков с максимальной плотностью этих зарядов будет зависеть от мощности первого слоя и от размеров источника. Для короткой линии AB, как и для диполя в скважине, эти участки расположены на удалении от АВ, примерно равном мощности h_1 . Поэтому, как и в предыдущем примере со скважиной, знак поля ВП на поверхности на малом разносе для M₁N₁ и на большом разносе (больше h_1) для M_2N_2 будет разным. Из рис. 5б очевидно, что для трехэлектродной установки AMN максимальная плотность зарядов образуется на границе под электро-



Рис. 5. Схема распределения токов j_0 и j_{CT} с образованием поверхностных зарядов для двух осевых установок: (а) – для дипольной установки; (б) – для трехэлектродной установки.



Рис. 6. Переходные характеристики электрического поля над двухслойным морским разрезом для двух установок с линией AB = 200 м и AB = 1000 м.

дом A и смены знака ВП при увеличении разноса ожидать не приходится.

Справедливость этих рассуждений подтвердим строгими расчетами для описанной двухслойной морской модели для двух конкретных осевых установок с малым AB = 200 м и большим AB = 1000 м. В обоих случаях линия MN удалена от ближайшего генераторного электрода на 30 м (при глубине моря 50 м). Полученные переходные характеристики электрического поля приведены на рис. 6. Как и следовало ожидать, при большой линии AB = 1000 м кривая становления не меняет знак. А при AB = 200 м и малом разносе на поздних временах наблюдается смена знака поля ВП. Заметим, что при большом удалении MN для этой же задачи с AB = 200 м смены знака не будет.

Итак, мы рассмотрели проявление вызванной поляризации на двух примерах слоистых моделей. Показали, что смена знака переходного процесса ВП при определенных соотношениях разносов, мощностей и размеров источника полностью объясняется нашими представлениями о физических процессах в среде, имеет гальваническую природу и не является "визуальным признаком" ВПИ.

Если сторонние токи не пересекают поверхности поляризующегося тела, как в случае с возбуждением горизонтально слоистой поляризующейся среды горизонтальной генераторной петлей, то и заряды на границах не возникают. В пластах индуцированный в них ток проводимости также порождает сторонний ток противоположного направления. Однако он не сопровождается электрическим полем, не создает токов ВП и проявляется только в магнитном поле, порождаемом сторонними токами. Электрическое поле ВП возникает только в результате индукции связанного с поляризацией магнитного поля.

Необходимо сделать одно важное замечание. При рассмотрении двух простейших моделей однородного поляризующегося полупространства и двухслойной среды с поляризующимся основанием показано, что источниками поля ВП являются поверхностные заряды на генераторных электродах АВ или на границе слоев, соответственно. Может сложиться впечатление, что в этих примерах поле ВП характеризует только приэлектродную область в первом случае, или глубинность метода ВП ограничена только мощностью первого слоя во втором. Это не так. Поверхностные заряды определяют измеряемое поле ВП, но порождаются и поддерживаются эти заряды сторонними ЭДС и сторонним током во всей охваченной первичным полем поляризующейся среде и поэтому отражают поляризационные свойства разреза на глубину, определяемую разносом установки. Если поляризованных слоев несколько, то на каждой границе будут формироваться свои поверхностные заряды, дающие свой вклад в суммарное поле ВП.

ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ДЛЯ МОРСКОЙ МОДЕЛИ

Электрическая линия - смешанный источник, имеет и гальваническую и индукционную составляющие. Соответственно вихревые токи в поляризующейся среде приводят к образованию ВПИ наравне с ВПГ. В простейшем случае из аналитики для электрического диполя в ближней зоне над однородным поляризующимся полупространством этот член разного знака с электродинамическим становлением и сушественно меньше по интенсивности, чем ВПГ. То есть при решении прямой задачи можно, в частности, ожидать проявление ВП на кривой спада со сменой знака как индукционной природы, так и гальванической. Как же ответить на вопрос, какой процесс отвечает за это проявление – ВПГ или ВПИ?

Для этого, учитывая разные зависимости ВПГ и ВПИ от разных параметров разреза и установки, поставим несколько численных экспериментов с изменением таких параметров, от которых проявление ВП существенно отличается для ВПГ и ВПИ.

Рассчитаем кривую спада для двухслойной морской модели среды с параметрами из статьи [Агеенков и др., 2022]. Вода 0.25 Ом · м, глубина моря 50 м, ниже поляризующееся основание 1.5 Ом · м с поляризуемостью 50%, $\tau = 1$ с, C = 0.5. Осевая установка, генераторная линия 200 м, на удалении 30 м от электрода В измеряется поле *E*. Длительность импульса и паузы по 1.5 сек.

Теперь давайте введем в модель еще один промежуточный очень тонкий слой изолятора с УЭС 10000 Ом · м и мощностью всего 1 м на дне. Для индукционных токов он не является преградой и если наблюдаемая для 2х-слойки ВП имеет индукционную природу, то введение прослойки изолятора не должно ничего принципиально изменить по сравнению с 2х-слойкой. Зато гальванический ток во время импульса пропускания мы гарантированно не пропускаем в поляризующееся основание и исключаем ВПГ. И если в этой модели наблюдаемая ВП исчезнет, то это будет свидетельствовать о том, что наблюдаемая ВП в модели 2х-слойки имеет гальваническую природу.

Результаты расчетов приведены на рис. 7. Для 2х-слойной модели с поляризующимся основанием на временах более 0.3 с наблюдается смена знака — отрицательное проявление ВП. Именно его природу мы пытаемся понять. Для 3х-слойной модели с промежуточным изолятором ВП практически исчезло. Кривая становления слабо отличается от соответствующих кривых без поляризации основания. Т.е. введение тонкого изолятора "убило" ВП. Еще раз отметим, что если удалить точку наблюдения не на 30 м, а более 60–70 м, то над двухслойной моделью с поляризацией была бы интенсивная положительная ВП, которая бы тоже исчезла с введением изолятора.

Логично сделать вывод, что наблюдаемые отрицательные значения ВП над двухслойной моделью имеют гальваническую природу, основание поляризуется гальваническими токами во время пропускания тока.

Результат еще одного модельного эксперимента приведен на рис. 8. Здесь показано, как зависит интенсивность отрицательных значений ВП от УЭС промежуточного высокоомного слоя при его мощности 10 м. Так как слой-изолятор с h = 10 м существенно затрудняет проникновение первичного гальванического тока в поляризующееся основание, то отрицательные значения ВП проявляются только на более поздних временах по сравнению с предыдущей задачей, когда индукционное поле уже существенно спадает. Поэтому

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 2 2023



Рис. 7. Переходные процессы для 2х-слойной и 3х-слойной моделей и установки, показанной на рисунке: *1* – 2х-слойная модель с поляризующимся основанием; *2* – 3х-слойная модель с тонким слоем изолятора на дне; *3* – те же модели без поляризации.



Рис. 8. Переходные процессы для 3х-слойной модели и установки, показанной на рисунке 7, с промежуточным высокоомным слоем мощностью 10 м с разным удельным электрическим сопротивлением: $I - Y \ni C = 1000 \text{ Om} \cdot \text{m}$; $2 - Y \ni C = 3000 \text{ Om} \cdot \text{m}$; $3 - Y \ni C = 10000 \text{ Om} \cdot \text{m}$; 4 - те же модели без поляризации.



Рис. 9. Переходные процессы для 3х-слойной модели и установки, показанной на рис. 7, с промежуточным высокоомным слоем мощностью 10 м и УЭС=1000 Ом·м с разными постоянными времени поляризации: $1 - \tau = 10$ с; $2 - \tau = 1$ с; $3 - \tau = 0.1$ с; $4 - \tau$ а же модель без поляризации.

временной диапазон, длительность импульса тока и паузы выбран до 100 с.

Результат эксперимента очевиден. Чем больше УЭС промежуточного слоя, тем меньше первичный гальванический ток проникает под него и поляризует основание. Тем слабее интенсивность отрицательных значений ВП. Кривые для всех трех моделей без поляризации практически совпадают. И в этом случае наблюдаемые закономерности свидетельствуют о гальванической природе отрицательных значений ВП.

Можно рассмотреть еще один модельный пример с зависимостью интенсивности отрицательной ВП от постоянной времени поляризации τ. Гальваническими токами среда поляризуется в течение всего времени пропускания импульса тока, в нашем случае это 100 с. При индукционном возбуждении поляризация осуществляется вихревым электрическим полем после выключения импульса, которое достаточно быстро спадает. Если процессы ВП очень медленные (т очень большая), то короткое поляризующее воздействие вихревых токов не успевает полностью поляризовать среду. В этом случае естественно ожидать, что интенсивность ВПИ будет падать с ростом τ. Напротив, для ВПГ длительное пропускание тока позволяет добиться предельной поляризации для всех τ, которые меньше длительности импульса тока. На рис. 9 для модели из предыдущего примера приведены кривые для трех τ . Для $\tau = 0.1$ с значения отрицательного ВП

меньше, чем в других случаях, из-за того, что к времени 3 с быстрый процесс ВП уже существенно спал. Однако вид кривых для $\tau = 10$ и 1 с говорит о том, что они близки к своей предельной поляризации и ВП для $\tau = 1$ с чуть быстрее спадает.

По нашему мнению, полученные закономерности проявления отрицательной ВП от параметров разреза во всех трех приведенных численных экспериментах свидетельствуют о том, что вызывается отрицательная ВП гальваническими токами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере простых моделей среды показано, где образуются поверхностные заряды, которые являются источником поля ВПГ и которые поддерживаются сторонними токами в поляризованном объекте и релаксируют вместе с ними в соответствии с поляризационными параметрами среды.

Положение точки измерения относительно мест расположения этих зарядов определяет направление электрического поля ВП и, следовательно, знак поля ВП на переходных характеристиках.

Для морской модели с геометрией установки, при которой проявляется отрицательная ВП, выполнены три численных эксперимента для определения зависимостей интенсивности проявления отрицательной ВП от характерных параметров модели, для которых из физических соображений можно ожидать существенно разных зависимостей для ВПГ и ВПИ. Полученные закономерности убедительно свидетельствуют о том, что для этих моделей отрицательная ВП имеет гальваническую природу и не является визуальным признаком ВПИ.

Для других более сложных моделей или других разносов для осевой установки тоже можно получить смену знака на переходном процессе, связанную с ВП. Но без специальных расчетов трудно представить, как будут распределены по границам заряды, вызываемые сторонними токами и какие поля ВП они сформируют. Поэтому нельзя заранее утверждать, что всегда мы имеем дело с проявлением только ВПГ. В каких-то случаях это, возможно, будет и проявление ВПИ. Главное, что показано — это то, что отрицательные значения ВП на кривой спада для осевой установки не являются визуальным признаком только ВПИ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Некоторые результаты, изложенные в статье, получены в рамках работ по теме НИ РАН "Комплексный глубоководный и наземный мониторинг с целью изучения и прогнозирования крупномасштабных природных процессов и глубинного зондирования Земли", код научной темы FMWU-2022-0022.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Агеев В.В., Каринский С.Д., Светов Б.С. Об определении параметров Cole-Cole в поляризующихся средах // Геофизика. 2006. № 5. С. 40–45.

Агеенков Е.В., Ситников А.А., Владимиров В.В., Пестерев И.Ю. Переходный процесс на акваториях морского шельфа при работе с осевой и экваториальной электрическими установками и полевой эксперимент // Физика Земли. 2022. № 2. С. 224–240.

Каринский А.Д. Решение осесимметричной прямой задачи теории каротажа КС при возбуждении поля переменным током // Геофизика. 1998. № 2. С. 20–28.

Каринский С.Д. Квазистатический метод расчета переходных процессов вызванной поляризации // Физика Земли. № 2. 2011. С. 27–34. *Кауфман А.А., Андерсон Б.И.* Принципы методов наземной и скважинной электроразведки. Тверь: АИС. 2013. 488 с.

Кормильцев В.В. Вызванная поляризация в уравнениях электродинамики. Свердловск. 1981. 44 с.

Светов Б.С., Агеев В.В., Агеева О.А., Каринский С.Д. О связи феноменологического описания вызванной поляризации среды с происходящими в ней физическими процессами. Постановка вопроса // Геофизика. 2011. № 4. С. 25–29.

Титов К.В. Электрокинетические явления горных пород и их применение в геоэлектрике. Дис. ... докт. геол.-мин. наук. С.-Пб. 2003.

Шестернев Д.М., Карасев А.П., Оленченко В.В. Исследование криолитозоны методом РСВП. Новосибирск. СО РАН. 2003. 238 с.

On the Nature of Negative Values of Induced Polarization in the Transient Electromagnetic Process when Working with an Axial Electrical Installation on the Sea Shelf

V. V. Ageev*

Geoelectromagnetic Research Center, Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Troitsk, 108840 Russia *E-mail: ageevvv@vandex.ru

The paper describes the ideas about the sources of induced polarization fields generated by external forces of non-electrical origin. Layered polarizable media are considered, over which a change in the sign of induced polarization can be observed for an axial electrical installation. Numerical model experiments substantiate the conclusion that the induced polarization is caused by galvanic currents and is not related to the induction component in this case.

Keywords: induced polarization, frequency dispersion, external currents, transient process, axial electrical installation