СОДЕРЖАНИЕ

_

_

Номер 4, 2022

-

Современные объемные деформации разломных зон	
Ю. О. Кузьмин	3
Анализ современных движений и деформаций земной коры Фенноскандии по данным ГНСС	
Г. М. Стеблов, А. О. Агибалов, Г. Э. Мельник, В. П. Передерин, Ф. В. Передерин, А. А. Сенцов	19
О геомагнитных вариациях, наблюдаемых на поверхности Земли и приуроченных к сильным землетрясениям	
С. А. Рябова, С. Л. Шалимов	30
Отражение крупных для байкальского рифта землетрясений 2020—2021 гг. в данных режимных наблюдений магнитотеллурического поля Земли	
И. К. Семинский, А. В. Поспеев	46
Сейсмические, атмосферно-волновые, электрические и магнитные эффекты мощных атмосферных фронтов	
А. А. Спивак, В. М. Овчинников, Ю. С. Рыбнов, С. А. Рябова, В. А. Харламов	56
Глубины залегания литосферных магнитных источников и тепловой режим литосферы под Восточно-Сибирским морем	
А. И. Филиппова, С. В. Филиппов	71
Неравномерности интенсивности потока основных событий, пример неглубокой сейсмичности региона Камчатки	
М. В. Родкин, Е. В. Липеровская	85
Перспективы синтеза моделей экологического риска и технологий больших данных для морских экосистем	
А. Д. Гвишиани, Л. И. Лобковский, Н. В. Соловьева	101
О методе решения обратной задачи восстановления напряженно-деформированного состояния массива горных пород по данным о естественной трещиноватости	
Н. В. Дубиня, С. А. Тихоцкий	113
Моделирование сверхсдвигового режима распространения разрыва по разлому с гетерогенной поверхностью	
А. М. Будков, С. Б. Кишкина, Г. Г. Кочарян	135
Инициация разрушения горных пород флюидами разной вязкости	
Т. И. Карцева, В. Б. Смирнов, А. В. Патонин, Д. С. Сергеев, Н. М. Шихова, А. В. Пономарев, С. М. Строганова, В. О. Михайлов	151
Вариации спектров сигналов ультразвукового зондирования при лабораторных испытаниях образцов горных пород	
Н. М. Шихова, А. В. Патонин, А. В. Пономарёв, В. Б. Смирнов	167

УДК 551.24,551.243,550.342

СОВРЕМЕННЫЕ ОБЪЕМНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ РАЗЛОМНЫХ ЗОН

© 2022 г. Ю. О. Кузьмин*

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия *E-mail: kuzmin@ifz.ru Поступила в редакцию 18.02.2022 г.

После доработки 21.02.2022 г. Принята к публикации 22.02.2022 г.

Рассмотрены результаты измерения объемных (не сдвиговых) деформаций разломных зон по данным нивелирных наблюдений. Показано, что объемные деформации внутри разломных зон приводят к симметричным, локальным оседаниям земной поверхности. Приведены примеры аномальных оседаний, полученных в зоне Ашхабадского разлома (Северный Копетдаг) и в разломных зонах подземного хранилища газа. Предложен механизм формирования этих аномальных деформаций на основе моделей пороупругого включения и пороупругой неоднородности. Решена задача о смешениях поверхности упругого полупространства, содержащего пороупругую область в форме вертикальной, протяженной прямоугольной призмы, которая является модельным аналогом активного фрагмента разломной зоны. Получены аналитические формулы для оценки смещений земной поверхности для двух вариантов пороупругих моделей: включения и неоднородности. На примере Ашхабадского разлома проведено сравнение обеих моделей и показано, что механизм формирования аномальных деформаций, основанный на модели пороупругой неоднородности намного лучше описывает наблюдаемые смещения, чем модель пороупругого включения. Анализ аномальных смещений земной поверхности на подземном хранилище газа показал, что локальные оседания происходят как в период отбора газа, так и во время закачки. Установлено, что в первом случае аномальные оседания формируются по модели пороупругого включения, а во втором – по модели пороупругой неоднородности. Это означает, что локальные оседания в зоне разлома в период отбора газа линейно связаны с изменением пластового давления. Формирование аномальных просадок во время закачки газа нелинейно связано с изменением пластового давления. Этот является ярким примером индуцированных деформаций разломных зон, когда вариации во времени пороупругих параметров внутри разломной зоны в обстановке внешних квазистатических нагрузок, формируют локальное возмущение напряженно-деформированного состояния в окрестности разлома.

Ключевые слова: объемные деформации, разломная зона, пороупругое включение, пороупругая неоднородность, подземное хранилище газа.

DOI: 10.31857/S0002333722040068

введение

Традиционно считается, что современные деформации разломных зон формируются сдвиговыми перемещениями. В зависимости от характера относительного смещения блоков и угла падения плоскости разломов они делятся на сбросы, взбросы, надвиги, сдвиги и переходные формы (сбросо-сдвиги, сдвиго-сбросы и т.п.). Согласно теории разломообразования Андерсона выделяются три основных типа разломов: сбросы (*normal faults*), сдвиги (*strike-slip faults*) и надвиги (*reverse faults*) [Turcotte, Shubert, 2002]. В соответствии с основами механики деформируемых сред все перечисленные типы разломов относятся к чисто сдвиговым перемещениям бортов.

Однако в механике разрушения существуют три основных механизма трещинообразования (моды разрушения): отрыв, продольный сдвиг и поперечный сдвиг (антиплоская деформация). Таким образом, существуют всего два генетических типа разрушения: отрыв и сдвиг. Поэтому в ряде работ по структурной геологии и геомеханике, кинематика движений по разломам описывается не только сдвигами, но и раздвигами (*tensile faults, joints*) [Гзовский, 1975; Шерман, 1977; Davis, 1983; Okada, 1985; 1992; Yang, Davis, 1986; Peacock, 2016].

Современные сдвиговые деформации разломных зон повсеместно регистрируются в виде косейсмических и постсейсмических движений в очаговых зонах сильных землетрясений [Кочарян, 2016; Scholz, 2019]. Современные деформации в зонах раздвиговых разломов (*tensile faults*) в форме локальных оседаний земной поверхности зафиксированы по результатам высокоточных нивелирных наблюдений в сейсмоактивных и нефтегазоносных регионах [Кузьмин, 1999; 2014; 2021а; 20216]. Важно отметить, что большинство зарегистрированных аномалий относятся к флюидонасыщенным разломам, а кинематика вертикальных смещений представляет собой локальные, симметричные оседания в окрестности разломных зон. Эти аномалии обнаружены практически повсеместно. Главное условие для их идентификации — это наличие сети наблюдений с расстояниями между реперами не более 1 км. В подавляющем большинстве случаев они представлены локальными оседаниями [Кузьмин, 2018а; 20186].

Из основ механики деформируемой среды следует, что общая деформация состоит из двух составляющих: объемной и сдвиговой. В этом случае любые "не сдвиговые" деформации среды можно считать объемными. С этих позиций наблюдаемые симметричные, локальные оседания или поднятия земной поверхности являются проявлением объемных деформаций разломных зон.

Наличие флюидонасыщенных разломов в существенной мере определяет объемный тип деформирования разломных зон. Естественно, что это требует рассмотрения механизмов формирования аномальных деформаций земной поверхности с использованием модели пороупругой среды. В данной работе представлены результаты анализа ряда аномальных деформаций земной поверхности, которые основаны на представлениях о пороупругих включениях и неоднородностях как модельных аналогов объемного деформирования разломных зон.

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЪЕМНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ РАЗЛОМНЫХ ЗОН НА ОСНОВЕ МОДЕЛЕЙ ПОРОУПРУГИХ ВКЛЮЧЕНИЙ И НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

В качестве механизма формирования локальных оседаний земной поверхности, которые возникают в зонах раздвиговых разломов обычно рассматриваются три геомеханические модели: блоковая, дислокационная и индуцированная [Кузьмин, 2019].

Как показывает сравнительный анализ, блоковая модель, где задается горизонтальный раздвиг блоков фундамента и происходит оседание поверхности слоя осадочных пород, не удовлетворяет двум эмпирическим фактам. Она не формирует локальные аномалии. Ширина аномалий зависит от соотношения размеров блоков фундамента и толщины осадочного слоя. Но самое главное — это необходимость, чтобы вариации во времени горизонтальных перемещений блоков соответствовали временному ходу развития локальных приразломных оседаний, а их амплитуды были соизмеримы с амплитудами смещений блоков. А это не наблюдается в результатах измерений. Кроме того, в блоковых моделях не формируются локальные объемные деформации внутри разломных зон.

Дислокационная модель достаточно хорошо описывает локальный характер приразломных смещений поверхности. Задаваемые, например, раздвиговые скачки смещений в разломе оказываются вполне соизмеримыми с наблюдаемыми величинами. Однако существенным недостатком дислокационных моделей является отсутствие у них ширины разлома. Кроме этого, морфология и амплитуда аномальных смещений земной поверхности в разломной зоне в дислокационной модели не зависит от характера и интенсивности "региональных" (внешних) условий, в обстановке которых развивается локальная аномалия. Характерной особенностью распределения вертикальных смещений является то, что оседание имеет амплитуду, соизмеримую с амплитудой поднятия. Подобные явления никогда не наблюдались в реальных данных.

Несмотря на то, что блоковая и дислокационные модели формируют симметричные оседания земной поверхности, эти модели нельзя в полной мере отождествлять с объемными деформациями, которые развиваются внутри разломной зоны. Более того, в рамках этих моделей затруднительно описывать флюидонасыщенные разломы. Так, например, в работе [Verma et al., 2017] раздвиговая дислокация помещена в пороупругое полупространство и, следовательно, ее нельзя отождествлять с флюидонасыщенным разломом.

Индуцированная, параметрическая модель основана на том, что локальные деформационные процессы, регистрируемые многократными детальными геодезическими наблюдениями в зонах разломов, обусловлены "внутренними" источниками (вариациями во времени жесткостных параметров разломной зоны), а региональные процессы обеспечивают квазистатический фон приложенных напряжений, характер которых определяет конкретную морфологию аномалий. Важно отметить, что для возникновения наблюдаемых величин аномальных деформаций (5 × 10⁻⁵/год-10⁻⁴/год) достаточно создать условия для изменения во времени всего на несколько первых процентов жесткостных характеристик (упругих модулей) в локальных фрагментах, изначально напряженных, разломных зон. Именно в рамках этой модели возможно естественное обобщение упругой среды на пороупругую.

В большинстве геомеханических моделей, описывающих локальные аномалии деформаций, используется упругое полупространство, которое содержит трехмерную область конечного объема, которая испытывает объемную деформацию – ε_0 . При этом поверхность полупространства, кото-



Рис. 1. Сопоставление вертикальных и горизонтальных смещений поверхности для различных моделей раздвиговых разломов.

рая отождествляется с земной поверхностью считается свободной от напряжения. Эта объемная деформация идентифицируется различными авторами как "трансформационная деформация" или "включение" ("*inclusion*") [Eshelby, 1961], "собственная деформация" ("*eigenstrain*") [Mura, 1987], "ядро деформация" (*"uclei of strain*) [Mindlin, Cheng, 1950], "дисторсия" ("*distortion*") [Nowacki, 1986]. Общим для всех определений является то, что ε_{ij}^0 – это аномальная, по отношению к вмещающей среде, деформация, которая не удовлетворяет условию совместности деформаций. Автор применяет для этой деформации термин дисторсия, который неоднократно применялся в работах V. Nowacki, посвященных неоднородным задачам термоупругости.

Как известно [Eshelby, 1961], оценку аномальных деформации можно провести, либо решая задачу о включении, либо задачу о неоднородности. Основное отличие этих задач состоит в том, что в первом случае внешние нагрузки на полупространство, как правило, отсутствуют. При решении задач о смещениях поверхности полупространства, содержащего неоднородность механических свойств, аномальные деформации формируются в условиях внешней нагрузки. В некоторых частных случаях эти задачи допускают эквивалентные решения, например, в случае изменения во включении объемных модулей [Цуркис, Кузьмин, 2022]. Рассматривая пороупругое включение как модель формирования объемных деформаций разломных зон, можно первоначально использовать модель упругого включения, а затем провести обобщение полученных решений на пороупругое включение. Аналогичным образом можно перевести решение задачи с упругой неоднородностью в решение задачи с пороупругой неоднородностью.

На рис. 2 схематично показано различие между граничными условиями при описании деформации разломной зоны моделями включения и неоднородности.

На рисунке обозначены варианты возникновения локальных объемных деформаций для упругих и пороупругих включений и деформа-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022



Рис. 2. Геометрическая схема формирования локальных объемных деформаций разломных зон в задачах о включении (1) и неоднородности (2).

ций. В случаях, когда в разломных зонах отсутствует флюид, возникновение аномальных смещений земной поверхности формируется локаль-

ными объемными деформациями ε^0 . Когда разломы флюидонасыщенны, объемные деформации формируются изменением порового (пластового) давления ΔP . Аналогично, в задаче упругой неоднородности аномальные объемные деформации возникают при изменениях объемного модуля ΔK . При наличии флюидонасыщенного разлома аномальные объемные деформации внутри активизированного фрагмента разломной зоны происходят при изменении коэффициента поровой сжимаемости ΔC_p . Именно таким образом осуществляется переход от упругих моделей включения и неоднородности к пороупругим.

В линейной теории упругости напряжение σ_{ij} связано с деформацией ε_{ij} законом Гука: $\sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{ij}$, где C_{ijkl} – тензор упругих модулей. Для изотропной среды закон Гука может быть выражен как:

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + \left(K - \frac{2\mu}{3}\right)\delta_{ij}e.$$
 (1)

Здесь: $e = \varepsilon_{kk}$ – есть объемная деформация; μ – модуль сдвига; K – объемный модуль; δ_{ij} – дельта Кронекера (δ_{ij} = 1, если i = j, и δ_{ij} = 0, если $i \neq j$). Деформация ε_{ii} удовлетворяет формуле Коши:

$$\varepsilon_{ij} = \left(\frac{1}{2}\right) \left(u_{i,j} + u_{j,i}\right). \tag{2}$$

Для квазистатических процессов, когда силами инерции можно пренебречь, напряжение σ_{ij} должно удовлетворять условиям равновесия в виде:

$$\sigma_{ij,i} + F_j(x,t) = 0, \qquad (3)$$

где $F_j(x,t)$ есть объемная или массовая сила (*body force*). Подставляя (1) и (2) в (3) получается уравнение равновесия, выраженное через градиенты смещений:

$$(K + 2\mu/3)e_{,j} + \mu u_{j,kk} + F_j(x,t) = 0.$$
(4)

Формула (1) закона Гука записана с использованием упругих модулей K и μ . Для удобства осуществления преобразований эта формула может быть записана с использованием упругих модулей λ и μ , где λ – параметр Ламэ, в виде:

$$\sigma_{ii} = 2\mu\varepsilon_{ii} + \lambda\delta_{ii}e.$$
 (5)

В отличие от формулы (1) в (5) модуль сдвига присутствует при сдвиговой деформации, а параметр Ламэ при объемной. Модули λ и *K* связаны между собой как $\lambda = \frac{3K - 2\mu}{3}$.

Для решения задачи использовалась теорема взаимности работ Бетти [Sokolnikoff, 1956], обобщенная для упругих тел с дисторсией [Novacki, 1986]. Если существуют две системы причин (поверхностные T_i и массовые F_i силы, напряжения σ_{ij}) и следствий (смещения u_i и дисторсии ε_{ij}^0), то работа, произведенная силами первой системы на перемещениях и дисторсиях, произведенных второй системой сил, равна работе второй системы сил на перемещениях и дисторсиях, произведенной первой системой сил.

$$\int_{V} (F_{i}u'_{i} - F'_{i}u_{i})dV + \int_{S} (T_{i}u'_{i} - T'_{i}u_{i})dS + \int_{V} (\sigma'_{ij}\varepsilon^{0}_{ij} - \sigma_{ij}\varepsilon^{0}_{ij})dV = 0.$$
(6)

Здесь штрихами отмечены поверхностные и массовые силы, а также напряжения и дисторсии второй системы. Теорема о взаимности работ (6) позволяет вывести методы интегрирования уравнений в перемещениях. С ее помощью можно найти смещение поверхности, вызванное первой системой приложенных сил, по известному решению, которое используется при действии второй системы сил. В данном случае используется метод Майзеля [Maysel, 1941], в котором для нахождения вертикальных смещений поверхности полубесконечного упругого тела в качестве второй системы сил используется известное решение о смещениях, полученных приложением вертикальной точечной нагрузки к поверхности.

В качестве первой системы рассмотрено полубесконечное тело, в котором действуют только дисторсии ε_{ij}^0 . Пусть массовые силы равны нулю. Представляя, что поверхность тела состоит из двух частей: S₁, которая совпадает с земной поверхностью, свободной от напряжений, и S₂, которая занимает остальную область и которая закреплена. Таким образом, на S_1 отсутствуют нагрузки, а на S_2 – смещения. В качестве второй (штрихованной) системы принимается то же тело, свободное от нагрузок на S_1 и закрепленное на S_2 . Предположим далее, что в теле отсутствуют дисторсии ($\epsilon_{ij}^{'0} = 0$)), а в точке ξ в направлении *x_k* действует сосредоточенная оси $F'_{i} = \delta(x - \xi) \delta_{ik}$. Эта сила вызывает перемещения $u'_{i} = G_{i}^{(k)}(x,\xi)$, которые должны удовлетворять уравнениям равновесия:

$$\mu \Gamma_{i,jj}^{(k)} + (\lambda + \mu) G_{j,ji}^{(k)} + \delta(x - \xi) \delta_{ik} = 0,$$
(7)

с граничными условиями:

*(***1**)

$$G_{i}^{(k)} = 0, \quad x \in S_{2},$$

$$T_{i}^{(k)} = \left[\mu(G_{j,i}^{(k)} + G_{i,j}^{(k)}) + \delta_{ij}G_{j,j}^{(k)}\right]n_{j} = 0, \quad x \in S_{1}.$$
(8)

В формулах (7) и (8) $\delta(x - \xi)$ и $G_i^{(k)}$ есть функции Дирака и Грина, соответственно. Зная функцию Грина для полупространства, можно вычислить возникающие напряжения σ'_{ii} :

$$\sigma'_{ij} = \mu(G^{(k)}_{i,j} + G^{(k)}_{j,i}) + \lambda \delta_{ij} G^{(k)}_{j,j}.$$
 (9)

Решение (7) с граничными условиями (8) является типичной задачей статической теорией упругости для тела, в котором отсутствует дисторсия. Применяя к обеим системам причин и следствий теорему взаимности (6), получаем уравнение:

$$-\int_{V} \delta(x-\xi) \delta_{ik} u_i(x) dV(x) +$$

+
$$\int_{V} \sigma_{ij}^{(k)}(x,\xi) \varepsilon_{ij}^0(x) dV(x) = 0.$$
 (10)

Подставляя граничные условия в (10), получаем выражение, которое связывает смещение поверхности и дисторсию через известное значе-

ние функции Грина для напряжений $\sigma_{ij}^{\prime(k)}(x,\xi)$:

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

$$u_{k}(\xi) = \int_{V} \varepsilon_{ij}^{0}(x) \, \sigma_{ij}^{\prime(k)}(x,\xi) \, dV(x), \quad k = 1, 2, 3. \quad (11)$$

Таким образом, найдены перемещения $u_k(\xi)$, выраженные через дисторсии в интегральном виде. Под знаком интеграла стоит известное распределение дисторсии и напряжения $\sigma_{ij}^{(0)}(x,\xi)$, вызванные действием сосредоточенной силы в

вызванные действием сосредоточенной силы в точке ξ , направленной по оси x_k . Учитывая, что для нашей задачи необходимо задавать дисторсию в виде объемной деформации ε^0 , $\varepsilon^0_{ij} = \delta_{ij}\varepsilon^0$. Тогда, учитывая (9), получаем для u_k (ξ):

$$u_{k}(\xi) = 3K \int_{V} \varepsilon^{0}(x) G_{j,j}^{(k)}(x,\xi) dV(x).$$
(12)

Здесь $G_{j,j}^{(k)}(x,\xi) - функция Грина для смещений.$

Если рассматривать только вертикальные смещения $u_3(\xi)$, то (12) примет вид:

$$u_{3}(\xi) = 3K \int_{V} \varepsilon^{0}(x) G_{j,j}^{(3)}(x,\xi) dV(x).$$
(13)

В наиболее компактном виде формулы для тензора Грина от вертикальной сосредоточенной силы, приложенной к поверхности полупространства, имеют вид [Converse, Comninou, 1975]:

$$G_{1}^{3} = \frac{\xi_{1} - x_{1}}{4\pi\mu} \left(\frac{\xi_{3}}{R^{3}} - \frac{1 - 2\nu}{R(R + \xi_{3})} \right),$$

$$G_{2}^{3} = \frac{\xi_{2} - x_{2}}{4\pi\mu} \left(\frac{\xi_{3}}{R^{3}} - \frac{1 - 2\nu}{R(R + \xi_{3})} \right),$$

$$G_{3}^{3} = \frac{1}{4\pi\mu} \left(\frac{2(1 - \nu)}{R} + \frac{\xi_{3}^{2}}{R^{3}} \right),$$
(14)

где $\xi_1\xi_2\xi_3$ — координаты точки во включении (области дисторсии). Делая для удобства замену переменных ($\xi_1 - x_1 = x$, $\xi_2 - x_2 = y$, $\xi_3 = z$) и осуществляя дифференцирование по соответствующим координатам, можно получить:

$$G_{1,1}^3 + G_{2,2}^3 + G_{3,3}^3 = -\frac{(1-2\nu)Z}{2\pi \mu R^3}.$$
 (15)

Подставляя (14) в (15), получаем формулу для оценки вертикальных смещений поверхности упругого полупространства:

$$U_{3} = \frac{3(1-2\nu)K\varepsilon^{0}}{2\pi\mu}\int_{V}\frac{ZdXdYdZ}{R^{3}}.$$
 (16)

В (16) отсутствует знак минус перед дробью, так как ось *z* направлена внутрь полупространства. Эту формулу можно использовать и для оценки горизонтальных смещений, если заменить переменную *z* в числителе подынтегрального выражения на *x* или *y*, соответственно. Для по-

Рис. 3. Геометрическая форма модели разлома и ее геометрические параметры.

лучения аналитических формул необходимо проинтегрировать (16) по объему активизированного фрагмента разломной зоны.

Если ввести в рассмотрение среду с пороупругим включением, которое является модельным аналогом флюидонасыщенного разлома, то следуя работам [Goodier, 1937; Geertsma, 1957; Zimmerman, 1991; Wang, 2000], в которых последовательно доказана аналогия между упругими и тертакже моупругими явлениями, а между термоупругими и пороупругими деформациями, можно показать, что $\varepsilon^0 = \frac{\alpha P}{3K} = 1/3 m C_p P$, где: α – коэффициент Био; m – пористость пласта; K – объемный модуль; C_p – коэффициент объемной сжимаемости пор; ΔP – изменение порового (пластового) давления. Подставляя эти значения в формулу (17) и учитывая, что $K = \frac{2\mu(1 + \nu)}{3(1 - 2\nu)}$, получаем окончательную формулу оценки верти-

лучаем окончательную формулу оценки вертикальных смещений поверхности при изменении пластового давления в разломной зоне:

$$U_{3} = \frac{(1+\nu)mC_{p}\Delta P}{3\pi} \int_{V} \frac{ZdXdYdZ}{R^{3}}.$$
 (17)

Для геометрического описания разломной зоны цели предлагается, как это делается в геологических и геофизических моделях разломов, использовать вертикальную, протяженную призму как модель разломной зоны (рис. 3).

Из (17) видно, что формулу для вертикальных смещений можно представить в виде произведения двух сомножителей: $U_3 = PhGe_3$, где: Ph — это физический сомножитель, который характеризует интенсивность смещений, а Ge_3 — геометрический сомножитель, описывающий морфологию распределения вертикальных смещений в пространстве в зависимости от формы включения (дисторсии).

В работе [Кузьмин, 1999] было обнаружено, что для решения (17) можно использовать гравидеформационную аналогию. Она основана на том, что геометрический сомножитель полностью совпадает с интегральной формулой для вертикального градиента потенциала гравитационного притяжения W, z = g:

$$\Delta g = -f \Delta \rho \int_{V} \frac{Z dX dY dZ}{R^{3}} , \qquad (18)$$

где: f – гравитационная постоянная; $\Delta \rho$ – изменение плотности. Сравнение (17) и (18) доказывает гравидеформационную аналогию. Тогда можно использовать известное решение теории потенциала для аномалии Δg призматического объекта, имеющего аномальную плотность относительно плотности окружающих пород и расположенного на глубине от поверхности полупространства. Это решение можно найти в справочниках и учебниках по гравитационной разведке, например, в работе [Миронов, 1972].

Так, в случае плоской задачи, когда $2в \to \infty$, выражение для вертикальных смещений U_3 будет иметь следующее значение:

$$U_{3} = \left[\frac{(1+\nu)mC_{p}\Delta P}{3\pi}\right] \times \\ \times \left[(x+a)\ln\frac{(x+a)^{2}+d^{2}}{(x+a)^{2}+D^{2}} - (x-a)\right] \times \\ \ln\frac{(x-a)^{2}+d^{2}}{(x-a)^{2}+D^{2}} - 2D\left(\operatorname{arctg}\frac{x+a}{D} - \operatorname{arctg}\frac{x-a}{D}\right) + \\ + 2d\left(\operatorname{arctg}\frac{x+a}{d} - \operatorname{arctg}\frac{x-a}{d}\right)\right].$$
(19)

Ввиду громоздкости формул полное аналитическое выражение для объемной задачи здесь не приводится, но оно также состоит из комбинации функций ln и arctg.

Примечательно, что формулу (19) можно применять не только для описания деформаций разломных зон, но и для моделирования смещений земной поверхности при разработке нефтегазовых пластов. Когда ширина призмы (2a) больше (намного больше) ее толщины (D-d), то это модель разрабатываемого пласта. В случае, когда ширина призмы меньше (намного меньше), чем толщина, то это модель разломной зоны. Поскольку величина объемной деформации является малой величиной, то можно использовать принцип линейной суперпозиции и получить поле смещений в случае, когда месторождение состоит из нескольких пластов. Аналогично, можно построить поле вертикальных смещений от системы разло-



мов, расположенных в пределах одного месторождения.

В работе [Кузьмин, 1999] рассматривалась модель неоднородности, которая использовалась для оценки вертикальных смещений поверхности упругого полупространства, содержащего зону разлома, в которой объемные модули отличаются от модулей окружающей среды. В этой модели также использовалась теорема взаимности и предположение о малых (проценты и первые десятки процентов) относительных изменениях объемного модуля. Диапазон относительных изменений упругости модулей предполагался малым в той же степени, как и предположение о малых деформациях, на котором основана линейная теория упругости.

Как показывают многочисленные наблюдения, локальные оседания в зонах раздвиговых разломов происходят в обстановке квазистатического горизонтального растяжения [Кузьмин, 2014; 2018; 2018а; 2018б]. В этом случае формула для оценки вертикальных смещений в зоне раздвигового разлома выглядит следующим образом:

$$U_3 = \frac{\mathcal{H}(1-2\nu)\sigma_{11}}{6\pi\mu} \int_V \frac{ZdXdYdZ}{R^3}.$$
 (22)

Здесь $\mathcal{H} = \frac{\Delta K}{K}$. При уменьшении \mathcal{H} , например, земная поверхность будет оседать, т.к. и в этом случае ось Z направлена вниз и поэтому, если $\mathcal{H} < 0$, $\sigma_{11} < 0$ (растягивающие напряжения), то $U_3 > 0$.

Для обобщения полученной формулы на случай пороупругой неоднородности в нее необходимо ввести пороупругие коэффициенты. Это можно сделать следующим образом. Поскольку изменение во времени объемного модуля K происходит внутри пороупругой среды разломной зоны, то этот модуль характеризует интегральную характеристику пороупругого объема. Тогда, следуя работам [Soltanzadeh et al., 2007; Segall, 2010], можно рассматривать макроскопическое изменение объемного модуля, не привлекая к рассмотрению его микроскопические характеристики. В этом случае K характеризует отношение между приложенным всесторонним эффективным напряжением (давлением) ΔP_{eff} и относительной объемной деформацией порового пространства ΔV .

 $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, где: V_p – объем порового пространства раз-

ломной зоны. Тогда интегральный объемный модуль пороупругой среды можно обозначить *K*_n.

В теории пороупругих сред широко используется величина обратная K_p . Она носит название

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

коэффициента сжимаемости порового пространства C_n и выражается формулой (23):

$$C_{p} = \frac{1}{\Delta P_{\text{eff}}} \frac{\Delta V_{p}}{V_{p}}.$$
(23)

Эффективное давление для горных пород с пористостью больше 5% определяется разностью между всесторонним сжатием и поровым давлением: $P_{\text{eff}} = P_c - P_p$, где P_c есть всестороннее давление. Для условий верхних слоев земной коры всестороннее сжатие равно литостатическому давлению, а поровое давление эквивалентно пластовому.

Анализ формулы (23) показывает, что при снижении пластового давления коэффициент сжимаемости пор будет уменьшаться, а при повышении увеличиваться. Учитывая, что $K_p = \frac{1}{C_p}$, при снижении пластового давления объемный модуль будет увеличиваться, а при увеличении P_p уменьшаться. В этом случае локальное оседание в зоне флюидонасыщенного разлома, который находится в состоянии горизонтального квазистатического растяжения, будет наблюдаться при увеличиваться в виде пороупругого включения, в которой увеличение пластового давления приводит к подъему

АНАЛИЗ ОБЪЕМНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ В ЗОНЕ АШХАБАДСКОГО РАЗЛОМА

земной поверхности.

Практически все исследователи отмечают, что современная геодинамика Туркмено-Иранского сегмента Альпийского складчатого пояса формируется конвергенцией (коллизией) Туранской и Иранской плит. Северной границей области этого взаимодействия является Передовой Копетдагский (Ашхабадский) разлом. Он же является северной границей Копетдага. Копетдаг надвигается на Предгорный прогиб, и Ашхабадский разлом наклонно уходит под Копетдаг. Угол наклона в вертикальной плоскости (угол падения) этого разлома составляет примерно в среднем от 50° до 70° (угол с вертикалью, опущенной вниз – от 20° до 40°) в разных местах его пересечения. Амплитуда вертикальных смещений по разлому достигает 5–7 км. Кроме того, по Ашхабадскому разлому наблюдаются правосторонние горизонтальные смещения, достигающие величины 30 км за неотектонический этап развития [Калугин, 1977; Trifonov, 1978; Allen et al., 2008].

В этом случае, кинематика горизонтальных смещений тектонических структур Туркмено-Иранского сегмента земной коры вдоль меридионального направления должна происходить, на современном этапе, следующим образом. Северо-северо-восточное движение Аравийской плиты приводит к формированию зоны коллизии Иранской и Туранской микроплит, надвигу Копетдага на Туранскую платформу и правому сдвиговому смещению вдоль Ашхабадского разлома.

Если следовать этой схеме и предполагать полную унаследованность современных движений земной коры от прошлых геологических эпох, то существующая система геодеформационных наблюдений, развернутая в центральной части северного Копетдага и имеющая многолетнюю (более 50 лет) историю наблюдений, должна уверенно фиксировать систематический наклон предгорных участков земной поверхности на север—северо-восток по нивелирным данным и постоянное увеличение длин светодальномерных линий, пересекающих Ашхабадский разлом Копетдага под углом 45° и менее [Кузьмин, 2021а].

Однако среднегодовые относительные горизонтальные деформации в зоне Ашхабадского разлома по геодезическим данным оказались равны 2×10^{-8} /год. Более того, если сравнивать скорости горизонтальных смещений, полученные по светодальномерным и геологическим данным, то по многолетним геодезическим наблюдениям (около 50 лет) скорость правого сдвига по Ашхабадскому разлому в 133 раза меньше, чем по данным геологии (!).

Аналогичные данные получены и по изучению вертикальных смещений земной поверхности методом высокоточного повторного нивелирования. Наблюдения проводились по системе 5 профилей, пересекающих зону Ашхабадского разлома. Длина участка разлома, в пределах которого проводились наблюдения, составляет 80 км. За период наблюдений (58 лет) средняя скорость вертикальных смещений (надвига Копетдага) по Ашхабадскому разлому Копетдага оказалась равна 0.07 мм/год. Если использовать представления о наклоне земной поверхности как горизонтальном градиенте вертикальных смещений, то средняя скорость наклона в зоне Ашхабадского разлома составляет величину 2.5 × 10⁻⁸/год. Столь низкая скорость деформаций (10⁻⁸/год) свидетельствует о том, что среднегодовая скорость изменения региональных напряжений крайне мала. Если полагать, что скорость деформаций линейно пропорциональна скорости приложенных напряжений, то при типичных значениях жесткости среды скорости изменения во времени региональных напряжений будут составлять величины порядка 100 Па/год. Это удивительный результат, если учесть, что оценки скоростей деформаций получены по результатам геодезических наблюдений в сейсмоактивном регионе.

Интересно сопоставить полученные скорости относительных деформаций и наклонов с таким

эталонным геодинамическим процессом, как земной прилив. Для географических координат, например, Ашхабада, амплитуда деформаций лунной полусуточной волны М2, которая является доминирующей из всего спектра приливных волн, равна $\approx 2.3 \times 10^{-8}$ для приливных наклонов и 1.6 × 10⁻⁸ для приливных горизонтальных деформаций, соответственно. В этом случае средняя скорость относительных деформаций в сейсмоактивном регионе будет равна или меньше 1-2 амплитул земноприливных деформаций в год. Это означает, что зона Ирано-Туранского сегмента коллизии Аравийской и Евразийской плит находится в состоянии квазистатического (мягкого) нагружения в течение последних 50 лет. При этом, в зонах разломов неоднократно фиксировались локальные асейсмичные деформационные аномалии со скоростями 10⁻⁵ в год и в Северном Иране [Saberi et al., 2017] и в Южном Туркменистане [Кузьмин, 2014; 2018а; 2018б; 2019].

Для более детального анализа соотношения региональных и локальных процессов в зоне Ашхабадского разлома на рис. 4 представлены результаты многолетних высокоточных нивелирных наблюдений по профилю, пересекающему разлом в районе г. Ашхабада. Профиль разбит на две секции: "блоковую", расположенную вне зоны разлома, длиной 4 км и "разломную", организованную непосредственно в разломной зоне и имеющую длину 0.6 км. Частота опроса составляла 1 раз в месяц. Результаты вертикальных превышений переведены в наклоны путем деления на расстояние между реперами.

Из графика видно, что на фоне малой величины тренда имеют место знакопеременные вариации движений, которые достигают скоростей порядка 5×10^{-7} в год для бортовой части и 10^{-5} в год для зоны разлома. Отсюда следует, что локальные деформации в разломной зоне происходят в условиях квазистатической (фоновой) нагрузки. Зона разлома проявляет себя автономно, поскольку длительность аномальных периодов деформаций в блоке и разломе не совпадает.

Для исследования пространственного распределения вертикальных смещений земной поверхности на рис. 5 представлены результаты нивелирных наблюдений на этом же профиле, пересекающем Ашхабадский разлом. Расстояние между реперами здесь достигает первых сотен метров, частота измерений — 1 раз в месяц.

На рисунке видно, что в зоне разлома выявляются аномальные смещения (просадки) земной поверхности γ типа с амплитудой порядка 5 мм и шириной – 0.5–1.0 км. Это типичная морфология современной геодинамики разломов, выявленная по многочисленным геодезическим измерениям во многих регионах мира [Кузьмин, 1999; 2019]. Если просуммировать накопившиеся вер-



Рис. 4. Временной ход вертикальных смещений земной поверхности на геодинамическом микрополигоне Гаудан в блоковой части и в пределах Ашхабадского разлома.

тикальные смещения и оценить скорость относительных деформаций (наклона), то она будет иметь величину 6×10^{-5} в год.

На рис. 6 показаны результаты периодограммного анализа [Кузьмин, Фаттахов, 2021] результатов нивелирования, полученных вдоль всего профиля Гаудан, вдоль блоковой секции и в пределах локальной разломной секции этого профиля. Расчет периодов проводился по специальной программе для обработки временных рядов, разработанной в ИФЗ РАН, WinABD [Дещеревский и др., 2016а; 20166].

Для исключения "масштабного" эффекта вертикальные смещения реперов были переведены в относительные величины деформаций путем деления на длину соответствующих профилей.

Как следует из рисунка, результаты нивелирования блоковой секции и всего профиля Гаудан (14 км) показывают наличие доминирующей сезонной (годовой) компоненты в спектре вертикальных движений. Периодограмма, полученная по данным нивелирования разломной секции, кардинально отличается. В ней практически отсутствует доминирование годовой гармоники. Наиболее яркие гармоники проявляют себя в области более коротких периодов. Этот факт является дополнительным доказательством в пользу автономного проявления аномальных деформаций в зоне разлома.

На рис. 7 представлены результаты нивелирования по блоковой и разломной секциям и данные непрерывных наклономерных наблюдений в специально оборудованном помещении, расположенном на глубине 25 м, в котором расположены наклономеры, имеющие чувствительность порядка угловой миллисекунды (5 × 10⁻⁹).

Фактически, проведено сопоставление трех наклономеров, два из которых расположены в бортовых зонах (рис. 7а, 7б), а один — непосредственно в окрестности разломной зоны (рис. 7в). Эти данные были сопоставлены с графиком выпадения атмосферных осадков по данным метеостанции Гауда, расположенной непосредственно в Копетдаге на расстоянии около 30 км к югу от системы наблюдений [Кузьмин, 1999].

Из рис. 7 следует, что результаты нивелирных и наклономерных наблюдений, полученные в бортовых частях по разные стороны разломной зоны хорошо согласуются между собой. Их трендовые вариации незначительны и за неполные девять лет меняются в пределах 0.2-0.3 угловых секунд (порядка 10^{-7} /год). На фоне практического отсутствия тренда отчетливо прослеживаются годичные (термоупругие) наклоны земной поверхности. Отсюда следует, что в рассматриваемый промежуток времени (порядка 10 лет) не происходили существенные изменения регионального поля напряжений во времени, т.е. активизация во времени регионального эндогенного воздействия была минимальна.

В то же время, как следует из рис. 7в, характер деформирования земной поверхности в приразломной зоне имеет принципиальное отличие. Видно, что временной ход кривой имеет явно выраженный неоднородный характер. Амплитуды аномальных изменений достигают величин 1.5–2.0 угловых секунд (порядка 10⁻⁵), их временная структура содержит колебания с периодами от 3–



Рис. 5. Пространственное распределение современных вертикальных движений земной поверхности в зоне Ашхабадского разлома. Условные обозначения: *1* – значения вертикальных смещений вдоль профиля; *2* – пункты наблюдений; *3* – местоположение разломной зоны.

4 лет до 2–2.5 лет. Очевидно, что имеет место "собственная", локальная динамика разломной зоны со своей временной структурой и аномально высоким уровнем деформаций.

Самое важное состоит в том, что временная структура деформационного процесса в зоне разлома сильно коррелирует с ходом выпадения атмосферных осадков (рис. 7г), который построен по данным метеостанции "Гаудан", расположенной в горах, на расстоянии около 40 км к югу от зоны разлома. Анализ гидрогеологической обстановки показал, что областью питания приразломных, глубинных вод являются атмосферные осадки, выпадающие в горах, где и расположена метеостанция. В этом случае периодическое увеличение и уменьшение уровня выпавших осадков в горах, которые инфильтруются в зону разлома, меняет величину порового давления приразломного флюида. что может приводить к деформациям разломной зоны [Кузьмин, 2019].

Необходимо заметить, что за все время инструментальных наблюдений в пределах измерительной сети Ашхабадского геодинамического полигона, не происходили сильные землетрясения. Отдельные сейсмические события с $M \le 6$ происходили, но они не вызывали трендовых изменений в рядах наблюдений. Аномальные деформации, вызванные процессами подготовки этих землетрясений, как правило, носили локальный во времени характер. После реализации сейсмических событий временной ход деформаций



Рис. 6. Периодограмма Аббе результатов нивелирования вдоль профиля Гаудан для различных секций.



Рис. 7. Временной ход наклонов земной поверхности и выпадения атмосферных осадков: (a) – наклономерные наблюдения; (б) – данные нивелирования в пределах блока; (в) – результаты нивелирования в пределах зоны разлома; (г) – график выпадения осадков на метеостанции "Гаудан"; (д) – расположение измерительных систем на профиле.

восстанавливался на фоновом уровне [Кузьмин, 1999; 2021а].

Формула (17) описывает возникновение аномального смешения при изменении объемной деформации флюидонасыщенной среды разлома при изменении порового давления, обусловленного изменением уровня выпадения атмосферных осадков, а формула (22) — формирование аномальных смещений при изменении объемного модуля, обусловленного динамикой выпадения осадков, когда приложенное региональное напряжение имеет квазистатический характер. Таким образом, на качественном уровне оба механизма могут объяснить высокую корреляцию

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

между вариациями уровня выпадения осадков и аномалиями временного хода вертикальных смещений, измеренных по данным нивелирования разломной секции.

Для определения доминирующего механизма необходимо провести сопоставление формул (17) и (22). Если принять естественное предположение, что в обоих механизмах геометрические параметры разломной зоны совпадают, то геометрические сомножители в обеих формулах идентичны. Это позволяет сравнивать долю вклада каждого из механизмов в формирование локальных смещений на разломе по соотношению физических сомножителей. Региональное напряженное состояние верхних частей земной коры является растягивающим (по горизонтали), т.к. надвиг Копетдага на Туранскую микролиту формирует Предкопетдагский краевой прогиб, южный склон которого находится в состоянии субгоризонтального растяжения [Сидоров, Кузьмин, 1989].

Анализ результатов многолетних земноприливных наблюдений в зоне Ашхабадского разлома показал, что существуют аномальные изменения амплитуд приливных наклонов. Оценки, проведенные по методу С.М. Молоденского [Молоденский, 1983], показали, что относительные изменения объемного модуля разломной зоны \mathcal{H} , которые формируют аномальные изменения амплитуд приливных наклонов, могут изменяться от 1 до 3%. [Кузьмин, 1999].

Принимая для сравнительной оценки типичные значения параметров: v = 0.25, m = 0.1, $C_p = 10^{-3} 1/M\Pi a$, $\Delta P = 100$ мм водного столба (10³ Па), $\mu = 10^4$ МПа, $\sigma_{11} = 100$ МПА, $\mathcal{H} = 0.01$, можно оценить величины физических сомножителей для задачи с включением (*Ph*_{inc}) и неоднородностью (*Ph*_{het}). Подставляя значения, получаем, что величина *Ph*_{het} превосходит значение *Ph*_{inc} примерно в 10³ раз.

Таким образом, доминирующим механизмом, формирующим аномальные смещения в разломной зоне под воздействием атмосферных осадков, являются флуктуации объемного модуля флюидонасыщенной среды, обусловленные вариациями уровня порового давления в разломе, то есть механизм пороупругой неоднородности.

ОБЪЕМНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ РАЗЛОМНЫХ ЗОН ПРИ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПОДЗЕМНОГО ХРАНИЛИЩА ГАЗА

Подземное хранилище газа (ПХГ) является тестовым объектом, для которого хорошо известна геологическая модель и амплитуда циклического нагружения. Проводя повторные геодезические наблюдения, можно определять деформационную реакцию земной поверхности от изменения пластового давления. В осенне-зимние месяцы происходит отбор газа, а в весенне-летние – закачка. Необходимость строгого контроля герметичности и объемов закачиваемого и отбираемого газа обеспечивает высокую изученность основных параметров ПХГ: геометрические размеры и конфигурация объекта, физические свойства горных пород, амплитуда циклического изменения пластового давления. Специфика эксплуатации ПХГ состоит в том, что в качестве геологического объекта используется либо водоносный пласт, либо истощенное газовое месторождение.

Это подземное хранилище организовано в истощенном пласте газового месторождения. Глубина залегания пласта около 2 км. В процессе эксплуатации газохранилища 2 раза в год производится циклическое воздействие на пласт (закачка и отбор газа). Изменение давления на глубине в период выполненных геодезических измерений составляет 0.8 МПа (отбор) до 1.1 МПа (закачка).

На рис. 8 показаны результаты повторных нивелирных наблюдений вдоль одного из профилей на Степновском подземном хранилище газа, расположенном в Европейской части России [Кузьмин, 20216]. Нивелирные наблюдения повторяются в среднем через 0.5 года. В интервале между наблюдениями, проводимыми в период отбора газа, общий ход кривой показывает оседание в центральной части газохранилища. В период закачки газа происходит подъем земной поверхности в центральной части профиля.

Оценка относительных деформаций вдоль всего профиля ("фоновая" компонента) показывает, что знакопеременные вертикальные смещения земной поверхности равны 1.3×10^{-6} как в период отбора газа, так и в период закачки. Величина относительных деформаций в зонах разломов изменяется в интервале от 2×10^{-5} до 8.7×10^{-5} . Таким образом, разломные зоны усиливают циклические деформации при эксплуатации подземного газохранилища почти в 15 раз.

Если обозначить разломы по номерам слева направо, то из рисунка видно, что локальные аномалии, приуроченные к разлому № 1 характеризуются локальным оседанием в период отбора газа и исчезают во время закачки. Разлом № 2 не проявляет себя во время отбора, но отмечается локальным оседанием в период закачки. Локальные смещения в окрестности разлома № 3 ведут себя аналогичным образом. Во время отбора отмечается оседание, а в процессе закачки вновь репер, приуроченный к разлому, оседает. Это означает, что деформационная реакция разломов на циклические нагрузки является нелинейной не только по амплитуде деформаций, но и по знаку аномальных смещений. На всех трех разломах наблюдаются локальные оседания в тот период, когда происходит либо отбор газа, либо закачка.

Результаты нивелирных наблюдений показывают, что при отборе газа происходит оседание всей территории подземного газохранилища и локальные оседания в зонах разломов. Эти процессы хорошо описываются моделью пороупругого включения (17). При закачке газа происходит общее поднятие поверхности и локальные оседания в зонах разломов. Общее поднятие соответствует модели включения, а локальные оседания в зонах разломов в этой модели невозможны. Но, применяя модель пороупругой неоднород-



Рис. 8. Вертикальные смещения земной поверхности на подземном хранилище газа. Пунктирные линии – местоположение разломов, выявленных по геолого-геофизическим данным. Овалами отмечены аномалии, соответствующие модели включения (*I*) и неоднородности (*H*).

ности для разломных зон (21), можно адекватно описывать полученные результаты в случае закачки газа.

Данное подземное хранилище газа расположено в истощенном газовом месторождении. Это месторождение характеризуется антиклинальным поднятием. В этом случае верхняя половина изогнутого вверх слоя находится в обстановке субгоризонтального растяжения, а нижняя половина в состоянии сжатия. Как отмечалось выше, при повышении порового давления во флюидонасыщенной среде разломной зоны происходит увеличение коэффициента поровой сжимаемости С_n, а это приводит к снижению величины относительной эффективной жесткости ($\mathcal{H} < 0$), которое формирует локальное оседание под действием горизонтального растяжения ($\sigma_{11} < 0$), вызванного активизацией изгиба. Это означает, что источники аномалий приурочены к активизированным фрагментам разломных зон, которые расположены выше нейтральной оси изгиба. Происходит формирование деформационных процессов, которые соответствуют различным моделям формирования аномальных деформаций. Например, локальное оседание в зоне первого разлома в период отбора газа соответствует модели пороупругого включения, а просадка на втором разломе в период закачки газа может быть

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

описана моделью пороупругой неоднородности, что отмечено на рисунке.

Как следует из рисунка амплитуды обеих просадок примерно одинаковы. Их ширина также величина, соизмеримая с точностью до расстояния между реперов. Тогда если предположить, что геометрические параметры источников аномалий примерно равны, то справедливость предложенных механизмов будет достоверной, если будут примерно одинаковы и физические сомножители в формулах (17) и (21), которые являются безразмерными величинами.

Принимая для феноменологической оценки $\Delta P = 0.8 \text{ МПа}, v = 0.25, m = 0.1, C_p = 10^{-3} \text{ 1/МПа}, \mu = 10^4 \text{ МПа}, то физический сомножитель <math>Ph_{\text{inc}} = 0.9 \times 10^{-5}$.

Для оценки физического сомножителя Ph_{het} необходимо оценить \mathcal{H} и σ_{11} в формуле (17). В работе [Жуков, Кузьмин, 2021] при экспериментах на образцах горных пород-коллекторов ряда газовых месторождений и подземных хранилищ газа показано, что при изменении порового давления на 1 МПа коэффициент поровой сжимаемости C_p увеличивался, а объемный модуль K_p уменьшался. Относительное изменение объемного модуля \mathcal{H} составило величину порядка 1%. Для оценки величины горизонтального растяжения σ_{11} можно воспользоваться теорией изгиба тонких пластин, поскольку длина изогнутого пласта намного больше, чем его толщина. Удобные формулы приведены в известной книге [Turcotte, Shubert, 2002]. Из этой теории следует, что напряжения можно приближенно оценить по формуле (24):

$$\sigma_{11} \cong \frac{2.3KHh}{L^2},\tag{24}$$

где: H – толщина изгибаемого слоя; L – горизонтальный размер подземного газового хранилища; h – амплитуда антиклинального поднятия. Используя (24) и данные о геологическом строении Степновского газохранилища, можно оценить горизонтальное растяжение, которое сформировалось при антиклинальном поднятии за геологический период времени. Оказалось, что $\sigma_{11} \cong 40$ МПА. Подставляя эти значения в формулу (17), можно оценить, что $Ph_{inc} = 1.2 \times 10^{-5}$.

Таким образом комбинируя модели пороупругого включения и пороупругой неоднородности можно анализировать весь спектр наблюдаемых вертикальных движений земной поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что локальные деформации земной поверхности формируются не во всей толще разломной зоны, а сосредоточены в ограниченных по размеру активизированных фрагментах. Локальные симметричные оседания и поднятия земной поверхности носят явно не сдвиговый характер, если сдвиговые перемещения понимать в механическом, а не в геологическом смысле.

Разработанные представления о пороупругих включениях и неоднородностях как источниках локальных смещений земной поверхности, доведенные до уровня количественных моделей, позволили провести селекцию механизмов формирования аномальных деформаций в зоне Ашхабадского разлома и определить в качестве доминирующей модели задачу о пороупругой неоднородности прямоугольной формы как модельном аналоге активизированного фрагмента разломной зоны.

Анализ пространственного распределения деформаций земной поверхности на подземном хранилище газа показал, что локальные оседания в зонах разломов возникают как на стадии отбора, так и в период закачки газа. Установлено, что в первом случае аномальные оседания формируются по модели пороупругого включения, а во втором — по модели пороупругой неоднородности. Это означает, что локальные оседания в зоне разлома в период отбора газа линейно связаны с изменением пластового давления.

Формирование аномальных просадок во время закачки газа нелинейно связано с изменением пластового давление. Это является ярким примером индуцированных деформаций разломных зон, когда вариации во времени пороупругих параметров внутри разломной зоны в обстановке внешних квазистатических нагрузок формируют локальное возмущение напряженно-деформированного состояния в окрестности разлома.

Предложенные количественные модели во многом носят феноменологический характер. К сожалению, детальных данных о внутреннем строении разломных зон явно недостаточно для разработки более сложных моделей, учитывающих микроскопические характеристики разломов. По мнению автора, в такой ситуации следует придерживаться строгого соответствия степени детализации модели уровню и качеству эмпирического материала. Усложнение моделей будет осуществляться по мере детализации и увеличения объема эмпирических данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Наука. 1975. 536 с.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Никольский А.Н., Сидорин А.Я. Технологии анализа геофизических временных рядов. Ч. 1. Требования к программе обработки // Сейсмические приборы. 2016а. Т. 52. № 1. С. 61–82.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Никольский А.Н., Сидорин А.Я. Технологии анализа геофизических временных рядов. Ч. 2. WinABD – пакет программ для сопровождения и анализа данных геофизического мониторинга // Сейсмические приборы. 20166. Т. 52. № 3. С. 50–80.

Жуков В.С., Кузьмин Ю.О. Экспериментальная оценка коэффициентов сжимаемости трещин и межзерновых пор коллектора нефти и газа // Записки Горного института. 2021. Т. 251. С. 658–666.

Калугин П.И. Южный Копетдаг (геологическое описание). Ашхабад: Ылым. 1977. 215 с.

Кочарян Г.Г. Геомеханика разломов. М.: ГЕОС. 2016. 432 с.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика и оценка геодинамического риска при недропользовании // М.: Агентство Экономических Новостей. 1999. 220 с.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика разломных зон: разломообразование в реальном масштабе времени. Геодинамика и тектонофизика. 2014. № 5(2). С. 406–443.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика раздвиговых разломов // Физика Земли. 2018а. № 6. С. 87–105.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

Кузьмин Ю.О. Современные аномальные деформации земной поверхности в зонах разломов: сдвиг или раздвиг? // Геодинамика и тектонофизика 20186. Т. 9. № 3. С. 967–987.

Кузьмин Ю.О. Индуцированные деформации разломных зон // Физика Земли. 2019. № 5. С. 61–75.

Кузьмин Ю.О. Геодинамическая эволюция Центральной Азии и современная геодинамика Копетдагского региона (Туркменистан) // Физика Земли. 2021а. № 1. С. 144–153.

Кузьмин Ю.О. Деформационные последствия разработки месторождений нефти и газа // Геофизические процессы и биосфера. 20216. Т. 20. № 4. С. 103–121.

Кузьмин Ю.О., Фаттахов Е. А. Анализ временной структуры деформационных процессов в зоне Ашхабадского разлома (Северный Копетдаг) // Сейсмические приборы. 2021. Т. 57. № 4. С. 33–50.

Миронов В.С. Курс гравиразведки. Л.: Недра. 512 с.

Молоденский С.М. О локальных аномалиях амплитуд и фаз приливных наклонов и деформаций // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1983. С. 3–15.

Сидоров В.А., Кузьмин Ю.О. Современные движения земной коры осадочных бассейнов. М.: Наука. 1989а. 183 с.

Цуркис И.Я., Кузьмин Ю.О. Напряженное состояние упругой плоскости с одним или несколькими включениями произвольной формы: случай одинаковых модулей сдвига // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2022. № 1. С. 41–58.

Шерман С.И. Физические закономерности развития разломов земной коры. Новосибирск: Наука. 1977. 102 с.

Allen M., Jacson J., Walker R. Late Cenozoic reorganization of the Arabia – Eurasia collision and the comparison of short – term and long – term deformations rates // Tectonics V. 23. TC 2008. P. 1–16.

Converse G., Comninou M. Dependence on the elastic constants of surface deformation due to faulting // BSSA. 1975. V. 65. № 5. P. 1173–1176.

Davis P. M. Surface deformation associated with a dipping hydrofracture // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 5826–5834.

Eshelby J.D. Elastic inclusions and inhomogeneities. Progress in Solid Mechanics. V. 2. / I.N. Sneddon, R. Hill (eds.) Amsterdam: North-Holland. 1961. P. 87–140.

Geertsma J. A remark on the analogy between thermoelasticity and the elasticity of saturated porous media // J. Mech. Phys. Solids. 1957a. V. 6. P. 13–16.

Goodier J.N. On the integration of the thermoelastic equations // Philos. Mag. 1937. V. 7. P. 1017–1032.

Mandl G. Rock Joints. The Mechanical Genesis. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag. 2005.

Maysel V.M. A generalization of the Betti-Maxwell theorem to the case of thermal stresses and some of its applications (in Russian) // Dokl.Acad. Nauk. USSR. 1941. V. 30. P. 115–118.

Mindlin R.D., Cheng D.H. Nuclei of strain in the semi-infinite solid // J. Appl. Physics. 1950. V. 21. P. 926–933.

Mura T. Micromechanics of Defects in Solids, 2nd revised edition. Norwell: Kluwer Academic Publishers. 1987.

Nowacki W. Thermoelasticity, 2nd edition. Warsaw: PWN-Polish Scientific Publishers. Oxford: Pergamon Press. 1986. *Okada Y.* Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space" // Bull. Seismol. Soc. Am. 1986. V. 75. P. 1135–1154.

Okada Y. Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space // Bull. Seism. Soc. Am. 1992. V. 2. P. 1018–1040.

Peacock D.C.P. et al. Glossary of fault and other fracture networks // J. Structural Geology. 2016. V. 92. P. 12–29.

Saberi E, Yassaghi A., Djamour Y. Application of geodetic leveling data on recent fault activity in Central Alborz, Iran // Geophys. J. Int. 2017. V. 211. P. 773–787.

Scholz C.H. The mechanics of earthquakes and faulting. Cambridge Univ. Press. 2019.

Segall P. Earthquake and Volcano Deformation. Princeton: Princeton University Press. 2010.

Sokolnikoff S. Mathematical Theory of Elasticity, 2nd edition. New York: McGraw-Hill. 1956.

Soltanzadeh H., Hawkes C.D., Sharma J.S. Poroelastic model for production and injection-induced stresses in reservoirs with elastic properties different from the surrounding rock // International J. Geomechanics. 2007. V. 7. P. 353–361.

Trifonov V.G. Late Quaternary tectonic movements of western and central Asia // Geol. Soc. Am. Bull. 1978. V. 89. P. 1059–1072.

Turcotte D.L., Shubert G. Geodynamics. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 2002.

Yang X.M., Davis P.M. Deformation due to a rectangular tensile crack in an elastic half-space // Bull. Seism. Soc. Am. 1986. V. 76. P. 865–881.

Verma H., Swaroop R., Kumar V. Deformation of poroelastic half-space due to tensile dislocation // Int. J. Eng. Sciences & Res. Technology. 2017. V. 6(12). P. 115–124.

Wang H.F. Theory of Linear Poroelasticity with Applications to Geomechanics and Hydrology. Princeton: Princeton University Press. 2000.

Zimmerman R Compressibility of Sandstones. Amsterdam: Elsevier. 1991.

Recent Volumetric Deformations of Fault Zones

Yu. O. Kuzmin*

Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *e-mail: kuzmin@ifz.ru

Volumetric (non-shear) deformations of the fault zones measured from leveling data are examined. It is shown that volumetric deformations within fault zones lead to symmetric local surface subsidence. Examples of anomalous subsidence revealed in the Ashgabat fault zone (North Kopetdag) and in the fault zones of an underground gas storage are presented. A formation mechanism is proposed for these anomalous deforma-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

КУЗЬМИН

tions based on the models of poroelastic inclusion and poroelastic inhomogeneity. The problem about surface displacements of an elastic halfspace containing a poroelastic region in the form of a vertical extended rectangular prism simulating an active fragment of a fault zone is solved. Analytical formulas for estimating surface displacements are derived in two variants of poroelastic models: an inclusion and inhomogeneity. The two models are compared using the case study of the Ashgabat fault and it is shown that the mechanism of anomalous deformations based on the poroelastic inhomogeneity model much better describes the observed displacements than the poroelastic inclusion model. The analysis of anomalous surface displacements at an underground gas storage facility has shown that local subsidence occurs during both gas withdrawal and injection. It is established that anomalous subsidence in the first case is formed according to the poroelastic inclusion model, whereas in the second case it follows the poroelastic inhomogeneity model. This means that local subsidence in a fault zone during gas withdrawal is linearly linked to the change in reservoir pressure. The anomalous subsidence during gas injection is nonlinearly linked to the change in reservoir pressure. This is a striking example of induced deformations of fault zones when temporal variations of poroelastic parameters within a fault zone in the setting of external quasistatic loads produce a local perturbation in the stressstrain state in the vicinity of the fault.

Keywords: volumetric deformations, fault zone, poroelastic inclusion, poroelastic inhomogeneity, underground gas storage facility УДК 551.242.1

АНАЛИЗ СОВРЕМЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ ЗЕМНОЙ КОРЫ ФЕННОСКАНДИИ ПО ДАННЫМ ГНСС

© 2022 г. Г. М. Стеблов^{1,} *, А. О. Агибалов^{1,} **, Г. Э. Мельник^{1, 2,} ***, В. П. Передерин^{1,} ****, Ф. В. Передерин^{1,} *****, А. А. Сенцов^{1,} *****

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

²Центр геодезии, картографии и инфраструктуры пространственных данных, г. Москва, Россия

*E-mail: steblov@ifz.ru **E-mail: agibalo@yandex.ru ***E-mail: melnik@ifz.ru ****E-mail: vpp@ifz.ru *****E-mail: crash@ifz.ru *****E-mail: alekssencov@yandex.ru Поступила в редакцию 06.09.2021 г. После доработки 03.02.2022 г. Принята к публикации 11.02.2022 г.

По данным анализа скоростей движений пунктов ГНСС установлено последовательное уменьшение величин современных деформаций от центральной части Фенноскандии, находящейся в условиях растяжения, к ее периферии. На северо-восточной окраине территории обстановки растяжения и сдвига сменяются полосой сжатия, протягивающейся от Ладожского озера до Кандалакшского залива. Эти особенности поля деформаций согласуются с решениями фокальных механизмов очагов землетрясений и объяснимы развитием изучаемой области как растущего поднятия с центром в северной части Ботнического залива, которое испытывает горизонтальное северо-западное сжатие со стороны Срединно-Атлантического хребта. Показано, что большинство ранее выделенных нами зон возможных очагов землетрясений расположены в областях повышенных значений величин деформаций.

Ключевые слова: Фенноскандия, ГНСС, современные деформации, сейсмотектоника, зоны ВОЗ, фокальные механизмы очагов землетрясений.

DOI: 10.31857/S0002333722040123

введение

Анализ характера современных движений Фенноскандии – актуальная и интересная задача, решение которой значимо для понимания основных особенностей сейсмичности этой густонаселенной и хорошо освоенной в хозяйственном отношении территории. Максимальная магнитуда землетрясений за исторический период составляет около 6.5, однако в геологическом прошлом здесь происходили сейсмические события магнитудой ≥8 [Лукк и др., 2019]. Изучение скоростей смещения пунктов ГНСС – один из методов, позволяющих получить информацию о поле современных деформаций: оценить их интенсивность, реконструировать положение главных нормальных осей. Выбор Фенноскандии в качестве региона исследований обусловлен возможностью детального изучения современной геодинамики: в ее пределах расположено значительное количество пунктов ГНСС (табл. 1), с 1800 г. зафиксированы более 4 × 10³ эпицентров землетрясений [Сейсмологический..., 2021а; 2021б; 2021в]. В этой связи рассматриваемая область привлекает внимание многих исследователей. Среди недавних работ, посвященных вопросам анализа современных движений, выделяется статья [Keiding] et al., 2015], в которой по данным GPS определены ориентировки осей деформаций и оценены их величины, проанализированы решения фокальных механизмов очагов землетрясений. Новизна проведенного нами исследования заключается в следующем: 1) учтены результаты многолетних ГНСС наблюдений, выполненных лабораторией спутниковых методов изучения геофизических процессов ИФЗ РАН; 2) база данных решений фокальных механизмов очагов землетрясений [Keiding et al., 2015] дополнена новыми решениями; 3) для ее обработки использован метод катакластического анализа разрывных смещений (МКА) Ю.Л. Ребецкого [Ребецкий и др., 2017]; 4) при

анализе современных деформаций по данным ГНСС использован метод наложенных триангуляций [Зубович, Мухамедиев, 2010] и выполнена реконструкция осей удлинения—укорочения.

МАТЕРИАЛ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Источниками информации о расположении и скоростях перемещений пунктов ГНСС на территории Фенноскандии послужили материалы, опубликованные в открытом доступе геодезической лабораторией университета Невады [Blewitt et al., 2018], Центром геодезии картографии и ИПД [Сервис..., 2021], а также данные лаборатории спутниковых методов изучения геофизических процессов ИФЗ РАН. Эти материалы позволили охарактеризовать поля скоростей современных движений и деформаций в единой системе отсчета ITRF2014 по достаточно равномерной сети наблюдений, охват и густота которой достаточны для исследований регионального масштаба. По приведенным в табл. 1 исходным данным выполнены расчеты величин линейной (ε_L) и площадной (ε_s) деформации, составлена схема скоростей современных вертикальных движений изучаемой территории.

Для оценки величин деформаций по скоростям горизонтальных перемещений пунктов ГНСС в программе Generic Mapping Tools выполнена триангуляция Делоне (1934), в результате которой построена расчетная сетка из 127 треугольников. Их количество увеличено до 575 с помощью методического приема, описанного в работе [Зубович, Мухамедиев, 2010]. Его суть заключается в разделении диагональю каждого четырехугольника, образованного двумя смежными треугольниками. Величина площадной относительной деформации (дилатации) (ε_s) рассчитана по формуле:

$$\varepsilon_S = \frac{S_2 - S_1}{S_1},$$

где: S_1 – площадь треугольника (м²); S_2 – площадь треугольника с учетом смещения его вершин за 1 год. Площади S_1 и S_2 вычислены с помощью стандартных инструментов программы ArcGis. Апробированы разные варианты графического представления схемы величины дилатации (в том числе обычными инструментами интерполяции – методами обратно взвешенных расстояний, сплайн-функции и др.). На наш взгляд, оптимальным является присвоение значений ε_s центрам блоков, построенных по принципу мозаики Вороного [Voronoi, 1908], предполагающей разбиение территории на множество многоугольников таким образом, что каждая сторона многоугольника расположена на середине отрезка, соединяющего ближайшие пункты ГНСС, и ортогональна этому отрезку. Методика составления этой блоковой схемы заключается в следующем: 1) в программе Global Mapper построена мозаика Вороного (пункты ГНСС расположены в центрах блоков); 2) схема расчетных треугольников преобразована в множество равноудаленных точек, которым присвоены значения ε_s ; 3) рассчитано среднее значение ε_s для точек, попадающих в пределы каждого блока (рис. 1).

Для того чтобы сделать выводы об ориентировках осей деформации, использована исходная схема триангуляции Делоне пунктов ГНСС. Ориентировка осей удлинения и укорочения в каждом треугольнике, образованным станциями ГНСС, вычислена по методике из работ [Рикитаки, 1979; Теркот, Шуберт, 1985], подробно описанной в работе [Бабешко и др., 2016]. Она сводится к решению матричного уравнения Az = d, где

$$A \equiv \begin{bmatrix} x_1 & y_1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ x_2 & y_2 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ x_3 & y_3 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & x_1 & y_1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & x_2 & y_2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & x_3 & y_3 & 1 \end{bmatrix} \quad z \equiv \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \\ c_1 \\ a_2 \\ b_2 \\ c_2 \end{bmatrix}, \quad d \equiv \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{bmatrix}$$

Координаты вершин каждого треугольника Делоне обозначены x_i, y_i ; приращения координат в меридиональном направлении за 1 год – v_i , в широтном – u_i . Азимут простирания одной из главных осей деформации (θ) вычислен по формуле:

$$\theta = \arctan\left(\frac{a_2 + b_1}{a_1 - b_2}\right).$$

Из-за отсутствия формального критерия выбора между ориентировками осей удлинения и укорочения, нами оценены деформации отрезков (ε_L), соединяющих соседние станции, по формуле:

$$\varepsilon_L = \frac{L_2 - L_1}{L_1},$$

где: L_1 — начальное расстояние между станциями (м); L_2 — расстояние между станциями с учетом их смещения за 1 год. Кроме того, линейная относительная деформация ε_L рассчитана для отрезков HOFN-TORS и TORS-TRDS с целью показать наличие сжатия со стороны Срединно-Атлантического хребта, которое может влиять на современные геодинамические процессы Фенноскандии. Использованная при расчетах ε_L информация о расположении и скоростях 3-х упомянутых станций приведена на сайте Калифорнийского технологического института в системе отсчета IGS14 в декартовой системе координат [GNSS..., 2022].

АНАЛИЗ СОВРЕМЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ

	Координаты		Скорости, мм/год			
Пункт I НСС	широта, °	долгота, °	E	N	U	
ARKH	64.549	40.526	21.9 ± 0.2	10.1 ± 0.2	1.2 ± 0.3	
MURM	68.966	33.092	19.1 ± 0.2	12.2 ± 0.2	4.9 ± 0.6	
BBS1	66.552	33.099	19.8 ± 0.1	11.4 ± 0.3	7.5 ± 0.1	
BOTS	61.842	34.381	20.3 ± 0.5	12.5 ± 0.5	0.2 ± 0.9	
GIRS	62.458	33.666	19.6 ± 0.4	12.9 ± 0.5	2.8 ± 0.3	
KNDL	67.168	32.352	18.1 ± 4.0	11.5 ± 0.9	6.2 ± 1.6	
KRMS	63.164	33.934	19.7 ± 1.0	13.6 ± 2.0	3.2 ± 0.5	
KRON	59.988	29.762	20.3 ± 0.4	12.3 ± 0.5	3.3 ± 0.5	
MELO	61.782	30.785	20.3 ± 0.3	13.0 ± 0.5	3.3 ± 0.4	
SHEP	59.966	29.098	19.8 ± 0.4	12.9 ± 0.4	3.1 ± 1.1	
UMBA	66.679	34.340	18.1 ± 0.8	9.2 ± 1.3	5.0 ± 0.8	
VALM	61.359	30.885	20.4 ± 0.4	12.0 ± 0.4	-0.5 ± 1.0	
OBIS	57.725	11.891	17.4 ± 0.2	15.0 ± 0.2	2.9 ± 0.6	
0LOD	55.766	12.995	17.9 ± 0.2	14.9 ± 0.1	0.6 ± 0.6	
0NYB	65.795	23.170	17.6 ± 0.1	14.1 ± 0.1	9.4 ± 0.6	
0ORN	63.290	18.717	17.6 ± 0.2	14.1 ± 0.3	10.7 ± 0.7	
0OXE	58.670	17.107	18.3 ± 0.1	14.0 ± 0.1	4.2 ± 0.6	
0VAR	57.101	12.257	17.7 ± 0.2	14.9 ± 0.2	2.1 ± 0.6	
0VIB	62.373	17.427	17.1 ± 0.2	14.6 ± 0.2	9.0 ± 0.7	
5GAV	60.666	17.132	17.8 ± 0.2	14.3 ± 0.2	7.8 ± 0.7	
AAUG	57.013	9.987	16.9 ± 0.1	15.2 ± 0.2	1.3 ± 0.5	
ANDO	69.278	16.008	13.5 ± 0.2	15.7 ± 0.2	0.8 ± 0.6	
ARJ6	66.318	18.124	15.6 ± 0.2	15.2 ± 0.2	7.9 ± 0.9	
AUDR	58.422	24.313	20.2 ± 0.2	13.0 ± 0.2	2.1 ± 0.7	
DEGE	60.031	20.384	19.1 ± 0.1	13.4 ± 0.2	6.3 ± 0.7	
ESBC	55.493	8.456	17.3 ± 0.1	15.5 ± 0.1	0.2 ± 0.5	
FER5	56.523	8.118	16.7 ± 0.2	15.3 ± 0.2	-2.3 ± 0.7	
FROC	63.865	8.660	13.8 ± 0.1	16.2 ± 0.1	1.9 ± 0.5	
FYHA	54.993	9.986	17.7 ± 0.2	15.5 ± 0.2	-0.1 ± 0.7	
GJOV	60.789	10.680	15.8 ± 0.3	15.7 ± 0.3	5.3 ± 1.3	
HETT	68.406	23.665	16.9 ± 0.2	14.4 ± 0.2	7.0 ± 1.0	
HIRS	57.591	9.967	16.6 ± 0.1	15.2 ± 0.1	1.9 ± 0.5	
HONS	70.977	25.964	16.7 ± 0.1	13.3 ± 0.2	3.3 ± 0.6	
JOE2	62.391	30.096	20.9 ± 0.2	12.2 ± 0.2	3.8 ± 0.9	
JON6	57.745	14.059	17.7 ± 0.2	14.6 ± 0.2	3.5 ± 0.8	
KAD6	59.444	13.505	16.8 ± 0.2	14.8 ± 0.2	6.0 ± 0.9	
KEV2	69.755	27.007	17.2 ± 0.2	13.8 ± 0.2	3.9 ± 0.8	
KILP	68.941	20.914	15.7 ± 0.2	14.9 ± 0.2	5.0 ± 0.8	
KIRU	67.857	20.968	16.0 ± 0.1	14.7 ± 0.1	5.3 ± 0.6	
KIV2	62.819	25.701	20.3 ± 0.2	12.5 ± 0.2	7.2 ± 0.9	
KUN0	56.104	15.589	18.7 ± 0.1	15.4 ± 0.1	1.3 ± 0.6	
KUU2	65.910	29.033	19.5 ± 0.2	12.6 ± 0.2	7.2 ± 0.9	
LEK6	60.722	14.877	16.8 ± 0.2	14.8 ± 0.2	7.2 ± 0.8	
LOV0	59.337	17.828	18.5 ± 0.1	14.0 ± 0.1	5.9 ± 0.4	
MIK3	61.574	27.102	20.4 ± 0.2	12.6 ± 0.2	4.7 ± 0.8	
MVEE	58.865	26.951	20.5 ± 0.2	12.5 ± 0.2	2.9 ± 0.7	

Таблица 1. Скорости перемещений пунктов ГНСС Фенноскандии в системе отсчета ITRF2014

Пущит ГНСС	Коорд	инаты	Скорости, мм/год			
Пункі і пес	широта, °	долгота, °	E	N	U	
OLKI	61.239	21.472	19.0 ± 0.1	13.3 ± 0.1	7.2 ± 0.7	
ORIV	61.616	24.211	19.6 ± 0.2	13.0 ± 0.2	6.5 ± 0.9	
OSLS	59.736	10.367	15.8 ± 0.1	15.5 ± 0.1	4.2 ± 0.5	
OST6	63.442	14.857	15.5 ± 0.2	15.4 ± 0.2	8.0 ± 0.8	
OUL2	65.086	25.892	19.0 ± 0.2	13.2 ± 0.2	9.5 ± 0.9	
OVE6	66.317	22.773	17.4 ± 0.2	14.2 ± 0.2	8.7 ± 0.9	
РҮНА	64.497	24.237	19.1 ± 0.2	12.9 ± 0.2	9.9 ± 0.9	
RAT0	63.985	20.895	17.7 ± 0.1	14.2 ± 0.1	10.1 ± 0.6	
ROM2	64.217	29.931	20.3 ± 0.2	12.2 ± 0.2	5.9 ± 0.9	
SAVU	67.960	28.955	18.6 ± 0.2	13.3 ± 0.2	6.2 ± 0.9	
SG40	60.203	24.961	20.4 ± 0.2	12.5 ± 0.2	4.7 ± 1.0	
SKE0	64.879	21.048	16.2 ± 0.1	14.7 ± 0.1	10.4 ± 0.5	
SMID	55.640	9.559	17.3 ± 0.1	15.4 ± 0.1	0.4 ± 0.5	
SMO0	58.353	11.217	16.5 ± 0.1	14.8 ± 0.1	3.7 ± 0.5	
SOD3	67.420	26.389	18.1 ± 0.2	13.7 ± 0.2	7.5 ± 0.8	
SPT0	57.714	12.891	17.4 ± 0.1	14.8 ± 0.1	4.2 ± 0.5	
STAS	59.017	5.598	15.5 ± 0.1	15.6 ± 0.1	0.8 ± 0.4	
SVE6	62.017	14.700	16.2 ± 0.2	15.2 ± 0.2	7.9 ± 0.9	
TALS	57.246	22.586	20.1 ± 0.1	13.5 ± 0.2	1.2 ± 0.855	
ТЕЈН	55.248	14.839	19.0 ± 0.2	15.3 ± 0.2	-0.1 ± 0.7	
TORN	66.077	24.332	18.1 ± 0.2	13.9 ± 0.2	9.3 ± 0.8	
TRDS	63.371	10.319	14.3 ± 0.1	16.2 ± 0.1	3.6 ± 0.6	
TROM	69.662	18.938	14.9 ± 0.2	15.3 ± 0.2	2.5 ± 0.7	
TRYS	61.423	12.381	16.7 ± 0.3	16.0 ± 0.4	3.8 ± 1.7	
TUOR	60.415	22.443	19.5 ± 0.1	13.1 ± 0.1	5.7 ± 0.5	
UME6	63.578	19.509	17.3 ± 0.2	14.3 ± 0.2	9.7 ± 0.9	
VAAS	62.961	21.770	18.5 ± 0.1	13.6 ± 0.1	9.1 ± 0.6	
VAE6	58.693	12.035	16.7 ± 0.2	14.9 ± 0.2	5.4 ± 0.8	
VARS	70.336	31.031	18.0 ± 0.1	12.3 ± 0.1	2.8 ± 0.5	
VIKC	64.863	11.242	14.3 ± 0.2	16.7 ± 0.2	3.3 ± 0.6	
VIL6	64.697	16.559	15.7 ± 0.2	15.3 ± 0.2	8.3 ± 1.0	
VIR2	60.538	27.554	20.7 ± 0.2	12.5 ± 0.2	3.2 ± 0.8	
VIS0	57.653	18.367	19.0 ± 0.1	14.0 ± 0.1	3.0 ± 0.5	

Таблица 1. Окончание

Примечание: Е, N, U – скорости перемещения пунктов ГНСС в горизонтальном (восточном и северном) направлении и по вертикали, соответственно.

Результаты реконструкции ориентировок осей удлинения—укорочения треугольников сопоставлены с решениями фокальных механизмов очагов землетрясений, рассмотренных в работах [International..., 2021; Keiding et al., 2015; Usoltseva, Kozlovskaya, 2016; Wiejacz, 2006; Ассиновская, Овсов, 2008]. Обработка данных выполнена в программе STRESSgeol, реализующей положения МКА Ю.Л. Ребецкого. Эта методика позволила в автоматизированном режиме выделить кинематические группы, каждой из которых соответствует определенный тип напряженно-деформи-

рованного состояния. Разделение решений фокальных механизмов очагов землетрясений на такие группы подчинено принципу максимальности уменьшения (диссипации) энергии упругих деформаций при минимальном количестве групп. Более подробно МКА Ю.Л. Ребецкого, алгоритм и интерфейс программы STRESSgeol рассмотрены в монографии [Ребецкий и др., 2017]. Для того чтобы показать, как изменяются ориентировки главных осей напряжений в центральной части Фенноскандии и на ее периферии, сделан



Рис. 1. Схема значений современной площадной деформации (ε_S) Фенноскандии, составленная по данным анализа ГНСС: ε_S – величина площадной деформации (дилатации). Справа внизу: распределение напряжений в модели антиклинали поперечного изгиба, развивающейся в условиях слабого горизонтального сжатия, по работе [Белоусов, Гзовский, 1964]: σ – величина напряжений, стрелками показано направление сжатия и движение штампа по вертикали.

расчет напряженного состояния с использованием МКА Ю.Л. Ребецкого для 2 опорных участков.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На схеме величин дилатации (ε_s), построенной по данным анализа скоростей горизонталь-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

ных перемещений пунктов ГНСС, преобладают области положительных значений ε_s , в то время как отрицательные зафиксированы только на северо-восточной окраине Фенноскандинавского щита (рис. 1). Эта особенность указывает на доминирование обстановок сдвига и/или растяжения, при которых площади расчетных треуголь-

ников увеличиваются. Уменьшение площади элементов покрытия в зоне Ладожского озера – Кандалакшского грабена объяснимо влиянием сжимающих напряжений. Отмечено последовательное уменьшение величин ε_s от центральной части Фенноскандии (максимум наблюдаются на севере Ботнического залива) к ее периферии, коррелирующее с уменьшением скорости современных вертикальных движений в том же направлении. Эта закономерность, наряду с воздыманием большинства пунктов ГНСС, позволяет предположить, что положительный знак дилатации ε_s чаще всего соответствует изгибу рельефа вверх, хотя в общем случае положительные значения ε_{S} могут соответствовать как поднятиям, так и опусканиям поверхности.

На наш взгляд, основные особенности распределения ε_s по площади изучаемой территории объяснимы ее развитием как растущего поднятия, испытывающего горизонтальное сжатие. Центр поднятия расположен в районе Ботнического залива, где скорости современных вертикальных движений достигают 10.7 ± 0.7 мм/год (рис. 2). Это значение на 2 мм/год превышает максимальную скорость поднятия, приведенную в работе [Kierulf, 2014], что объяснимо погрешностью измерений, различиями исходных данных и систем отсчета. Общее горизонтальное сжатие территории может быть связано с влиянием спрединга Срединно-Атлантического хребта, служащее причиной проявления больших значений ε_s на западном побережье Фенноскандии по сравнению с ее восточной окраиной. По мнению ряда исследователей [Зыков, Полещук, 2016; Макарова и др., 2016], латеральное давление со стороны Атлантического океана – значимый фактор формирования и эволюции новейших морфоструктур Балтийского щита. Проведенные нами расчеты линейной относительной деформации ε_{I} показали, что расстояние между станциями HOFN (восточное побережье Исландии) и TORS (Фарерские острова) сокращается, значение є, составляет -4.8×10⁻⁹. Также происходит укорочение отрезка TORS-TRDS ($\varepsilon_L = -2.5 \times 10^{-9}$), северо-восточный конец которого расположен на окраине Тронхейма. Однако из-за малого количества станций на островах Северной Атлантики затруднительно оценить роль спрединга как источника современных деформаций Фенноскандии с высокой степенью точности по данным ГНСС.

По нашему мнению, отмеченное изменение величин ε_s на фоне сводового поднятия Фенноскандии объяснимо в рамках тектонофизической модели, описанной в монографии [Белоусов, Гзовский, 1964]. Суть эксперимента заключалась в том, что с помощью системы штампов смоделирован рост антиклинального поднятия. развивающегося при слабом горизонтальном сжатии, которое само по себе не вызывает изгиба модели. Установлено, что в центральной части этого поднятия сконцентрированы максимальные напряжения и проявляется обстановка растяжения, а его краевые участки испытывают горизонтальное сжатие при меньших величинах напряжений. В целом условия эксперимента соответствуют условиям деформирования Фенноскандии на современном этапе по следующим соображениям. 1). По данным ГНСС зафиксировано сводовое поднятие территории, происходящее при незначительном сжатии со стороны Северной Атлантики: рассчитанные нами значения ε_L и ε_S имеют порядок 10^{-9} и недостаточны как для разрушения пород верхней части земной коры, согласно [Руководство..., 2022], так и для изгиба литосферы всей Фенноскандии. Превышение горизонтальных скоростей пунктов ГНСС по сравнению с вертикальными не противоречит схеме нагружения модели В.В. Белоусова и М.В. Гзовского, поскольку горизонтальные движения этих пунктов связаны, прежде всего, с перемещением всей Евразийской плиты в северовосточном направлении, и в меньшей степени – с деформациями литосферы Фенноскандии. Эти данные свидетельствуют о развитии Фенноскандии как поднятия в обстановке слабого горизонтального сжатия. 2). Несмотря на отсутствие жестких блоков (инденторов), инициирующих деформации как штампы в модели, на данном этапе исследований эксперимент В.В. Белоусова и М.В. Гзовского представляется в определенном приближении корректным с точки зрения критериев подобия, поскольку общая схема нагружения модели соответствует представлениям об ориентировках главных нормальных осей напряжений при дегляциации Фенноскандии. Кроме того, в методическом отношении достаточно сложно провести моделирование колебаний земной коры, вызванных перераспределением подкорового вещества при снятии ледовой нагрузки [Зыков, Полещук, 2016] на оптически активных материалах, а использование других модельных веществ, не обладающих оптической активностью, существенно затруднит оценку величин деформации и реконструкцию траекторий главных нормальных осей напряжений.

Рассмотрим соотношение величин дилатации с конфигурацией зон возможных очагов землетрясений (ВОЗ), ранее выделенных нами по данным анализа сводного сейсмологического каталога и компьютерного геодинамического моделирования [Сенцов, Агибалов, 2021]. Одна из таких зон, Ботническая, приурочена к области максимальных значений ε_s в районе одноимен-



Рис. 2. Схема скоростей современных вертикальных движений Фенноскандии: 1 – изолинии скоростей вертикальных движений, мм/год; 2 – зоны возможных очагов землетрясений, по [Сенцов, Агибалов, 2021]: I – Норвежская, II – Финско-Шведско-Норвежская, III – Финско-Норвежская, IV – Шведско-Российская, V – Финско-Российская, VI – Беломорская, VII – Апатитовая, VIII – Ботническая, IX – Венернская, X – Осло, XI – Центрально-Норвежская, XII – Бергенская, XIII – Мурманская; 3–7 – эпицентры землетрясений с известными решениями фокальных механизмов очагов, объединенные в кинематические группы № 1–5, соответственно; 8 – границы рассматриваемой области, проведенные по координатам крайних пунктов ГНСС, 9 – границы опорных участков, для которых проанализированы решения фокальных механизмов очагов землетрясений МКА Ю.Л. Ребецкого. Справа внизу: ориентировки главных нормальных осей напряжений (σ_1 – растяжения, σ_3 – сжатия) в модели антиклинали поперечного изгиба, развивающейся в условиях слабого горизонтального сжатия, по работе [Белоусов, Гзовский, 1964]; стрелками показано направление сжатия и движение штампа по вертикали.

ного залива, а для остальных зон ВОЗ непосредственной взаимосвязи с максимумами ε_s не установлено. На наш взгляд, это связано с тем, что на характер сейсмичности влияет множество геологических процессов, в том числе: 1) гравитационные изгибные деформации на контакте конти-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

N⁰	Название зоны ВОЗ	Медианное значение ε_s , $n \times 10^{-9}$
1	Норвежская	3.3
2	Финско-Шведско-Норвежская	3.3
3	Финско-Норвежская	3.3
4	Шведско-Российская	3.1
5	Финско-Российская	1.2
6	Беломорская	-0.6 (2.1)
7	Апатитовая	_
8	Ботническая	4.1
9	Венернская	3.8
10	Осло	2.8
11	Центрально-Норвежская	3.2
12	Бергенская	1.6
13	Мурманская	_

Таблица 2. Медианные значения величины площадной деформации (ε_S), рассчитанные для зон возможных очагов землетрясений (ВОЗ)

Примечание: в скобках указаны значения ε_S , рассчитанные без учета знака для зон ВОЗ, где проявляется обстановка сжатия.

нента и морского шельфа вдоль побережья Норвегии [Лукк и др., 2019], не учтенные нами при построении схемы величин є из-за отсутствия пунктов ГНСС на шельфе; 2) конфигурация активных разломов, рассмотренная на региональном масштабном уровне в работах [База данных..., 2021; Бачманов и др., 2017]. Оба фактора проявлены в Норвежской зоне ВОЗ. для которой установлено наибольшее для всей рассматриваемой территории значение магнитуды землетрясения за инструментальный период наблюдений – 5.9. В то же время медианные значения ε_s , рассчитанные в пределах большинства зон ВОЗ, превышают аналогичную величину, вычисленную для всей изучаемой области. Например, один из локальных максимумов плотности эпицентров землетрясений наблюдается в юго-западной части территории (Венернская и Центрально-Норвежская зоны ВОЗ), где величины дилатации составляют $3.5-4.0 \times 10^{-9}$ (при медианном значении $\varepsilon_s = 2.3 \times 10^{-9}$ и аналогичном значении, рассчитанном без учета знака $|\varepsilon_s| = 2.8 \times 10^{-9}$) (табл. 2). Здесь также проходят несколько крупных разломов северо-западного и северо-восточного простирания. Аналогичная особенность наличие активных разломов в сочетании с достаточно высокими по модулю величинами ε_s – проявлена в пределах юго-восточной части Беломорской зоны ВОЗ, соответствующей Кандалакшскому грабену.

Для понимания основных закономерностей современных геодинамических процессов значима информация об ориентировках главных нормальных осей напряжений. Анализ триангуляционной сети показал, что в большинстве случаев треугольники укорачиваются в северо-западном направлении (среднее круговое значение азимута простирания оси укорочения – 135°). При обработке 105 решений фокальных механизмов очагов землетрясений в программе STRESSgeol выделены 5 кинематических групп (табл. 3, рис. 3). Первая, наиболее представительная группа состоит из 31 элемента. Ей соответствует взбросо-сдвиговый тип напряженного состояния, ось сжатия ориентирована субгоризонтально по азимуту 138°. Вторая по количеству элементов группа указывает на проявление горизонтального сжатия, ось которого простирается в запад-северо-западных румбах. Эти типы внешней нагрузки преобладают на периферии Фенноскандинавского щита, для которой известно большинство решений фокальных механизмов очагов землетрясений. Менее представительные группы отражают локальные стресс-состояния: достаточно распространены взбросо-сдвиговые деформации, происходящие при северо-западном сжатии (группа III); на побережье Ботнического залива и фьордах Норвежского моря, а также в северной части грабена Осло сейсмические события происходили в обстановке растяжения (группы IV и V). Растяжение Ботнического залива на современном этапе подтверждено увеличением длин отрезков, соединяющих пункты ГНСС 0NYB-OUL2, 0NYB-PYHA, SKE0-PYHA, RAT0-PYHA, RATO-VAAS, UME6-VAAS, VAAS-0ORN, 0VIB-VAAS; проявление аналогичной обстановки на севере грабена Осло и во фьордах Норвежского моря можно предположить по геоморфологиче-

Таблица З. Ор	риентировки главных нормальных осей напряжений, реконструированных методом катакластиче-
ского анализа	а разрывных смещений (МКА) Ю.Л. Ребецкого по решениям фокальных механизмов очагов земле-
трясений	

№ кинематической группы	<i>T-tr</i> , $^{\circ}$	T - pl , $^{\circ}$	<i>P-tr</i> , °	P - pl , $^{\circ}$	Ν
Ι	232	10	138	25	23b + 8s
II	6	83	106	1	25b + 4s
III	184	21	292	40	15b + 1s
IV	288	19	145	67	15b + 3s
V	92	33	261	57	9b + 1s

Примечания: T-tr – азимут простирания оси растяжения; T-pl – угол наклона оси растяжения; P-tr – азимут простирания оси сжатия; P-pl – угол наклона оси сжатия; N – количество элементов в выборке; b – решения фокальных механизмов, полностью удовлетворяющие критерием МКА Ю.Л. Ребецкого; s – частично удовлетворяющие этим критериям.

ским признакам. Полученные результаты согласуются с представлениями об общем северо-западном сжатии Фенноскандии и растяжении сводовой части Балтийского щита на севере Ботнического залива [Keiding et al., 2015].

Расчет напряженного состояния МКА Ю.Л. Ребецкого для 2 опорных участков показал существенные различие ориентировок главных нормальных осей напряжений в центральной части Фенноскандии и на ее периферии. На юго-западе территории (участок *A*) представительность механизмов очагов землетрясений достаточно высокая. МКА Ю.Л. Ребецкого 40 таких механизмов разделены на 3 кинематические группы, наиболее крупная из которых состоит из 14 элементов. Ей соответствует взбросо-сдвиговый тип внешней нагрузки с полого наклонной осью сжатия, простирающейся в северо-западном направлении. В районе Ботнического залива (участок *Б*) известны 8 решений очагов, 6 из которых относятся одной кинематической группе. МКА Ю.Л. Ребецкого показано, что здесь проявлен сдвиго-сбросовый тип напряженного состояния (табл. 4). Полученные результаты согласуются как с рассмотренными выше данными анализа ГНСС, так и с ранее проведенной нами реконструкцией стресссостояния Фенноскандии с использованием структурно-геоморфологических методов и компьютерного геодинамического моделирования [Сенцов, Агибалов, 2021].



Рис. 3. Реконструкция главных нормальных осей напряжений по решениям фокальных механизмов очагов землетрясений, разделенных на 5 кинематических групп МКА Ю.Л. Ребецкого (нижняя полусфера): *1* – области сжатия; *2* – области растяжения; *3* – главные нормальные оси напряжений. Римскими цифрами обозначены номера кинематических групп (см. табл. 3). На *A* и *Б* – реконструкция главных нормальных осей напряжений для двух опорных участков, показанных на рис. 2.

Таблица 4. Ориентировки главных нормальных осей напряжений в пределах опорных участков, реконструированных МКА Ю.Л. Ребецкого по решениям фокальных механизмов очагов землетрясений

Опорный участок	T-tr, °	T-pl, °	P-tr, °	P-pl, °	п	Ν
A	213	1	123	35	14	40
Б	296	45	296	45	6	8

Примечания: T-tr — азимут простирания оси растяжения; T-pl — угол наклона оси растяжения; P-tr — азимут простирания оси сжатия; P-pl — угол наклона оси сжатия; n — количество элементов в выборке; N — общее количество решений фокальных механизмов очагов землетрясений на территории опорных участков A и E.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования позволили сделать следующие выводы:

1. На современном этапе Фенноскандия развивается как сводовое поднятие в обстановке северо-западного сжатия. Его центральная часть (север Ботнического залива) испытывает растяжение, на периферии преобладает взбросо-сдвиговое поле напряжений, на северо-восточной окраине (от Ладожского озера до Кандалакшского залива) – сжатие.

2. В целом наблюдается уменьшение величины современной деформации от Ботнического залива к периферии Фенноскандинавского щита.

3. Большинство ранее выделенных нами зон ВОЗ [Сенцов, Агибалов, 2021] отличаются достаточно высокими величинами современной деформации и связаны с региональными активными разломами [База данных..., 2021].

4. Предложен методический прием вычисления величины деформации по данным ГНСС, реализуемый только с помощью стандартных инструментов программы ArcGis. Его достоинство заключается в простоте использования, возможности построить схему величины деформации без вспомогательных вычислений и специализированного программного обеспечения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках Государственного задания ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ассиновская Б.А., Овсов М.К. Сейсмотектоническая позиция Калининградского землетрясения 21 сентября 2004 года // Физика Земли. 2008. № 9. С. 32–43.

Бабешко В.А., Калинчук В.В., Шестопалов В.Л., Шереметьев В.М. Технологии геодинамического мониторинга района транспортного перехода через Керченский пролив // Наука Юга России. 2016. Т. 12. № 1. С. 22–31.

База данных активных разломов Евразии (и прилегающих акваторий). URL: http://neotec.ginras.ru/database. html#DB Guide. Дата обращения 01.09.2021.

Бачманов Д.М., Кожурин А.И., Трифонов В.Г. База данных активных разломов Евразии // Геодинамика и тектонофизика. 2017. Т. 8. № 4. С. 711–736.

Белоусов В.В., Гзовский М.В. Экспериментальная тектоника. М.: Недра. 1964. 120 с.

Делоне Б.Н. О пустоте сферы // Изв. АН СССР. ОМЕН. 1934. № 4. С. 793-800.

Зыков Д.С., Полещук А.В. Взаимодействие геодинамических систем на Восточно-Европейской платформе в новейшее время // Бюллетень МОИП. Отд. геол. 2016. Т. 91. Вып. 1. С. 3–14.

Зубович А.В., Мухамедиев Ш.А. Метод наложенных триангуляций для вычисления градиента скорости горизонтальных движений: приложение к Центрально-Азиатской GPS-сети // Геодинамика и тектонофизика. 2010. Т. 1. № 2. С. 169–185.

Лукк А.А., Леонова В.Г., Сидорин А.Я. Еще раз о природе сейсмичности Фенноскандии // Геофизические процессы и биосфера. 2019. Т. 18. № 1. С. 74–90.

Макарова Н.В., Макеев В.М., Дорожко А.Л., Суханова Т.В., Коробова И.В. Геодинамические системы и геодинамически активные зоны Восточно-Европейской платформы // Бюллетень МОИП. Отд. геол. 2016. Т. 91. Вып. 4–5. С. 9–26.

Ребецкий Ю.Л., Сим Л.А., Маринин А.В. От зеркал скольжения к тектоническим напряжениям. Методики и алгоритмы. М.: ГЕОС. 2017. 234 с.

Рикитаки Т. Предсказание землетрясений. М.: Мир. 1979. 388 с.

Руководство по безопасности при использовании атомной энергии "Оценка исходной сейсмичности района и площадки размещения объекта использования атомной энергии при инженерных изысканиях и исследованиях" РБ-019-18. URL: https://docs.secnrs.ru/ documents/rbs/PБ-019-18/PБ-019-18.pdf (Дата обращения 07.02.2022).

Сейсмологический каталог Американской геологической службы. URL: https://earthquake.usgs.gov/ (Дата обращения 01.09.2021а).

Сейсмологический каталог единой геофизической службы РАН. URL: http://www.ceme.gsras.ru/cgi-bin/new/ catalog.pl (Дата обращения 01.09.20216).

Сейсмологический каталог Хельсинского университета. URL: http://www.seismo.helsinki.fi/english (Дата обращения 01.09.2021в).

Сенцов А.А., Агибалов А.О. Выделение зон возможных очагов землетрясений в Фенноскандии по данным анализа сейсмичности и компьютерного геодинамического моделирования // Вестн. Моск. Ун-та. Серия 4. Геология. 2021. № 1. С. 15–22.

Сервис РГС-Центр. URL: https://rgs-centre.ru/ (Дата обращения 01.09.2021).

Теркот Д., Шуберт Д. Геодинамика. Геологическое приложение физики сплошных сред. Ч. 1. М.: Мир. 1985. 376 с.

Blewitt G., Hammond W.C., Kreemer C. Harnessing the GPS data explosion for interdisciplinary science // Eos. 2018. V. 99.

GNSS Time Series. URL: https://sideshow.jpl.nasa.gov/ post/series.html (Дата обращения 01.02.2022).

International Seismological Centre Bulletin: Focal mechanism search. URL: http://www.isc.ac.uk/iscbulletin/ search/fmechanisms/ (Дата обращения 01.09.2021).

Kierulf H.P. A GPS velocity field for Fennoscandia and a consistent comparison to glacial isostatic adjustment models // J. Gephus. Res. Solid Earth. 2014. V. 119. P. 6613–6629.

Keiding M., Kreemer C., Lindholm C.D., Gradmann S., Olesen O., Kierulf H.P. A comparision of strain rates and seismicity for Fennoscandia: depth dependency of deformation from glacial isostatic adjustment // Geophys. J. Int. 2015. V. 202. P. 1021–1028.

Usoltseva O., Kozlovskaya E. Studying local earthquakes in the area Baltic-Bothnia Megashear using the data of the POLENET/LAPNET temporary array // Solid Earth. 2016. \mathbb{N} 7. P. 1095–1108.

Voronoi G.F. Nouvelles applications des paramètres continus à la théorie de formes quadratiques // J. für die reine und angewandte Mathematik. 1908. V. 134. P. 198–287.

Wiejacz P. The Kaliningrad earthquakes of September 21, 2004 // Acta Geodyn. Geomater. 2006. V. 3. № 2. P. 7–16.

Analysis of Current Movements and Deformations of the Earth's Crust in Fennoscandia from GNSS Data

G. M. Steblov^{*a*, *}, A. O. Agibalov^{*a*, **}, G. E. Mel'nik^{*a*, *b*, ***</sub>, V. P. Perederin^{*a*, ****}, F. V. Perederin^{*a*, ****}, and A. A. Sentsov^{*a*, *****}}

^aSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia ^bCenter for Geodesy, Cartography and Spatial Data Infrastructure, Moscow, Russia *e-mail: steblov@ifz.ru **e-mail: agibalo@yandex.ru ***e-mail: melnik@ifz.ru ****e-mail: vpp@ifz.ru ****e-mail: crash@ifz.ru

******e-mail: alekssencov@yandex.ru

An analysis of the displacement rates of GNSS points indicates that the values of current deformations gradually decrease from the center of Fennoscandia, which is under tensile conditions, to its periphery. At the northeastern margin of the region, the tensile and shear conditions are replaced by a compression strip extending from Lake Ladoga to the Gulf of Kandalaksha. These features of the deformation field are consistent with the solutions for the focal mechanisms of earthquake sources and can be explained by the fact that the study region is developing as a growing elevation, with its center in the northern Gulf of Bothnia, which is under horizontal northwestward compression from the Mid-Atlantic Ridge. It is shown that most of the seismic generation zones we previously determined are located in the areas of increased values of deformations.

Keywords: Fennoscandia, GNSS, current deformations, seismotectonics, seismic generation zones, focal mechanisms of earthquake sources

УДК 550.38+550.34

О ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЯХ, НАБЛЮДАЕМЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ И ПРИУРОЧЕННЫХ К СИЛЬНЫМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМ

© 2022 г. С. А. Рябова^{1, 2,} *, С. Л. Шалимов²

¹Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия ²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

**E-mail: riabovasa@mail.ru* Поступила в редакцию 21.01.2022 г. После доработки 02.03.2022 г. Принята к публикации 03.03.2022 г.

С использованием цепочки наземных среднеширотных магнитометрических пунктов наблюдения, разнесенных на расстояния в несколько тысяч километров, исследована интенсификация вариаций геомагнитного поля, приуроченная к ряду сильных удаленных землетрясений. Показано, что спектральные пики вариаций в диапазоне 5–13 мин (диапазон магнитных пульсаций Pc5–Pc6) могут быть обусловлены соответствующими вариациями компонент межпланетного магнитного поля. Геомагнитные вариации с периодами больше 13 мин интерпретированы как результат распространения медленных магнитогидродинамических (МГД) волн, возбужденных в ионосфере акустическим импульсом после землетрясений, или как результат прохождения перемещающихся ионосферных возмущений.

Ключевые слова: землетрясение, геомагнитное поле, вариации, медленные магнитогидродинамические (МГД) волны, межпланетное магнитное поле, перемещающиеся ионосферные возмущения. **DOI:** 10.31857/S0002333722040081

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемые на земной поверхности геомагнитные вариации регистрируются в достаточно широком диапазоне периодов: от вековых вариаций (длительностью десятки-сотни лет) до вариаший длительностью несколько минут – доли секунд. Столь же широк диапазон процессов, информацию о которых эти вариации приносят: движения в жидком ядре Земли, геомагнитные пульсации, представляющие собой короткопериодные колебания геомагнитного поля и характеризующиеся квазипериодической структурой, занимая ультранизкочастотный (УНЧ) диапазон частот от мГц до Гц, шумановские резонансы, ионосферный альвеновский резонатор, шумовой сигнал увеличенной амплитуды вблизи грозовых фронтов и квазипериодические сигналы после спрайтов, прохождение солнечного терминатора и внутренних атмосферных волн через ионосферу Брагинский, 1982; Куницын, Шалимов, 2011; Сомсиков, 1983; Троицкая, Гульельми, 1969; Веlvaev et al., 1990; Fraser-Smith, 1993; Fullekrug et al., 1998; Shalimov, Bosinger, 2006; 2008]. Во всех этих исследованиях источником магнитных сигналов считают магнитосферу, ионосферу или атмосферу.

Кроме этого, существуют измерения в УНЧ диапазоне, приуроченные ко времени подготов-

ки (за несколько часов-дней до события) достаточно сильных (с магнитудой $M \ge 7$) землетрясений и рассматриваемые как предвестники приближающегося события (см., например. [Собисевич и др., 2009; 2010; Fraser-Smith et al., 1990; Hayakawa et al., 1996; Kopytenko et al., 1993]). Авторы подобных исследований убеждены в литосферном происхождении регистрируемых сигналов. Согласно гипотезе, эти сигналы обусловлены разрушением среды в зоне очага или в пределах зоны подготовки [Сурков, 2000]. Однако подобные результаты разрозненных наблюдений не имеют строгого обоснования, а некоторые из них оспариваются (см., например, [Костерин и др., 2015; Куницын, Шалимов, 2011; Thomas et al., 2009а; 2009б]). При этом возражения основываются на тщательном учете других, не литосферных, источников УНЧ вариаций, о которых сказано выше.

С другой стороны, появление УНЧ сигналов после землетрясений, казалось бы, не вызывает сомнений в их источнике. Так, после землетрясения в Тохоку (2011 г., магнитуда 9), на магнитометрической обсерватории Харьковского университета (расстояние до эпицентра 7830 км) были обнаружены цуги колебаний геомагнитного поля с периодом 400–900 с, которые могли быть вы-

Наименование пункта наблюдения	Обозначение	Широта, град.	Долгота, град.	Месторасположение	
Бельск	BEL	51.84	20.79	Польша, г. Бельск	
Борок	BOX	58.07	38.23	Россия, Ярославская обл., пос. Борок	
Чхонъян	CYG	36.37	126.85	Южная Корея, Чхунчхон-Намдо	
Иркутск	IRK	52.17	104.45	Россия, Иркутск, пос. Патроны	
Какиока	KAK	36.23	140.19	Япония, г. Какиока	
Хабаровск	КНВ	47.61	134.69	Россия, г. Хабаровск	
Киев	KIV	50.72	30.3	Украина, пос. Дымер	
Каноя	KNY	31.42	130.88	Япония, г. Каноя	
Львов	LVV	49.9	23.75	Украина, г. Львов	
Ланьчжоу	LZH	36.09	103.85	Китай, г. Пекин	
Мемамбецу	MMB	43.91	144.19	Япония, г. Мемамбецу	
Новосибирск	NVS	55.03	82.90	Россия, Новосибирская обл., Ключи	
Паратунка	PET	53.10	158.63	Россия, Камчатская обл., Елизовский р-н, с. Паратунка	
Санкт-Петербург	SPG	60.54	29.72	Россия, г. Санкт-Петербург	

Таблица 1. Пункты геомагнитных наблюдений

званы воздействием сейсмических и акустикогравитационных волн на ионосферную плазму. При этом первым соответствовали скорости 2.2-3.5 км/с, вторым - 250-800 м/с. Амплитуда наблюдавшихся цугов магнитных колебаний достигала 1.5-2.5 нТл, а длительность - 60-80 мин [Черногор, 2019]. Кроме этого, были обнаружены длиннопериодные (20, 60 и 100-120 мин) почти синхронные геомагнитные вариации с амплитудой 4-8 нТл, последовавшие за землетрясением. При этом станции располагались на расстояниях 640-7200 км, а время начала вариаций после события было 16.5 мин для ближайшей станции и 21.5 мин – для самой дальней. Существенно, что время запаздывания переднего фронта этих возмущений увеличивалось при увеличении расстояния между эпицентром и пунктами наблюдений, причем их амплитуда при этом убывала. Это дало основание автору [Черногор, 2019] сделать вывод, что, скорее всего, возмущения геомагнитного поля переносились медленными МГД волнами (скорости этих волн – несколько десятков км/с [Сорокин, Федорович, 1982; Сурков, 2000]). Таким образом, хотя и дано указание на источник возмущений, но пока нет ясности распространяется ли этот вывод на другие, менее сильные (чем землетрясение в Тохоку) события.

В свете сказанного выше экспериментальное исследование УНЧ вариаций геомагнитного поля, регистрируемых на земной поверхности и приуроченных к сильным удаленным землетрясениям, а также анализ возможных источников этих вариаций, представляется актуальным. Особенностью этих вариаций является очень близкое по времени появление похожих по спектральному составу колебаний на магнитометрических станциях, удаленных друг от друга на тысячи километров. Поэтому тщательное исследование источников вариаций позволит ответить на вопрос в какой степени они могут быть обусловлены сейсмическими событиями или иными причинами.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

При выполнении настоящих исследований в качестве исходных привлекались данные регистрации магнитной индукции на земной поверхности, выполненной на обсерваториях международной сети ИНТЕРМАГНЕТ. Географические координаты и месторасположение обсерваторий приведены в табл. 1. На каждой из обсерваторий выполняется трехкомпонентная регистрация геомагнитного поля.

В настоящей работе также привлекались данные регистрации геомагнитного поля на среднеширотной Геофизической обсерватории "Михнево" Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института динамики геосфер им. акад. М.А. Садовского РАН, Россия, Московская область, п. Михнево (МНV, координаты: 54.959° N; 37.766° E).

Регистрация геомагнитных вариаций на МНV выполнялась с помощью автоматического феррозондового магнитометра LEMI-018i с точностью измерений 10 пТл. Результаты регистрации геомагнитного поля на обсерватории "Михнево" размещены на сайте Института динамики геосфер РАН [http://www.idg.chph.ras.ru/~mikhnevo/].

N⁰	Дата	Время, UT	Координаты	Глубина	Регион	Магнитуда
1	24.01.2018	10:51	41.103° N 142.432° E	31.0	99 км от г. Мисава	6.3
2	05.09.2018	18:08	42.686° N 141.929° E	35.0	27 км от г. Титосэ	6.6
3	08.01.2019	12:39	30.587° N 131.044° E	35.0	16 км от г. Нисиноомотэ	6.3
4	04.08.2019	10:23	37.759°N 141.603° E	38.0	61 км от пос. Намиэ	6.3
5	19.04.2020	20:39	38.895° N 142.005° E	38.0	31 км от г. Офунато	6.3
6	12.09.2020	02:44	38.748° N 142.245° E	34.0	58 км от г. Офунато	6.1
7	20.12.2020	17:23	40.867° N 142.581° E	35.0	100 км от г. Хатинохе	6.3
8	13.02.2021	14:08	37.727° N 141.775° E	44.0	73 км от пос. Намиэ	7.1
9	20.03.2021	09:10	38.452° N 141.648° E	43.0	30 км от г. Исиномаки	7.0
10	01.05.2021	01:27	38.200° N 141.597° E	43.0	35 км от г. Исиномаки	6.9
11	13.05.2021	23:58	37.717° N 141.817° E	32.0	76 км от пос. Намиэ	6.0

Таблица 2. Параметры рассматриваемых сейсмических событий

Чтобы обеспечить возможность проведения сопоставления, данные магнитной регистрации приводились к единой географической системе координат и к всемирному координированному времени (UTC). Для анализа использовались ряды цифровых данных, сформированные с дискретностью 1 мин.

В настоящей работе в качестве примера рассматриваются вариации геомагнитного поля в период землетрясений, произошедших в Японии с 2018 по 2021 гг. с магнитудой, превышающей 6 (табл. 2). При этом анализировались геомагнитные вариации, сопутствующие мелкофокусным сейсмическим событиям, которые характеризовались глубиной очага от 30 до 50 км.

На первом этапе выполнялся отбор событий с привлечением данных о вариациях геомагнитных станционных K (обсерватории MHV [http://www.idg.chph.ras.ru/~mikhnevo/] и KAK [http://www.kakioka-jma.go.jp]) и Kp индексов [https://www.gfz-potsdam.de/en/kp-index/] и с привлечением данных о сейсмических событиях и их параметрах [https://earthquake.usgs.gov/].

Кроме анализа изменения временных вариаций, обусловленных сейсмическими событиями, в настоящей работе в качестве основного метода исследования использовался спектральный анализ. Здесь следует отметить, что основное назначение спектрального анализа — выделение частот регулярных составляющих сигнала, зашумленного помехами. В дополнение к спектральному анализу геомагнитных вариаций, зарегистрированных на разных обсерваториях в период землетрясений, в настоящей работе выполнялся анализ спектра вариаций B_z -ММП¹ [https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html].

При выполнении исследований спектры вычислялись методом периодограмм. Здесь следует отметить, что применение других видов спектрального анализа (оценка спектральной мощности методом Уэлча, методом Ломба—Скаргла, методом Юла—Уокера) [Адушкин и др., 2021] к цифровым данным, используемым в настоящей работе, показало целесообразность использования классических преобразований Фурье. Использование этого вида вычислительно эффективно и в рассматриваемом диапазоне периодов (от 5 до 40 мин) позволяет выделить все спектральные гармоники, как и при применении других видов спектрального анализа.

В основе классического метода спектрального анализа лежит применение дискретного преобразования Фурье (ДПФ) [Александров, 2002]:

прямого:

$$X_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \exp\left(-\frac{j2\pi ik}{n}\right),$$

обратного:

$$X_i = \sum_{k=1}^n X_k \exp\left(-\frac{j2\pi ik}{K}\right),$$

где: Δt – шаг дискретизации; *i* соответствует вре-

мени
$$t_i = i\Delta t$$
; k – частоте $f_k = \frac{n}{k\Delta t}$.

Исходная неусредненная форма периодограммной оценки спектра мощности [Марпл, 1990; Кривошеев, 2006]:

$$P(f) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^{n} x_n \exp\left(\frac{i2\pi f n\Delta t}{K}\right)$$

¹ Межпланетное магнитное поле.

О ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЯХ

Nº	Пото	MHV		KA	٩К	Vn	Vn
	дата	K _m	<i>K</i> _{max}	K _m	K _{max}	κp_m	$\kappa p_{\rm max}$
1	24.01.2018	1	2	1	2	1	2
2	05.09.2018	2	3	2	3	2	3
3	08.01.2019	2	1	2	2	1	2
4	04.08.2019	2	3	1	3	1	2
5	19.04.2020	0	1	0	1	0	1
6	12.09.2020	1	1	0	1	1	1
7	20.12.2020	2	1	2	2	1	1
8	13.02.2021	2	3	2	4	3	4
9	20.03.2021	4	3	6	5	5	6
10	01.05.2021	2	3	1	2	1	2
11	13.05.2021	2	2	2	2	2	1

Таблица 3. Геомагнитная обстановка в период рассматриваемых сейсмических событий

ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЕРИОД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ В ЯПОНИИ

Отбор сейсмических событий

На первом этапе выполнения настоящих исследований была проанализирована геомагнитная обстановка в период, включающий время основного толчка. В табл. 3 приведены значения геомагнитных К и Кр индексов в момент основного толчка и максимальные за сутки (6 ч до землетрясения и 3 ч после землетрясения). Анализ данных табл. 3 показал, что события 05.09.2018 г., 13.02.2021 г. и 20.03.2021 г. (Кр ≥ 3, К(МНV) ≥ 3, $K(KAK) \ge 3$) стоит исключить из дальнейшего рассмотрения, поскольку запись в период этих землетрясений будет искажена вариациями магнитного поля, вызванными источниками солнечного происхождения. Также в рамках настоящих исследований было исключено рассмотрение геомагнитных вариаций за 04.08.2019 г. (индексы геомагнитной активности на обсерваториях "Михнево" и "Какиока" в трехчасовой интервал непосредственно перед событием были равны 3, что не исключает сильную составляющую в геомагнитных вариациях несейсмической природы).

Существенные помехи при анализе временных вариаций геомагнитного поля, сопутствующих конкретному землетрясению, могут вносить также геомагнитные вариации от других сильных землетрясений, подземные толчки которых близки по времени к моменту основного толчка рассматриваемого события. В частности, по данным Геологической службы США примерно за 8 мин (20:31 UTC) до основного толчка землетрясения в Японии (20:39 UTC) 19.04.2020 г. произошло землетрясение на Филиппинах магнитудой 4.7 (координаты очага: 6.776° N, 124.975° Е, глубина 10.0 км); примерно за 4 мин (02:37) до основного толчка землетрясения в Японии (02:41 UTC) 12.09.2020 г.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

произошло землетрясение на Филжи магнитудой 5.6 (координаты очага: 17.880° S 178.005° W, глубина 559.7 км); примерно за 3 мин (23:55 UTC) до основного толчка землетрясения в Японии (23:58 UTC) 13.05.2021 г. произошло землетрясение в Колумбии магнитудой 4.3 (координаты очага: 6.736° N 72.976° W, глубина 156.4 км). Поскольку разделение эффектов от различных сейсмических событий на данном этапе исследований не представлялось возможным, при дальнейшем анализе геомагнитные данные за 19.04.2020 г., 12.09.2020 г. и 13.05.2021 г. не использовались. В том числе нецелесообразно было привлекать в ходе анализа данные геомагнитного мониторинга за 01.05.2021 г. из-за возможного наложения на геомагнитный отклик от землетрясения в Японии аномалий магнитного поля Земли, сопутствующих следующим сейсмическим событиям: 1) землетрясению в Сомали магнитудой 4.7 (01:47:21 UTC, 13.238° N 51.067° E, 10 км), 2) землетрясению в Индонезии магнитудой 4.5 (01:47:28 UTC, 1.353° N 96.904° E, 10 км).

Анализ данных геомагнитного мониторинга в периоды отобранных сейсмических событий

Примеры регистрации вариации геомагнитного поля в период землетрясений в Японии с глубиной гипоцентра от 30 до 50 км за период 2018– 2021 гг. на ряде обсерваторий сети ИНТЕРМАНЕТ [https://www.intermagnet.org/] и Геофизической обсерватории "Михнево" приведены на рис. 1–рис. 3.

Первое землетрясение произошло в районе префектуры Аомори на северо-востоке Японии в 10:51 UTC 24.01.2018 г. (19:51 JST) и имело магнитуду 6.3. По данным Геологической службы США очаг залегал на глубине 31 км и находился в 99 км от города Муцу (в районе острова Хоккайдо). Координаты очага: 41.103° N 142.432° Е.



Рис. 1. Вариации *B*_x-компоненты геомагнитной индукции, зарегистрированные на обсерваториях ИНТЕРМАГНЕТ в период землетрясения в Японии 24.01.2018 г.; здесь и на следующих рисунках фоном выделено геомагнитное возмущение, сопутствующее землетрясению.

Представленные на рис. 1 данные свидетельствуют о ярко выраженных вариациях магнитного поля в период землетрясения. В записях магнитного поля в период землетрясения 24.01.2018 г. отчетливо проявляются длиннопериодные геомагнитные вариации повышенной амплитуды, начало² которых зафиксировано примерно за 4—6 мин до основного толчка. Период³ вариаций, хорошо выделяемый на фоне суточного фона, составляет примерно 15—17 мин по данным разных обсерваторий. Максимальная амплитуда вариаций⁴ составила 2 нТл. Общая длительность возмущений⁵ примерно 35—50 мин.

Второе землетрясение произошло недалеко от восточного побережья острова Хонсю, Япония, в 17:23 UTC 20.12.2020 г. (02:23 JST, 21 декабря) и имело магнитуду 6.3. По данным Геологической службы США эпицентр подземных толчков был примерно в 95 км к северо-востоку от города Хатинохе на севере острова Хонсю, а очаг располагался на глубине 35 км. Координаты очага: 40.867° N 142.581° E.

На рис. 2 приведены примеры записи геомагнитных вариаций в период Японского землетрясения 20.12.2020 г. Из рис. 2 можно видеть, что в примерно 17:43-18:04 UTC, т.е. через 20-41 мин после события, на расстояниях R = 360 (MMB) -8300 (LLV) км от эпицентра соответственно существенно изменилось поведение северной горизонтальной компоненты магнитного поля Земли. В записях, представленных на рис. 2, хорошо проявляются длиннопериодные повышенные геомагнитные вариации с периодом примерно 20-30 мин. В этом случае длительность длиннопериодных вариаций составила примерно 2 ч. На разных обсерваториях максимальная амплитуда вариаций не превышала 2 нТл. Характерной особенностью является линейное повышение индукции магнитного поля относительно фоновых значений на обсерваториях, расположенных от очага землетрясения на расстояниях R = 360 (MMB) -1800 (РЕТ) км, причем по мере удаления от эпицентра линейное приращение индукции магнитного поля уменьшается от 8 (ММВ) до 5 (РЕТ) нТл.

Третье отобранное землетрясение магнитудой 6.3 произошло в 12:39 UTC 08.01.2019 г. (21:39 JST)

на юго-западе Японии в районе острова Танэгасима. По данным Геологической службы США очаг располагался на глубине 35 км, в Тихом океане в 116 км от г. Кагосима. Координаты очага: 30.587° N 131.044° E.

Анализ данных геомагнитного мониторинга в период землетрясения 08.01.2019 г., приведенных на рис. 3, показал, что примерно за 5 мин до регистрации главного толчка началось бухтообразное повышение с квазипериодическими колебаниями с периодом примерно 9-12 мин. Именно с этим периодом на ряде обсерваторий четко в записях можно увидеть, что до повышения на фоне снижения были зарегистрированы возмущения с той же периодичностью. Однако в 12:46-13:02 UTC, т.е. через 7-23 мин отмечается резкое изменение характера вариаций и наблюдаются возмущения с преимущественным периодом 40 мин, что проявляется при исследовании спектрального состава. По нашему предположению именно эти возмущения могут быть связаны с сейсмическим событием. Здесь следует отметить сходную морфологию этих возмущений и практически совпадение их по времени на разных расстояниях от эпицентра событий. Отметим также, что аналогичное поведение геомагнитного отклика наблюдалось и при других сейсмических событиях, рассмотренных в работах [Спивак, Рябова, 2019а; 2019б].

В табл. 4 приведены основные характеристики геомагнитных возмущений в период трех землетрясений. Из данных табл. 4 следует, что время задержки и продолжительность геомагнитных возмущений растет по мере удаления от эпицентра сейсмического события. Вместе с тем опережение геомагнитных возмущений главного толчка землетрясения 24.01.2018 г. на всех обсерваториях одинаково и составляет 4–6 мин. Продолжительность возмущений демонстрирует слабую зависимость от расстояния.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЕРИОД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ В ЯПОНИИ

Как показывает анализ временных вариаций геомагнитного поля, в период землетрясений в геомагнитных записях проявляются квазипериодические колебания с периодами от 15 до 40 мин. С целью получения более детальной информации об их частотном составе в настоящей работе выполнялось спектральное оценивание⁶.

В качестве примера на рис. 4 приведены спектры горизонтальной *B_x*-составляющей геомагнитного поля на разных обсерваториях за 24.01.2018 г. Как видно из рис. 4, спектры геомаг-

² Начало геомагнитных возмущений определялось по времени существенного изменения характера вариаций геомагнитного поля относительно фона, а также по изменению их частотного состава.

³ Период геомагнитных возмущений определялся как регулярный интервал, через который значения компоненты геомагнитного поля повторялись [Бахмутский, 2011].

⁴ Максимальная амплитуда геомагнитных возмущений максимальное отклонение вариаций геомагнитного поля относительно тренда [Бахмутский, 2011].

⁵ Окончание геомагнитных возмущений определялось по выходу вариаций на величину фоновых значений [Хаттон и др., 1989].

⁶ Спектральное оценивание выполнялось на временном интервале, соответствующем продолжительности геомагнитных возмущений в период землетрясений.



Рис. 2. Вариации *B_x*-компоненты геомагнитной индукции, зарегистрированные на обсерватории "Михнево" и на обсерваториях ИНТЕРМАГНЕТ в период землетрясения в Японии 20.12.2020 г.

нитных вариаций характеризуются рядом спектральных гармоник: 5.3–5.8 мин, 7.5–8.8 мин, 11.6–13.2 мин и 17–17.5 мин. Помимо спектрального анализа геомагнитных вариаций в приземном слое атмосферы в ходе настоящих исследований анализировался спек-


Рис. 3. Вариации *B_x*-компоненты геомагнитной индукции, зарегистрированные на обсерватории "Михнево" и на обсерваториях ИНТЕРМАГНЕТ в период землетрясения в Японии 08.01.2019 г.

РЯБОВА, ШАЛИМОВ

	Землетрясение											
Обсерватория	08.01.2019 г.				20.12.2020 г.				24.01.2018 г.			
	<i>t</i> ₀ , мин	ΔT , мин	<i>R</i> , км	<i>V</i> , км/с	<i>t</i> ₀ , мин	ΔT , мин	<i>R</i> , км	<i>V</i> , км/с	<i>t</i> ₁ , мин	ΔT , мин	<i>R</i> , км	
BEL	23	68	8620	7.9	41	172	8280	3.8	7	42	8250	
BOX	22	66	7320	7.2	38	171	6990	3.5	6	40	6960	
CYG	7	50	750	6.3	15	164	1450	2.5	4	46	1450	
IRK	11	65	3230	8.9	20	168	3130	3.5	5	46	3110	
КАК	7	59	1050	8.8	28	167	560	0.4	4	35	580	
КНВ	9	60	1920	8	10	162	980	3.3	5	50	950	
KIV	22	63	8120	7.8	_	—	_	—	6	38	7870	
KNY	15	57	95	0.1	15	165	1480	2.5	4	45	1490	
LVV	23	68	8570	7.9	41	172	8300	3.8	6	36	8570	
LZH	10	60	2590	8.6	—	—	_	—	4	39	2590	
MHV	21	61	7470	7.8	39	173	7210	3.5	6	37	7470	
MMB	8	60	1880	10.4	20	163	360	0.4	4	43	1880	
NVS	14	66	4640	8.6	30	170	4560	3.1	5	40	4640	
PET	11	62	3350	9.3	15	166	1820	3	5	38	3350	
SPG	20	64	7660	8.5	39	174	7210	3.5	6	42	7180	

Таблица 4. Параметры геомагнитных возмущений, сопутствующих отобранным сейсмическим событиям

Примечания: t_0 – задержка геомагнитного возмущения после основного толчка¹; t_1 – опережение геомагнитного возмущения до основного толчка; ΔT – продолжительность геомагнитного возмущения; R – расстояние от места очага землетрясения до пункта геомагнитной регистрации; V – скорость распространения геомагнитного возмущения. ¹ Без ущето произнательности и странати и собъектори и с

Без учета времени распространения акустической волны до нижней ионосферы.

тральный состав вариаций компонент межпланетного магнитного поля (вмороженного в солнечный ветер), в частности, *B*_z-ММП как показателя вариаций геомагнитного поля, обусловленных процессами в солнечном ветре. Несмотря на то, что магнитосфера и плазмосфера должны экранировать подобные вариации, в действительности экранировка действует как высокочастотный фильтр [Kelley, 1989], и периоды вариаций менее 8 ч способны проникать с высоких широт на низкие.

В качестве примера на рис. 5а приведен спектр вариаций В₇-ММП за 24.01.2018 г. Анализ спектра, представленного на рис. 5а, показал, что гармоники с периодами 5-6, 8-9 и 12-13 мин, отмеченные в спектре геомагнитных вариаций, отчетливо проявляются и спектре вариаций B_{z} -ММП. Однако присутствующая в геомагнитном спектре гармоника с периодом 17 мин не проявляется в спектре вариаций *В*₇-ММП. Можно предположить, что гармоники (5-6, 7-9 и 12-13 мин) обусловлены процессами в солнечном ветре. Это предположение подтверждает вычисление кроссспектров между B_z-MMП и горизонтальной B_x-составляющей геомагнитного поля на разных магнитных обсерваториях.

Таким образом, наблюдаемые на земной поверхности вариации геомагнитного поля (5-6, 7-9 и 12-13 мин), приуроченные к сейсмическим событиям, могут быть обусловлены нестационарными процессами в солнечном ветре. Соответственно, эти геомагнитные вариации не могут иметь непосредственного отношения как к процессу подготовки землетрясения, так и к эффектам последействия.

На рис. 6 представлены результаты спектрального оценивания вариаций горизонтальной В_x-составляющей геомагнитного поля в период землетрясений 20.12.2020 г. В спектрах на различных расстояниях присутствуют гармоники (5-6.5, 8-9.5 и 11-13 мин), которые по нашему предположению связаны с процессами в солнечном ветре. Эти же гармоники наблюдаются и спектре B_{7} -ММП (рис. 5б). Кроме того, во всех геомагнитных спектрах (рис. 6) четко проявляется гармоника с периодом 15-17 мин. Однако в больших периодах несколько различается спектральный состав геомагнитных вариаций на близко расположенных к эпицентру обсервато-



Рис. 4. Периодограммы вариаций *B_x*-компоненты геомагнитной индукции в период землетрясения в Японии 24.01.2018 г.; здесь и на следующих рисунках в поле рисунка приведены периоды (мин) доминирующих спектральных гармоник.



Рис. 5. Периодограммы вариаций *B*_z-ММП в период землетрясений в Японии: (а) 24.01.2018 г.; (б) 20.12.2020 г.; (в) 08.01.2019 г.

риях и удаленных. В спектрах геомагнитных вариаций на расстоянии от 360 (MMB) – 1800 (PET) км идентифицируются колебания с периодами 21–24 мин и 30–40 мин, а в спектрах на расстояниях от 3100 (IRT) – 8300 (LLV) км четко проявляются только колебания с периодами 21-24 мин⁷.

Интерес представляет спектральный анализ вариаций геомагнитного поля в период последнего отобранного сейсмического события (08.01.2019 г.). В целом в этом случае спектры схожи со спектрами геомагнитных возмущений в период сейсмического события 20.12.2020 г. (примеры вычисленных геомагнитных спектров приведены на рис. 7). Однако почти на всех обсерваториях наблюдается доминирование гармоники 11–13 мин, которая также доминирует в спектре B_z -ММП (рис. 5в). В спектрах геомагнитных вариаций в период землетрясения 08.01.2019 г. идентифицируются колебания с периодами 30–40 мин.

ДЛИННОПЕРИОДНЫЕ ГЕОМАГНИТНЫЕ ВАРИАЦИИ, ПРИУРОЧЕННЫЕ К СЕЙСМИЧЕСКИМ СОБЫТИЯМ

Как показал анализ предыдущего раздела, не все геомагнитные вариации, наблюдаемые на среднеширотных станциях и приуроченные к удаленным землетрясениям, можно связать с вариациями B_z -ММП. Можно было бы думать, что вариации с периодами больше 13 мин, присутствующие в спектрах анализируемых событий, каким-то образом обусловлены воздействием землетрясений на геомагнитное поле Земли. Здесь, однако, возможны различные сценарии.

Прежде всего, если рассматриваемое возмущение обусловлено землетрясением, то эпицентр является источником акустико-гравитационных волн (АГВ). В частности, акустическая волна, распространяясь до нижней ионосферы (время распространения до нижней ионосферы – около 5 мин), может приводить к возмущениям ионосферной плазмы непосредственно над эпицентром, откуда затем в ионосфере распространяются как атмосферные внутренние гравитационные волны (ВГВ), так и МГД волны [Гохберг, Шалимов, 2008]. Скорости ВГВ в нижней ионосфере ограничены скоростью звука, скорости МГД волн достигают нескольких десятков км/с [Сорокин, Федорович, 1982].

Остановимся подробнее на анализе задержки регистрации геомагнитного возмушения на обсерваториях, расположенных на разном расстоянии от эпицентра землетрясения 20.12.2020 г. (табл. 4). Для ближайших обсерваторий КАК (560 км) и ММВ (360 км) задержка регистрации геомагнитного возмущения составила 28 и 20 мин соответственно. Если принять во внимание, что горизонтальная составляющая атмосферных внутренних гравитационных волн 0.3-0.4 км/с, то можно утверждать, что именно с ними вероятно связана задержка регистрации геомагнитного возмущения на обсерваториях КАК и ММВ. Анализ данных, приведенных в табл. 4, демонстрирует, что на расстояниях свыше 900 км скорость распространения магнитного сигнала значительно выше. Например, расстояние в 980 км магнитное возмущение преодолевает за 5 мин, а в 8300 км за 36 мин, т.е. скорость распространения в этих случаях составляет 3.3 и 3.8 км/с соответственно. Это соответствует скоростям распространения медленных МГД волн в ионосфере.

Аналогичные результаты были получены для сейсмического события 08.01.2018 г. На ближней

⁷ Возможно, что длиннопериодные вариации не удалось идентифицировать из-за низкого разрешения в конце спектра или соответствующие спектральные гармоники лежат вне рассматриваемого диапазона периодов.



Рис. 6. Периодограммы вариаций *B_x*-компоненты геомагнитной индукции в период землетрясения в Японии 20.12.2020 г.



Рис. 7. Периодограммы вариаций *B*_x-компоненты геомагнитной индукции в период землетрясения в Японии 08.01.2019 г.

станции KNY (95 км) задержка 15 мин вероятно обусловлена приходом внутренней гравитационной волны. Запаздывание регистрации магнитного возмущения на остальных обсерваториях связано с распространением до пункта наблюдения МГД волны (6.3–10.4 км/с⁸).

Кроме этого, возможно распространение ВГВ непосредственно из источника (эпицентра) прямо в ионосферу над пунктом наблюдения. Действительно, из дисперсионного соотношения для незатухающих ВГВ имеем:

$$k_z^2 = k_x^2 \left(\omega_g^2 / \omega^2 - 1 \right),$$

где ω_g — частота Брента—Вяйсяля. При условии $k_z \gg k_x$ получим, что групповая скорость направлена почти горизонтально. Волна, распространяющаяся от земной поверхности на горизонтальное расстояние L_{\perp} , достигнет ионосферной высоты *h* (в рассматриваемом случае $h \sim 10^2$ км), когда:

$$v_{g\perp}/v_{gz} \approx \omega_g/\omega = L_{\perp}/h.$$

Соответственно, период волны, который должен наблюдаться посредством наземного магнитометра, равен $T pprox T_g \left(L_\perp / h
ight)$, т.е. он будет зависеть от горизонтального расстояния, на котором производится наблюдение. При стандартной вертикальной скорости ВГВ порядка 40 м/с она окажется над точкой наблюдения приблизительно через 40 мин и тогда возможен вклад ВГВ в ионосферное возмущение, которое могло быть обусловлено более ранним приходом МГД волны. Из этой формулы следует, что для событий 08.01.2019 г. (период вариаций 40 мин) и 20.12.2020 г. (период вариаций 20-30 мин) возможный основной вклад в ионосферное возмущение произойдет на расстояниях 800 км и 400-600 км соответственно.

Для события 24.01.2018 г. необходима другая интерпретация, поскольку ионосферное возмущение с периодом 15 мин и его регистрация посредством наземных магнитометров началась за 5 мин до основного толчка. Развитие ионосферного возмущения для рассматриваемых периодов может быть обусловлено типичными ионосферными волновыми возмущениями, наблюдаемыми как вне связи с сейсмическими событиями, так и вне связи с геомагнитными возмущениями (считается, что эти ионосферные возмущения обусловлены нестабильным полярным вихрем [Frissell et al., 2016]). Речь идет о дневных среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущениях (Medium Scale TIDs), которые имеют протяженность по фронту более 2000 км, обычно наблюдаются зимой и в равноденствие, имеют длины волн 300–1000 км, периоды 10–60 мин и распространяются со скоростями 100–200 м/с на юго-восток до полудня, на юго-запад – после полудня; в промежуточные часы наблюдается переход от одного режима распространения к другому, в результате чего хорошо организованные фронтальные структуры исчезают из-за суперпозиции MSTIDs, распространяющихся в разных направлениях [Kotake et al., 2007; Tsugawa et al., 2007].

Оценка амплитуды магнитного возмущения на земной поверхности от таких MSTIDs с длиной волны $\lambda_0 \ge h$ имеет вид [Куницын, Шалимов, 2011]:

$$B_x = \frac{4\pi}{c} \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P + \Sigma_P^*} (\Delta \Sigma_{0P} E_{0x} + \Delta \Sigma_{0H} E_{0y}).$$

Для типичных величин $\Sigma_P \approx 1 \text{ Om}^{-1}$, $\Sigma_H \approx 3\Sigma_P$, $\Delta \Sigma_{0P} \approx \Delta \Sigma_{0H} \approx 0.1\Sigma_P$, $E_{0x} \approx E_{0y} \approx 1.5 \text{ мB/м}$ находим $B_x \approx 1$ нТл, что соответствует эксперименту.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, использование цепочки наземных среднеширотных магнитометрических пунктов наблюдения, разнесенных на расстояния в несколько тысяч километров, позволило исследовать интенсификацию вариаций геомагнитного поля, приуроченную к ряду сильных удаленных землетрясений. Оказалось, что спектральные пики вариаций в диапазоне 5–13 мин (диапазон магнитных пульсаций Pc5–Pc6) на среднеширотных станциях могут быть обусловлены соответствующими вариациями компонент межпланетного магнитного поля, связанного с процессами в солнечном ветре. На это влияние вариаций компонент ММП обращают недостаточно внимания.

Геомагнитные вариации с периодами больше 13 мин интерпретированы как результат распространения медленных магнитогидродинамических (МГД) волн, возбужденных в ионосфере акустическим импульсом после землетрясений. Однако показано, что не менее важным механизмом генерации наземных геомагнитных вариаций оказывается обычно недооцениваемое прохождение перемещающихся ионосферных возмущений, которые существуют в ионосфере всегда.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Экспериментальные исследования выполнены в рамках государственного задания ИДГ РАН № 1220329000185-5 "Проявление процессов природ-

⁸ Точность оценки скорости распространения зависит от дискретизации записи и точности определения времени начала возмущения.

ного и техногенного происхождения в геофизических полях", интерпретация результатов выполнена в рамках государственного задания ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А. Геомагнитные эффекты природных и техногенных процессов. М.: ГЕОС. 2021. 264 с.

Александров В.А. Преобразование Фурье. Учебное пособие. Новосибирск: НГУ. 2002. 62 с.

Бахмутский М.Л. Алгоритм выделения тренда зашумленных больших временных рядов // Программные продукты и системы. 2011. № 4. С. 36–40.

Брагинский С.И. Аналитическое описание вековых вариаций геомагнитного поля и скорости вращения Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1982. Т. 22. № 1. С. 115–122.

Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: Наука. 2008. 206 с.

Костерин Н.А., Пилипенко В.А., Дмитриев Э.М. О глобальных ультранизкочастотных электромагнитных сигналах перед землетрясениями // Геофизические исследования. 2015. Т. 16. № 1. С. 24–34.

Кривошеев В.И. Современные методы цифровой обработки сигналов (цифровой спектральный анализ). Учебно-методический материал по программе повышения квалификации "Современные системы мобильной цифровой связи, проблемы помехозащищенности и защиты информации". Н. Новгород: изд-во ННГУ. 2006. 117 с.

Куницын В.Е., Шалимов С.Л. Ультранизкочастотные вариации магнитного поля при распространении в ионосфере акустико-гравитационных волн // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2011. № 5. С. 75–78. *Марпл С.Л.* Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир. 1990. 584 с.

Собисевич Л.Е., Канониди К.Х., Собисевич А.Л. Наблюдения УНЧ геомагнитных возмущений, отражающих процессы подготовки и развития цунамигенных землетрясений // Докл. РАН. 2010. Т. 435. № 4. С. 548– 553.

Собисевич Л.Е., Канониди К.Х., Собисевич А.Л. Ультранизкочастотные электромагнитные возмущения, возникающие перед сильными сейсмическими событиями // Докл. РАН. 2009. Т. 429. № 5. С. 668–672.

Сомсиков В.М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы. Алма-Ата: Наука. 1983. 192 с.

Сорокин В.М., Федорович Г.В. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. М.: Энергоиздат. 1982. 136 с.

Спивак А.А., Рябова С.А. Геомагнитные вариации при сильных землетрясениях // Физика Земли. 2019а. № 6. С. 3–12.

Спивак А.А., Рябова С.А. Геомагнитный эффект землетрясений // Докл. РАН. 2019б. Т. 488. № 2. С. 197–201.

Сурков В.В. Электромагнитные эффекты при взрывах и землетрясениях. М.: МИФИ. 2000. 448 с.

Троицкая В.А., Гульельми А.В. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы // Успехи физических наук. 1969. Т. 97. С. 453–494.

Хаттон Л., Уэрдингтон М., Мейкин Дж. Обработка сейсмических данных. Теория и практика. М.: Мир. 1989. 216 с.

Черногор Л.Ф. Геомагнитные возмущения, сопровождавшие великое японское землетрясение 11 марта 2011 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 1. С. 69–82.

Fraser-Smith A.C., Bernardi A., McGill P.R., Bowen M.M., Ladd M.E., Helliwell R.A., Villard O.G. Low-frequency magnetic field measurements near the epicenter of the Ms7.1 Loma Prieta earthquake // Geophysical Research Letters. 1990. V. 17. N_{2} 9. P. 1465–1468.

Fraser-Smith A.C. ULF magnetic fields generated by electrical storms and their significance to geomagnetic pulsation generation // Geophysical Research Letters. 1993. V. 20. № 6. P. 467–470.

Frissell N.A., Baker J.B.H., Ruohoniemi J.M., Greenwald R.A., Gerrard A.J., Miller E.S., West M.L. Sources and characteristics of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed by high-frequency radars in the North American sector // J. Geophysical Research: Space Physics. 2016. V. 121. P. 3722–3739.

https://doi.org/10.1002/2015JA022168

Fullekrug M., Fraser-Smith A.C., Reising S.S. Ultra-slow tails of sprite-associated lightning flashes // Geophysical Research Letters. 1998. V. 25. № 18. P. 3497–3500.

Hayakawa M., Itoh T., Smirnova N. Fractal analysis of ULF geomagnetic data associated with the Guam on August 8, 1993 // Geophysical Research Letters. 1993. V. 26. № 18. P. 2797–2800.

Kelley M. The Earth ionosphere: plasma physics and electrodynamics. San Diego, Academic Press. 1989. 487 p.

Kopytenko Y.A., Ismaguilov V.S., Hattori K., Hayakawa M. Anomaly disturbances of the magnetic fields before the strong earthquake in Japan on March 11, 2011 // Annals of Geophysics. 2012. V. 55. No 1. P. 101–107.

Sentman D.D. Schumann resonances // Handbook of Atmospheric Electrodynamics / H. Volland (ed.) Roca Raton, Florida: CRC Press. 1995. V. 1. P. 267–310.

Shalimov S., Bosinger T. An alternative explanation for the ultra-slow tail of sprite-associated lightning discharge // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2006. V. 68. № 7. P. 814–820.

Shalimov S., Bosinger T. On the distant excitation of the ionospheric Alfven resonator by positive cloud-to-ground lightning discharges // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2008. V. 113. № A2. A02303. https://doi.org/10.1029/2007JA012614

Thomas J.N., Love J.J., Johnston M.J.S. On the reported magnetic precursor of the 1989 Loma Prieta earthquake // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2009a. V. 173. C. 207–215.

Thomas J.N., Love J.J., Johnston M.J.S. Yumoto K. On the reported magnetic precursor of the 1993 Guam earthquake // Geophysical Research Letters. 2009b. V. 36. № 3. L16301. https://doi.org/10.1029/2009GL039020

On the Geomagnetic Variations Observed on the Earth's Surface and Associated with Strong Earthquakes

S. A. Riabova^{*a*, *b*, * and S. L. Shalimov^{*b*}}

^aSadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia ^bSchmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *e-mail: riabovasa@mail.ru

The intensification of geomagnetic variations due to a number of strong remote earthquakes is studied using a chain of ground-based midlatitude magnetic stations located a few thousand km away from each other. It is shown that the spectral peaks of the variations at periods between 5 and 13 min (the range of magnetic pulsations Pc5–Pc6) can be caused by the corresponding variations in the components of the interplanetary magnetic field. Geomagnetic variations with periods longer than 13 min are interpreted as the result of the propagation of slow magnetohydrodynamic (MHD) waves excited in the ionosphere by acoustic pulse after earthquakes or as the result of the passage of travelling ionospheric disturbances.

Keywords: earthquake, geomagnetic field, variations, slow magnetohydrodynamic (MHD) waves, interplanetary magnetic field, traveling ionospheric disturbances

УДК 550.370

ОТРАЖЕНИЕ КРУПНЫХ ДЛЯ БАЙКАЛЬСКОГО РИФТА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ 2020—2021 гг. В ДАННЫХ РЕЖИМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

© 2022 г. И. К. Семинский^{1, 2,} *, А. В. Поспеев^{1, **}

¹Институт земной коры СО РАН, г. Иркутск, Россия ²ООО "СИГМА-ГЕО", г. Иркутск, Россия *E-mail: iks@crust.irk.ru **E-mail: avp@crust.irk.ru Поступила в редакцию 30.10.2021 г. После доработки 14.02.2022 г. Принята к публикации 15.02.2022 г.

В статье рассмотрены результаты мониторинга компонент естественного электромагнитного поля Земли, полученные в период 2020–2021 гг., а также их связь с относительно крупными сейсмическими событиями в пределах Байкальской рифтовой зоны (в особенности – Кударинским землетрясением 09.12.2020 г., $M_w = 5.5$). В ходе режимных наблюдений магнитотеллурического поля более чем за месяц до сейсмического события отмечено увеличение проводимости тензорочувствительных частей зондируемого пространства, ассоциируемое с вытеснением в процессе подготовки землетрясения проводящего флюида в тектонически ослабленные зоны земной коры. За сутки до сейсмического события отмечено и вертикальной компоненты электрического поля (E_z), проявляющееся в виде *U*-образных колебаний с периодом 5–30 с, ассоциирующееся с формированием и релаксацией электрических зарядов, возникающих при сжатии кварцсодержащих пород. В первом приближении установлено, что анализ данных магнитотеллурического мониторинга имеет потенциал выделения среднесрочных и краткосрочных предвестников сейсмических событий.

Ключевые слова: землетрясение, Кударинское землетрясение, Быстринское землетрясение, электропроводность, коровый проводящий слой, магнитотеллурическое зондирование, мониторинг, Байкальская рифтовая зона.

DOI: 10.31857/S0002333722040093

введение

Внутриконтинентальная Байкальская рифтовая зона (БРЗ) занимает территорию около 2500 км² и простирается от северо-западной Монголии до крайнего востока Сибири. Несмотря на дискуссионность геологической природы формирования рифта (активной – вследствие зарождения и роста т. н. "астеносферного диапира" [Логачев, 2003; Крылов и др., 1981], либо пассивной – как результат Индо-Азиатской коллизии [Molnar, Тарроппіег, 1975]), общепризнанным является повышенный разогрев литосферы БРЗ. Важно отметить, что рифтогенные процессы происходят и в наше время, проявляясь ростом рифтовых впадин и поднятий, активным разломообразованием и повышенной сейсмичностью.

Гипоцентры землетрясений, происходящих в пределах БРЗ, обычно локализуются на глубинах от 15 до 20 км, что в несколько раз выше положения гипоцентров землетрясений, приуроченных

к краевым частям континентов. Сейсмические события с магнитудой более 5.5 происходят в пределах высокосейсмичной части БРЗ примерно один раз в 5—10 лет. В силу того, что к ней примыкает развитый экономический кластер, включающий города Иркутск, Улан-Удэ, Ангарск, Шелехов, Усолье-Сибирское, Свирск, Байкальск и др. с населением более двух млн чел., каждое сильное землетрясение вызывает широкий общественный резонанс.

Одним из наиболее крупных сейсмических событий является Цаганское землетрясение, произошедшее в дельте реки Селенги 12.01.1862 г. В результате катаклизма интенсивностью в эпицентре не менее 10 баллов, под воды оз. Байкал ушел участок суши площадью около 230 км², ныне — залив Провал. Периодичность землетрясений подобного уровня в Байкальском рифте составляет около 200 лет [Мельникова и др., 2014], что усиливает актуальность исследования механизмов, а главное прогноза сейсмических событий для рассматриваемой территории.

Очередными ощутимыми для населения Иркутской области и Бурятии стали последовавшие друг за другом с небольшой периодичностью Быстринское (21.09.2020 г., $M_w = 5.4$, эпицентр на расстоянии в 21 километр к северо-западу от п. Култук), Кударинское (09.12.2020 г., $M_w = 5.5$, эпицентр в районе залива Провал) и Хубсугульское (12.01.2021 г., $M_w = 7.1$, эпицентр в северной части озера Хубсугул) землетрясения.

Информация о положении эпицентров и гипоцентров землетрясений, их магнитуде и пр. предоставляется Байкальским филиалом Федерального исследовательского центра "Единая геофизическая служба Российской академии наук" (http://seis-bykl.ru/), поддерживающим сеть сейсмостанций для детального мониторинга сейсмичности западной части Байкальской рифтовой зоны.

ПРОБЛЕМАТИКА

Повышение сейсмической активности региона южного Байкала в 2020–2021 гг. совпало по времени с началом реализации в Институте земной коры СО РАН одного из блоков крупного научного проекта РАН "Фундаментальные основы, методы и технологии цифрового мониторинга и прогнозирования экологической обстановки Байкальской природной территории", задачей которого является открытие в Байкальском регионе пилотной сети полигонов комплексного мониторинга опасных геологических процессов.

На полигонах планируется проведение сейсмологического, геодезического, деформометрического, эманационного, гидрогеологического, инженерно-геологического и электромагнитного мониторинга. Представляется, что подобный комплекс физических наблюдений позволит получить информацию, позволяющую понять характер физических процессов, происходящих на различных стадиях подготовки землетрясений [Киссин, 2013; Соболев, Пономарев, 2003]. Настоящая статья посвящена обоснованию состоятельности начатого в конце 2020 г. электромагнитного (в частности – магнитотеллурического) мониторинга напряженно-деформированного состояния некоторых районов Байкальского рифта.

ПРЕДПОСЫЛКИ ОТРАЖЕНИЯ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЫ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Идеологией электромагнитного мониторинга является выделение временных аномалий сигна-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

лов электромагнитного поля, природа которых может быть связана с изменениями напряженного состояния геологической среды в процессе подготовки землетрясений [Тарасов, 2010; Костерин и др., 2015].

Электромагнитный мониторинг геологической среды для оценки ее напряженно-деформированного состояния возможен в том случае, если существуют эффективные механизмы возбуждения электрических зарядов и токов, возникающих при изменении односторонних напряжений [Уваров и др., 2018], и вариации удельного электрического сопротивления литосферы, обусловленные изменением пористости геологической среды, минерализации и температуры трещиннопоровых флюидов в процессе подготовки землетрясений. При наблюдении магнитных и ортогональных к ним электрических компонент в одной точке полный тензор комплексного импеданса, а также магнитовариационный (типпер) и электротеллурический параметры имеют вид (1):

. .

$$\dot{Z} = f(T) = \begin{vmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} & Z_{xz} \\ \dot{Z}_{yx} & \dot{Z}_{yy} & \dot{Z}_{yz} \\ \dot{Z}_{zx} & \dot{Z}_{zy} & \dot{Z}_{zz} \end{vmatrix},
\dot{X} = f(T) = |\dot{X}_{zx} & \dot{X}_{zy}|,$$

$$\dot{Y} = f(T) = |\dot{Y}_{zx} & \dot{Y}_{zy}|.$$
(1)

Если наблюдения проводятся синхронно в 2-х и более точках пространства, то к параметрам, описанным формулой (1), добавляются горизонтальные комплексные тензоры 2×2 – магнитный (\hat{M}) и теллурический (\hat{T}).

При этом в горизонтально-слоистой среде ненулевой является вторая диагональ первого минора матрицы импеданса ($\dot{Z}_{xy}, \dot{Z}_{yx}$), а магнитный и теллурический тензоры являются единичными. В реальных геоэлектрических средах условие горизонтально-слоистого разреза практически никогда не наблюдается, в силу чего ненулевыми являются все элементы магнитотеллурических тензоров.

Электромагнитные сигналы литосферного происхождения вызваны протеканием тектоноэлектрических эффектов (число которых достигает полутора десятков), таких, например, как пьезоэлектрический, электрокинетический, магнитогидродинамический и т.п. Генерация электромагнитных сигналов геодинамической природы может возникать вдалеке от точки наблюдения, в волновой зоне зондирования и в непосредственной близости — в ближней зоне. Радиус круга, условно разделяющего ближнюю и волновую зоны зондирований, приближенно описывается формулой (2):

$$R \approx 2ph_{\rm eff}$$
, где $h_{\rm eff} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{10^7 \rho T}$. (2)

Таким образом, для верхней части разреза, где УЭС среды составляет 1-2 тыс. Ом \cdot м и частоты, необходимые для зондирования, составляют более 10 Гц, условие волновой зоны соблюдается для расстояний более нескольких километров. В средней – нижней коре УЭС среды понижается до десятков Ом · м, периоды МТ поля превышают 10 с, соответственно, переход от ближней к дальней зоне зондирования начинается на расстоянии около 100 км. Представляется, что в пределах волновой зоны зондирования сигналы естественного электромагнитного поля литосферной и внешней природы различить путем вычисления относительных магнитотеллурических параметров невозможно. С теоретической точки зрения, могут быть выделены лишь аномальные колебания компонент, устойчиво предшествующие сильным сейсмическим событиям. Однако в силу их редкого наступления обеспечить достаточную для распознавания статистику практически нереально.

В ближней зоне источника ситуация для выделения сигналов литосферной природы более благоприятная. В зависимости от характера генерируемого электромагнитного поля относительные магнитотеллурические параметры будут отличаться от параметров магнитотеллурической природы, в силу чего должны наблюдаться соответствующие их вариации в зависимости от стадии процесса подготовки землетрясения и характера литосферных тектоноэлектрических эффектов. Наиболее благоприятными компонентами для этого являются вертикальные компоненты магнитного и электрического полей, поскольку амплитуда их отклика на колебания магнитотеллурической природы заметно (а для вертикальной электрической компоненты значительно) меньше отклика горизонтальных компонент [Орехова идр., 2021].

Возможности электромагнитных методов по мониторингу собственно геоэлектрического разреза различаются в зависимости от используемого вида поля (постоянного или переменного) и зоны зондирования (ближней или волновой). Опыт мониторинговых исследований на Байкальском прогностическом полигоне [Мандельбаум и др., 1996] показывает, что использование активных методов (ДЭЗ, ЗСБ) требует определенных материальных затрат, связанных с питанием источника электромагнитного поля. Кроме того, чувствительность поля постоянного тока и ближней зоны нестационарного поля к вариациям параметров геоэлектрического разреза пропорциональна с коэффициентом меньше единицы [Каленов, 1957; Исаев и др., 1970]. С этой точки зрения использование магнитотеллурического

зондирования имеет целый ряд преимуществ. В их числе — отсутствие затрат на возбуждение электромагнитного поля, большое количество изучаемых компонент (до 6-ти), в том числе аномальных вертикальных компонент, широкий спектральный диапазон измеряемых сигналов.

ОБЗОР ПОДХОДОВ К ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМУ МОНИТОРИНГУ

Электромагнитный мониторинг, как составная часть комплексного геолого-геофизического мониторинга, получил свое развитие с конца 70-х гг. прошлого века. Усилиями специалистов Министерства геологии СССР и Академии Наук СССР были развернуты пункты геодинамического мониторинга в нескольких сейсмоактивных областях Советского Союза. В Таджикистане был организован Гармский геодинамический полигон [Барсуков, 1970], в Киргизии – Бишкекский [Брагин и др., 1993], Туркмении – Ашхабадский [Жуков и др., 1978], в пределах Байкальской рифтовой зоны – Байкальский прогностический полигон [Ельцов и др., 2000].

Первоначально в силу существовавшего аппаратурно-методического уровня тех лет электромагнитный мониторинг проводился с использованием установок постоянного тока с достаточно большими разносами, позволявшими оценивать удельное электрическое сопротивление верхов земной коры. Для обеспечения приемлемого уровня сигналов зачастую внедрялись мощные источники тока, в том числе, МГД генераторы [Велихов, Волков, 1981]. Позднее, с развитием технологий индукционных электромагнитных зондирований методика электромагнитного мониторинга была расширена за счет использования нестационарных зондирований в ближней зоне и магнитотеллурических зондирований.

Важно отметить богатый опыт магнитотеллурического мониторинга, накопленный сотрудниками Научной станции РАН на Бишкекском геодинамическом полигоне [Баталева и др., 2013; Chelidze et al., 2006].

Изначально исследования земной коры Тянь-Шаня методами электромагнитных зондирований (в основном МТЗ) велись с 80-ых годов и относились к разряду структурных. В последние десятилетия Научной стацией РАН ведется разработка новых методов геофизического мониторинга напряженно-деформированного состояния геологической среды, ориентированных на краткосрочный прогноз землетрясений. В рамках этих работ на специально оборудованных стационарных пунктах Бишкекского геодинамического полигона с 1983 г. по настоящее время выполняются режимные электромагнитные наблюдения по методу зонди-

49

рования становлением поля и магнитотеллурического зондирования.

В качестве рабочей гипотезы для объяснения вариаций кажущегося сопротивления, связанных с изменением напряженно-деформированного состояния массива горных пород, принимается гипотеза о перераспределении флюида между системами трещин, пронизывающими геологические объекты и обладающими различной ориентацией. Образование или закрытие сквозной сети пор (трещин), заполненных флюидом, проявляется в изменении электромагнитных характеристик среды, в образовании аномалий геофизических полей, а также в появлении анизотропии свойств пород. Такая феноменологическая модель хорошо объясняет уменьшение и увеличение электросопротивления по ортогональным азимутам, наблюдаемое в экспериментальных МТ данных по Тянь-Шанскому региону [Современная..., 2005].

В России нынешнего века электромагнитный мониторинг ведется в нескольких регионах. В частности, на Камчатке с 2000 г. проводятся скважинные измерения, важной частью которых является совместный анализ суточных вариаций кажущегося электрического сопротивления и геоакустической эмиссии, характер поведения которых в период устойчивого суточного хода практически идентичен (корреляция 0.8–0.99), но приобретает существенные различия за сутки до сейсмических события (корреляция 0.5–0.65) [Гаврилов и др., 2017].

С 2007 г. на Алтае ведутся наблюдения методом нестационарных электромагнитных зондирований с оценкой удельного электрического сопротивления и коэффициента электрической анизотропии геологического разреза. На основе решения обратной задачи оцениваются вариации геоэлектрических параметров среды и их взаимосвязь с сейсмическими процессами [Неведрова, Шалагинов, 2015].

На Байкальском прогностическом полигоне в районе дельты р. Селенги работы с установками постоянного тока были прекращены к 2010 г., а с 2003 по 2011 гг. на девяти пунктах электротеллурического мониторинга, расположенных вокруг озера, производились измерения горизонтальных и вертикальной электрических компонент магнитотеллурического поля с дискретизацией 0.1 Гц [Мороз и др., 2007].

С 2003 г. непосредственно в озере Байкал проводится "Байкальский эксперимент", в ходе которого с дискретизацией 0.1 Гц измеряются сигналы вертикальной компоненты E_z , размещенной на базе "поверхность—дно". Одним из главных его результатов является выявление аномального поведения вертикальной компоненты электрического поля, предшествующего Култукскому землетрясению ($M_w = 6.3$), происшедшему в юго-западной оконечности оз. Байкал 27.08.2008 г. Примерно за трое суток до землетрясения наблюдались цуги правильных колебаний E_z с периодом около 90 с. По мере приближения землетрясения, амплитуда пульсаций от серии к серии нарастала примерно от 1 до 2 мкВ/м [Коротаев и др., 2015].

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Исходя из сказанного выше, очевидна актуальность и потенциал электромагнитного мониторинга. Применительно к Байкальской рифтовой зоне в рамках реализации Крупного проекта РАН в качестве электромагнитного вида мониторинга был выбран — магнитотеллурический.

Выбранная модификация магнитотеллурического мониторинга подразумевает регистрацию двух компонент геомагнитного (H_x , H_y) и трех компонент электротеллурического (E_x , E_y , E_z) полей. Регистрация горизонтальных компонент необходима для расчета импеданса с целью получения кривых ρ_k , анализ изменений которых позволит контролировать вариации электропроводности на глубине. Записи вертикальной компоненты электрического поля позволят оценить проявляемость эффектов, которые авторы предшествующих электромагнитных исследований наблюдали до Култукского землетрясения 2008 г. [Мороз Ю.Ф., Мороз Т.А., 2012; Коротаев и др., 2015].

В качестве первого стационарного пункта магнитотеллурического мониторинга был выбран один из полигонов Института "Куяда", находящийся на западном побережье озера Байкал в двух километрах севернее деревни Бугульдейка. Преимуществом данного полигона является не только техническая оснащенность и удаленность от источников электромагнитных помех, но и приближенность к таким разрывным нарушениям как Приморский разлом и Обручевский сброс, по которым ожидаемо движение флюида, инициируемое в процессе подготовки землетрясений (рис. 1) [Киссин, 2009].

Пункт магнитотеллурического мониторинга представляет собой стационарно установленную пятикомпонентную установку зондирований (рис. 2), элементами которой являются:

– измерительный блок, размещенный в подземном боксе, состоит из двух станций МТЗ "Phoenix Geophysics": МТU-5А (измерение горизонтальных компонент) и МТU-2Е (измерение вертикальной компоненты);

– горизонтальные электрические линии (E_x , E_v) длиной по 50 м;

 вертикальная электрическая линия, организованная на забое и в устье колонковой скважины глубиной 11 м, обсаженной пластиковыми трубами;



Рис. 1. Схема расположения главных структурных элементов Байкальской рифтовой зоны и пунктов магнитотеллурического мониторинга (по работе [Семинский, 2009], с изменениями). Условные обозначения: 1, 2 – генеральные (L > 80 км) (a) и региональные (34 < L < 80 км) (b) разломы, отчетливо (1) или менее отчетливо (2) проявленные в рельефе; 3 – озера; 4 – главные кайнозойские впадины (1 – Кичерская, 2 – Баргузинская, 3 – Байкальская, 4 – Удинская, 5 – Тункинская, 6 – Хубсугульская, 7 – Китойская, 8 – Голуметьская, 9 – Окинская, 10 – Ийская); 5 – крупные базальтовые поля; 6 – гидросеть; 7 – пункты магнитотеллурического мониторинга; 8 – эпицентры сейсмических событий.

 – горизонтальные магнитные каналы, размещенные в деревянных защитных пеналах, уложенных в грунт на глубину 5–10 см;

 – семь заземлений на глубине 40–60 см (по два на каждый электрический канал и одно – в центре установки).

Для надежной регистрации электрических компонент магнитотеллурического поля использовались неполяризующиеся электроды, изготовленные из гальванических элементов с окисьмарганцевым деполяризатором. Их заземление осуществлено в лунки глубиной около 40 см, заполненные глинистой пастой, замешанной на подсоленном (100 г/л) автомобильном антифризе. Для предотврашения от высыхания каждое заземление было перекрыто заглушкой с пластиковой трубкой, через которую при необходимости осуществлялся долив жидкости. Представленная конструкция обеспечила возможность поддерживать уровень сопротивления заземления в пределах 1-3 тыс. Ом · м и собственную поляризацию электродов не более 5 мВ.

Установка была ориентирована по азимуту 345°, максимально близкому к направлению поляризации магнитотеллурического поля на периодах 10–100 с. Измерения компонент электромагнитного поля Земли проводятся еженедельно в диапазоне частот от 0.001 до 400 Гц, длительность рядов наблюдений составляет около 50 часов. Полученные материалы обрабатываются с помощью программы EPI-kit (ООО "Северо-Запад").

ОТРАЖЕНИЕ КУДАРИНСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ В ДАННЫХ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

Первое мониторинговое наблюдение на геодинамическом полигоне "Куяда" было произведено 25.10.2020 г., в результате которого, среди прочих, была получена кривая ρ_{xy} , представленная на рис. За (зеленая кривая). Левая ветвь кривой отражает наличие непроводящего блока основных кристаллических пород, а ее центральный минимум – проводящего слоя в земной коре.





Рис. 2. Схема установки магнитотеллурического мониторинга на полигоне ИЗК СО РАН "Куяда".

Положение левой нисходящей ветви поперечной кривой заведомо ниже нормального, что связано с гальваническим влиянием геоэлектрических неоднородностей разреза. Приведенная на рисунке кривая является поперечной к геологической неоднородности разреза (вероятно, Обручевскому сбросу или Приморскому разлому).

Электрод Еу

255°

Уже через месяц еженедельных измерений было отмечено девятнадцатипроцентное изменение проводимости зондируемого пространства на глубине около 8–10 км (рис. 3а, синяя кривая).

Спустя полтора месяца после начала наблюдений в период очередного режимного измерения произошло Кударинское землетрясение (09.12.2020 г.), эпицентр которого располагался в районе залива Провал вблизи восточного побережья озера Байкал на удалении в 40 км от полигона.

По сравнению с уровнем ρ_{τ} на периодах 10–200 с, характерного для наблюдений с мая теку-

щего года, за два месяца до события он был ниже примерно на 30%, а в месяц события — на 40%. Вероятнее всего, это является следствием гальванических влияний изменения проводимости латеральных разломных зон. Через пять месяцев измерений электропроводность зондируемого пространства вернулась на уровень несколько меньший исходному (рис. 3а, фиолетовая кривая), что говорит о том, что первое измерение (октябрь 2020 г.) зафиксировало отражение подготовки Кударинского землетрясения в электромагнитном поле.

Важно отметить надежность еженедельно получаемых магнитотеллурических передаточных функций ρ — среднеквадратическое расхождение среди них в группе (например, в период с декабря 2020 по март 2021 гг. или с мая 2021 г. по наст. время) составляет менее 3%, что подтверждает отсут-

Рис. 3. Скриншот окна программы "Correct" (Ltd "Phoenix Geophysics") с поперечными кривыми ρ_{xy}, полученными на полигонах: (a) – "Куяда" в период с 25.10.2020 г. по настоящее время (январь 2022 г.); (б) – "Курма" в период с 14.09.2020 по 28.09.2020 гг.

ствие критического влияния случайных факторов на формы анализируемых кривых МТЗ.

Следует отметить, что аномалии понижения уровня кривой МТЗ, квазипоперечной направлению региональных геоэлектрических неоднородностей, фиксировались и ранее. Так, на пункте МТЗ, расположенном на западном фланге Ангарского разлома, через неделю после Быстринского землетрясения уровень ρ_{τ} , отвечающего диапазону глубин нижней части осадочного чехла и верхов кристаллического фундамента, понизился примерно на 20% (рис. 1).

На рис. Зб показаны поперечные кривые ρ_{κ} , полученные на пункте МТЗ за 7 дней до Быстринского землетрясения (14.09.2020 г.), в день события (21.09.2020 г.), а также через 7 дней после события (28.09.2020 г.). Важно отметить, что кривая, полученная через две недели, а также через 10 мес. после землетрясения, полностью повторила кривую, полученную за 7 дней до события.

Вторым важным наблюдением, сделанным в период Кударинского землетрясения, кроме изменения электропроводности зондируемого породного массива, является аномальное поведение вертикальной компоненты электротеллурического поля Е₂, проявившееся за сутки до сейсмического события (рис. 4). Регистрация МТ поля была начата 09.12.2020 г. в 13 ч 09 мин 02 с по Иркутскому времени. Примерно через час характер флуктуаций E_z существенно изменился – вместо хаотичных колебаний в поле появились отчетливые *U*-образные колебания с периодом 2–3 с и относительной амплитудой 1.5-2.5 мкВ (на линии 11 м). В течение примерно 1.5 ч амплитуда вариаций несколько увеличивалась, а период увеличился до 6-30 с. Следующие интервалы проявления подобных колебаний длительностью от 5 до 10 мин отмечены в 16:10, 16:50, 17:50 и 20:00.

После сейсмического события по настоящее время аномальные вариации подобного характера не фиксировались. Кроме того, они отсутствовали в течение всей записи на горизонтальных компонентах электромагнитного поля.

ОБСУЖДЕНИЕ

Безусловно, на основании анализа относительно короткого ряда режимных магнитотеллурических наблюдений, которым располагают авторы статьи, невозможно уверенно подтвердить и объяснить связь наблюденных изменений геоэлектрических свойств разреза и произошедших землетрясений. Однако с высокой вероятностью можно полагать, что эта связь существует и может объясняться следующим образом. Первым в череде относительно крупных для Байкальского региона сейсмических событий произошло Быстринское, однако ввиду его удаленности (на 80 км) от временного пункта магнитотеллурического мониторинга в районе Курминского залива, а главное удаленности от Приморского разлома, который мог служить магистралью для флюида, приведенного в движение горным давлением, изменение проводимости отразилось относительно слабо и только в осадочном чехле.

Вторым сейсмическим событием в рассматриваемом диапазоне времени было Кударинское, его подготовка, вероятно, началась сразу после Быстринского события, что косвенно подтверждает предположение, что произошедшие землетрясение может провоцировать последующее. Следствие подготовки этого землетрясения в виде изменения электропроводности было зафиксировано в первых октябрьских измерениях 2020 г.





Рис. 4. Скриншот окна программы "ViewField" (Поспеев А.В.) с визуализацией записи вертикальной электрической компоненты E_z в период 09–10.12.2020 г. (полигон "Куяда"). Розовые полигоны — периоды следования аномальных *U*-образных колебаний с частотами 5–30 с.

на пункте комплексного мониторинга "Куяда". Высокая чувствительность наблюденных характеристик к указанному событию может объясняться небольшим расстоянием от эпицентра (40 км) землетрясения и крупнейших рифтовых разрывных нарушений (Приморский разлом и Обручевский сброс), по которым вероятно движение флюида. *U*-образные колебания, зарегистрированные посредством скважинных измерений за сутки до землетрясения, возможно, являются отражением электрических разрядов, возникающих при сжатии кварцсодержащих пород – пьезоэффектами. Напомним, что подобные эффекты наблюдались коллегами и перед подготовкой Култукского землетрясения 2008 г. [Коротаев и др., 2015; Мороз и др., 2012]. Предположение о связи пьезоэлектрического эффекта у кварцсодержащих пород и повышения горного давления, связанного с сейсмической активностью высказывалось и ранее [Воларович, Пархоменко, 1954].

Ввиду большой удаленности от пункта магнитотеллурического мониторинга отражение подготовки Хубсугульского землетрясения в геоэлектрических характеристиках зондируемого пространства отмечено не было. Или же оно было настолько незначительным, что на фоне релаксации флюидодинамической системы после Кударинского землетрясения было не выявлено.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

выводы

Представленные в статье первые результаты мониторинговых наблюдений компонент естественного электромагнитного поля применительно к центральной части Байкальского рифта говорят о наличии аномалий электромагнитного поля, которые при первом приближении ассоциируются с влиянием сейсмических событий с магнитудой более 5.4 и удалением эпицентра от пункта наблюдений до 80 км. Природу упомянутых аномалий авторы связывают со следствием увеличения горного давления, возрастающего при подготовке землетрясения, а в частности выдавливанием флюида в нарушенные зоны земной коры (при пересчете горизонтальных компонент электромагнитного поля в кривые ρ_v проявляется как уменьшение кажущегося электрического сопротивления более чем на 10%) и пьезосейсмическими эффектами, возникающими при возрастании давления на кварцсодержащие породы (на записях вертикальной компоненты электротеллурического поля проявляется как И-образные колебания с периодом 5-30 с). Иными словами, применение магнитотеллурического мониторинга имеет потенциал прогноза относительно крупных для Байкальского рифта сейсмических событий путем выделения среднесрочных и краткосрочных предвестников.

Однако для подтверждения представленной выше модели отражения предвестников землетрясений в электромагнитном поле необходимо не только увеличение массива режимных наблюдений, непрерывность регистрации компонент поля, а главное – увеличение сети пунктов мониторинга. Если следовать выдвинутой гипотезе активизации флюидомиграции перед сейсмическим событием – целесообразно располагать пункты наблюдений вблизи крупных тектонических нарушений. В планах авторов статьи есть до 2023 г. организация еще двух пунктов мониторинговых наблюдений в Байкальском регионе, расположенных вблизи п. Зун-Мурино (Тункинская долина) и п. Узур (о. Ольхон), что позволит контролировать кажущееся электрическое сопротивление породного массива территорий с наибольшей плотностью населения Байкальского региона.

Также, в период подготовки настоящей статьи ведется разработка станции магнитотеллурического зондирования SMT-32 (ИЗК СО РАН, ООО "СИГМА-ЭЛЕКТРОНИКА"), обеспечивающей непрерывную регистрацию 6 компонент электромагнитного поля (E_x , E_y , E_z , H_x , H_y , H_z) и снабженную модулем телеметрии, что позволит в режиме online производить анализ мониторинговых наблюдений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работы проводились в рамках проекта Минобрнауки РФ № 075-15-2020-787 "Фундаментальные основы, методы и технологии цифрового мониторинга и прогнозирования экологической обстановки Байкальской природной территории".

В работе задействовалось оборудование ЦКП "Геодинамика и геохронология" Института земной коры СО РАН в рамках гранта №075-15-2021-682.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны ведущему инженеру ИЗК СО РАН Тупицыну В.А. и безвременно ушедшему в 2021 г. генеральному директору ООО "Байкальская геофизическая партия" Гилеву А.Г. за техническую поддержку, оказанную в ходе проведения исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Барсуков О.М. О связи электрического сопротивления горных пород с тектоническими процессами // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1970. № 1. С. 84–89.

Баталева Е.А., Баталев В.Ю., Рыбин А.К. К вопросу о взаимосвязи вариаций электропроводности земной коры и геодинамических процессов // Физика Земли. 2013. № 3. С. 105–105.

Брагин В.Д., Волыхин А.М., Зубович А.В. Геологическое строение и сейсмичность Бишкекского прогностиче-

ского полигона и сопредельных территорий. Проявление геодинамических процессов в геофизических полях / Под ред. Велихова Е.П., Зейгарника В.А. М.: Наука. 1993. С. 10–19.

Велихов Е.П., Волков Ю.М. Перспективы развития импульсной МГД-энергетики и ее применение в геологии и геофизике. Препр. ИАЭ. № 3436. М. 1981. 28 с.

Воларович М.П., Пархоменко Э.И. Пьезоэлектрический эффект горных пород //Докл. АН СССР. Геофизика. 1954. Том XCIX. № 2. С. 239–242.

Гаврилов В.А., Бусс Ю.Ю., Морозова Ю.В., Полтавцева Е.В. Скважинные геоакустические измерения в системе комплексного геофизического мониторинга и прогноза землетрясений на Камчатке // Уч. зап. физ. фак-та МГУ. 2017. № 5. С. 1750802-1 –11750802-4.

Ельцов И.Н., Манитейн А.К., Морозова Г.М., Неведрова Н.Н., Сидорин А.Я. Электромагнитные зондирования на Гармском полигоне методом становления поля. Электрическое взаимодействие геосферных оболочек. 2000. М.: ОИФЗ РАН. С. 183–192.

Жуков В.С., Лыков В.И., Сухомлин В.Ф. Некоторые результаты электрометрических наблюдений на Ашхабадском геодинамическом полигоне // Изв. АН Туркм. ССР. Сер. Физико-тех., химич. и геологич. наук. 1982. № 2. С. 81–84.

Исаев Г.А., Кауфман А.А., Курилло В.Н., Морозова Г.М., Рабинович Б.И. Интерпретация трехслойных кривых типа Н в методе зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБЗ) // Геология и геофизика. 1970. № 5. С. 121–125.

Каленов Е.Н. Интерпретация кривых вертикального электрического зондирования. М.: Наука. 1957. 475 с.

Киссин И.Г. О системном подходе в проблеме прогноза землетрясений //Физика Земли. 2013. № 4. С. 145–145.

Киссин И.Г. Флюиды в земной коре. Геофизические и тектонические аспекты. М.: Наука. 2009.

Коротаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Зурбанов В.Л., Миргазов Р.Р., Мачинин В.А., Портянская И.А. Результаты мониторинга вертикальной компоненты электрического поля в озере Байкал // Физика Земли. 2015. № 4. С. 148–148.

Костерин Н.А., Пилипенко В.А., Дмитриев Э.М. О глобальных ультранизкочастотных электромагнитных сигналах перед землетрясениями // Геофизические исследования. 2015. Т. 16. № 1. С. 24–34.

Крылов С.В., Мандельбаум М.М., Мишенькин Б.П., Мишенькина З.Р., Петрик, Г.В., Селезнев В.С. Недра Байкала по сейсмическим данным. 1981. 105 с.

Логачев Н.А. История и геодинамика Байкальского рифта // Геология и геофизика. 2003. Т. 44. № 5. С. 391-406.

Мандельбаум М.М., Эпов М.И., Морозова Г.М., Неведрова Н.Н., Ельцов И.Н. Сейсмическая активность и динамика электропроводности земной коры на Байкальском полигоне // Геология и геофизика. 1996. Т. 37. № 6. С. 88–94.

Мельникова В.И., Гилева Н.А., Радзиминович Я.Б., Масальский О.К. О возможности возникновения сильных землетрясений в западном Забайкалье. Всероссийская конференция "Геофизические методы исследования земной коры", посвященная 100-летию со дня рождения академика Н.Н. Пузырева. Новосибирск: изд-во ИНГГ СО РАН. 2014. С. 194–197.

Мороз Ю.Ф., Мороз Т.А. Аномалии электрического поля и электропроводности земной коры в связи с Култукским землетрясением на оз. Байкал // Физика Земли. 2012. № 5. С. 64–64.

Мороз Ю.Ф., Мороз Т.А., Моги Т. Методика и результаты мониторинга естественного электрического поля Земли в Байкальской рифтовой зоне // Физика Земли. 2007. № 11. С. 37–49.

Неведрова Н.Н., Шалагинов А.Е. Мониторинг электромагнитных параметров в зоне сейсмической активизации Горного Алтая // Геофизика. 2015. № 1. С. 31–40.

Орехова Д.А., Кругляков М.С., Коротаев С.М., Буднев Н.М., Кириаков В.Х., Миргазов Р.Р. О возможности выбора между конкурирующими моделями Байкальского рифта по магнитовариационным наблюдениям в районе глубоководного мониторинга E_z. VIII Всероссийская школа-семинар ЭМЗ-2021. Москва, 4–9 октября 2021. С. 1-4

Семинский К.Ж. Главные факторы развития впадин и разломов Байкальской рифтовой зоны: тектонофизический анализ // Геотектоника. 2009. № 6. С. 52–69. Соболев Г.А., Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука. 2003.

Современная геодинамика областей внутриконтинентального коллизионного горообразования (Центральная Азия) / Лаверов Н.П., Макаров В.И. (ред.) М.: Научный мир. 2005. 400 с.

Сомов В.И., Кузнецова В.Г., Соллогуб В.Б., Мельничук М.И., Кутас Р.И, Пронишин Р-М.С., Костюк О.П., Билинский А.И., Бурак Я.Й., Галапац Б.П. Карпатский геодинамический полигон. М.: Советское радио. 1978. 127 с.

Тарасов Н.Т. Влияние сильных электромагнитных полей на скорость сейсмотектонических деформаций // Докл. РАН. 2010. Т. 433. №. 5. С. 689–692.

Уваров В.Н., Ларионов И.А., Малкин Е.И. Электромагнитные проявления активной земной коры // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2018. № 5(25). С. 115–129.

Chelidze T. et al. Influence of strong electromagnetic discharges on the dynamics of earthquake time distribution in the Bishkek test area (Central Asia) // Ann. Geophys. 2006. V. 49. № 4/5.

Molnar P., Tapponnier P. Cenozoic tectonics of Asia: effects of a continental collision // Science. 1975. V. 189. № 4201. P. 419–426.

Reflection of Strong 2020–2021 Baikal Rift Earthquakes in the Earth's Magnetotelluric Field Observation Data

I. K. Seminsky^{*a*, *b*, * and A. V. Pospeev^{*a*, **}}

^aInstitute of the Earth's Crust, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia ^bSIGMA-GEO LLC, Irkutsk, Russia *e-mail: iks@crust.irk.ru

**e-mail: avp@crust.irk.ru

In this paper, we explore the findings of monitoring the components of the Earth's natural electromagnetic (EM) field obtained in 2020–2021, as well as their link with rather strong seismic events within Baikal Rift Zone (in particular, the Kudarin earthquake (Dec. 9, 2020, $M_w = 5.5$)). During the observations of the magnetotelluric field more than one month prior to the seismic event, the increased conductivity of the tensor-sensitive parts of the sounded soil was recorded due to the displaced release of conducting fluid to the weak crust zones before the earthquake. 24 hours before the seismic event, the anomalous behavior of the electrical field vertical component (E_z) was observed as U-shaped oscillations every 5–30 s due to the electrical charge excitation and relaxation from the compression of quartz-containing rock. The first approximation showed that the analysis of magnetotelluric (MT) monitoring data could help identify medium- and short-term precursors of seismic events.

Keywords: earthquake, the Kudarin earthquake, the Bystrinsky earthquake, electrical conductivity, crust conductive layer, magnetotelluric (MT) sounding, monitoring, Baikal Rift Zone

УДК 550.3+550.4+533.95

СЕЙСМИЧЕСКИЕ, АТМОСФЕРНО-ВОЛНОВЫЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ МОЩНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ФРОНТОВ

© 2022 г. А. А. Спивак^{1,} *, В. М. Овчинников¹, Ю. С. Рыбнов¹, С. А. Рябова¹, В. А. Харламов¹

¹Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия

**E-mail: aaspivak 100@gmail.com* Поступила в редакцию 10.01.2022 г. После доработки 16.02.2022 г. Принята к публикации 17.02.2022 г.

Обсуждаются возмущения сейсмического шума, магнитного поля, электрических характеристик приземной атмосферы и микробарических вариаций, вызванных прохождением холодных атмосферных фронтов 2-го рода. Предложен новый подход к разработке комплексного прогностического признака мощных атмосферных фронтов, потенциально опасных по последствиям в виде ураганов, шквалов и сильных гроз, основанный на анализе совместных вариаций электрического поля и вертикального тока приземной атмосферы, магнитного поля и микропульсаций атмосферного давления в период, предшествующий наступлению наиболее интенсивных проявлений указанных явлений. Полученные данные могут способствовать повышению надежности краткосрочного прогноза опасных атмосферных явлений.

Ключевые слова: атмосферный фронт, сейсмический шум, акустические колебания, акустико-гравитационные волны, электрическое поле, атмосферный ток, магнитное поле, вариации, прогностический признак.

DOI: 10.31857/S0002333722040111

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наблюдается беспрецедентное увеличение количества опасных по негативным последствиям для человека и его производственной деятельности атмосферных явлений в виде ураганов, шквалов, ливневых осадков с затоплением значительных по размеру территорий, а также сильных гроз. Считается, что эти погодные катаклизмы связаны с изменением земного климата, а точнее, как это постоянно отмечается Межправительственной группой экспертов ООН по изменению климата (IPCC) [Climate, 2021], с глобальным потеплением на планете.

Мощные атмосферные явления, как правило, являются следствием мощной циклонической деятельности. Действительно, отмечаемые нарушения сезонного хода повторяемости мощных циклонов и их распределения по земной поверхности приводят к сложным и весьма изменчивым погодным условиям. Вероятнее всего это связано с увеличением контрастности термобарических зон и изменением направлений глобальных воздушных потоков в атмосфере Земли. В результате изменяются длительности синоптических периодов, и главное — увеличивается количество локальных природных явлений с опасными последствиями.

Традиционно описание мощных атмосферных явлений и прогноз их негативных последствий основываются на анализе метеорологической обстановки [Алексеева, 2017; Атмосфера, 1991; Губенко, Рубинштейн, 2017; и др.]. Однако, как показывает опыт, указанный подход характеризуется известной неопределенностью в оценках конкретного района, времени, а главное интенсивности самого явления и его последствий. В связи с этим представляет интерес рассмотрение геофизических эффектов, сопровождающих мощные атмосферные явления, и не только с точки зрения полноты их описания, но также с целью разработки прогностических признаков [Спивак, Рябова, 2022; Спивак и др., 2019].

Следует отметить, что по негативным последствиям особый интерес представляет рассмотрение атмосферных явлений, которые происходят при прохождении холодных атмосферных фронтов 2-го рода, характеризующихся достаточно высокой скоростью распространения и мощными турбулентными движениями воздушных масс [Атмосфера, 1991]. В этом случае формирование в окрестности линии атмосферного фронта и вдоль его фронтальной поверхности активной атмосферной ячейки, представленной мощными конвективными потоками, осложненными спиралеобразными движениями воздушных масс, вызывает не только волновые движения в атмосфере, но также электрические и магнитные эффекты [Адушкин и др., 2021; Кузнецов и др., 2007; Пхалагов и др., 2009]. Одновременно с этим фронт проявляется в изменениях характеристик сейсмического шума [Adushkin et al., 2008; Loktev, Spivak, 2008], генерация которого происходит в результате упругой реакции земной среды на вариации гравитационного поля атмосферного фронта [Muller, Zurn, 1983].

Вызванные фронтальными возмущениями внутренними гравитационными волнами (ВГВ), скорость распространения которых v_g превышает скорость продвижения атмосферного фронта v_f [Грачев и др., 1994; Spivak et al., 2018с], опережают фронт и регистрируются до его прихода в пункты регистрации, что является основанием для разработки прогностических признаков приближающегося сильного атмосферного события. При этом возникает потенциальная возможность оценивать масштаб негативных последствий этого события на основе анализа амплитудных и спектральных характеристик предвестника [Адушкин, Спивак, 2014].

В настоящей работе демонстрируются геофизические эффекты мощных атмосферных фронтов, а также предлагается новый подход к разработке комплексного прогностического признака, основанного на совместном анализе микробарических вариаций и вариаций электрических характеристик и магнитного поля приземной атмосферы в периоды времени, предшествующие приходу опасного по последствиям атмосферного фронта.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

В качестве исходных данных использовались цифровые ряды инструментальных наблюдений, выполненных на среднеширотной Геофизической обсерватории "Михнево" (ГФО МНV) ИДГ РАН¹ (GEO: 54.95° с.ш., 37.73° в.д.; CGM: 51.12° с.ш., 11.79° в.д.) и Центра геофизического мониторинга г. Москвы (ЦГМ) ИДГ РАН (GEO: 55.71° с.ш., 37.57° в.д.) в периоды сильных возмущений атмосферы при прохождении холодных атмосферных фронтов, сопровождающихся ураганами, шквалами и сильными грозами. В общей сложности рассмотрено 23 события указанного типа, которые произошли за период 2009–2018 гг.

Анализировались результаты сейсмических наблюдений, регистрации микропульсаций атмосферного давления *P* и вариаций напряженности электрического поля в МНV и ЦГМ, магнитного поля и атмосферного тока в МНV [Адушкин, Спивак, 2014]. Регистрация выполнялась в приземном слое атмосферы. Метеорологические параметры атмосферы (температура T и влажность W воздуха, атмосферное давление P_0 , скорость ветра V, мощность солнечного излучения S_0) регистрировались с помощью цифровой автоматической метеостанции Davis Vantage Pro2.

Сейсмическая регистрация выполнялась с использованием сейсмометра STS-2 и цифровой сейсмической станции АЦСС-3 в диапазоне частот 0.008–100 Гц.

Микропульсации атмосферного давления амплитудой в диапазоне 0.01–200 Па измерялись с помощью микробарометров МБ-03 (полоса регистрации (по уровню –3 дБ) – 0.0003–10 Гц) [Адушкин и др., 2020].

Напряженность электрического поля (вертикальная компонента E) измерялась с помощью электростатического флюксметра ИНЭП, который обеспечивает измерения E в интервале от 1 В/м до 6–10 кВ/м в зависимости от конкретного экземпляра² в частотном диапазоне 0–20 Гц [Адушкин и др., 2018]. Непрерывная регистрация вертикальной компоненты атмосферного тока I в МНV осуществлялась с помощью компенсационного регистратора тока с частотой опроса 1 Гц [Барышев и др., 2009]. Вследствие высокой временной вариабельности I в настоящей работе использовались ряды его абсолютных значений, усредненные по одноминутным интервалам.

Постоянная регистрация трех компонент магнитного поля B_x , B_y и B_z в направлениях соответственно: x — на географический север, y — на географический восток, z — вертикальная компонента вниз и их вариаций с периодами, превышающими 1 с, выполнялась с помощью трехкомпонентного магнитометра LEMI-018, обеспечивающего измерения в диапазоне ±68000 нТл с разрешением 10 пТл (частота опроса 1 Гц).

Обработка цифровых рядов с определением амплитудных, временных и спектральных характеристик рассматриваемых геофизических полей выполнялась с использованием методов анализа цифровых рядов и выделения полезных сигналов, предложенных в работе [Хаттон и др., 1989]).

3. ПРОЯВЛЕНИЕ МОЩНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ФРОНТОВ В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Прохождение холодного атмосферного фронта сопровождается резкими изменениями в суточ-

¹ Обсерватория расположена в ~85 км южнее г. Москвы.

² В процессе организации постоянного мониторинга экземпляры ИНЭПов периодически сменяются с целью очистки рабочих поверхностей от загрязнения.



Рис. 1. Вариации метеопараметров в период прохождения сильного атмосферного фронта 29.05.2017 г. по данным ЦГМ (скорость ветра усреднена по 1 мин интервалу).

ном ходе не только температуры воздуха T, но также атмосферного давления P_0 , влажности воздуха W, скорости ветра V и мощности солнечного излучения S_0 , что является следствием интенсивного формирования, как правило, мощной кучево-дождевой (c_b) облачности. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты регистрации метеопараметров в период известного по своим негативным последствиям в г. Москва события — прохождения мощного холодного атмосферного фронта 29.05.2017 г. [Куличков и др., 2019; Spivak et al., 2018b].

Как это видно из рис. 1, холодный атмосферный фронт, распространяющийся с юго-восточного направления, вызвал падение температуры воздуха на ~10°С и значительные изменения суточного хода метеопараметров, а также и усиление ветра, порывы которого достигали величины, превышающей 30 м/с.

Воздействие сильного холодного фронта 2-го рода на окружающую среду обусловлено несколькими факторами: 1) резким изменением атмосферного давления, оказывающего механическое действие на земную кору [Muller, Zurn, 1983]; 2) мощными движениями воздушных масс в атмосферной ячейке, порождающими помимо акустико-гравитационных волн (АГВ) и волны на частоте Брента-Вяйсяля и ниже [Данилов, Свертилов, 1991; Грачев и др., 1994; Кашкин, 2013; Куличков и др., 2017; 2019; Курдяева и др., 2019; Романова, Якушкин, 1995; Hines, 1960]; 3) формированием возмущенной области в ионосфере в эпицентральной зоне атмосферной ячейки, что вызывает модификацию ее электронной плотности и электрические токи и, как следствие, вариации электрических характеристик атмосферы и магнитного поля³ [Скороход, Лизунов, 2012; Спивак, Рябова, 2022; Федоренко, 2017].

Вызванные фронтальными возмущениями ВГВ распространяются на значительные расстояния вследствие слабого затухания при распространении по атмосферному волноводу и являются значимым фактором, определяющим турбулентный характер возмущения приземной атмосферы на мезомасштабном и мелкомасштабном уровне и соответственно возмущения электрического и магнитного поля [Адушкин и др., 2020]. При этом скорость распространения ВГВ характеризуется величиной в районе 40-60 м/с, что в целом заметно превышает скорость движения холодного фронта 2-го рода, которая, как правило, находится в диапазоне 12-18 м/с и в редких случаях достигает 28 м/с [Атмосфера, 1991; Грачев и др., 1994; Spivak et al., 2018а]. Вследствие этого вызванные атмосферным фронтом микробарические вариации регистрируются до прихода фронта в точку наблюдения.

3.1. Отклик сейсмического шума на прохождение атмосферного фронта

Известно, что изменение атмосферного давления вносит определенные возмущения в микросейсмические колебания земной коры [Adushkin et al., 2008; Loktev et al., 1983; Spivak, 2008]. Вариации атмосферного давления, вызываемые мощными атмосферными фронтами, могут достигать по амплитуде 100–150 Па [Вощан, Спивак, 2017; Spivak et al., 2018b]. Это приводит к изменению амплитудных характеристик сейсмического шума. В качестве примера на рис. 2 приведены вариации амплитуды (скорости смещения) сейсмического шума А в период прохождении мощного холодного атмосферного фронта 29.05.2017 Г Подход фронта к точке регистрации в MHV зарегистрирован в ~10:45 UTC и вызвал падение температуры воздуха на ~5.5°С. Как это следует из рис. 26, в это же время наблюдается увеличение А до ~18 мкм/с. При этом следует особо отметить, что возмущение сейсмического шума в виде заметного увеличения среднеквадратичного отклонения (СКО) регистрируется также и в период, предшествующий приходу фронта (рис. 2в). Эффект, выраженный в увеличении СКО до ~двух фоновых значений, явно проявляется примерно за 3 ч до прихода фронта, что объясняется опережающим распространением вызванного фронтом сейсмического возмущения.

 $N_{0}4$

2022

ФИЗИКА ЗЕМЛИ

смического шума в период прохождения холодного атмосферного фронта меньшей интенсивности. Фронт 11.07.2015 г. проявился в MHV примерно в 14:30 UTC (рис. 3) и сопровождался достаточно резким падением температуры воздуха на ~5°С. Так же как и в первом случае наблюдалось увеличение примерно на порядок амплитуды сейсмического шума, осложненное импульсными помехами в диапазоне частот от 4 до 7 Гц (рис. 3 и рис. 4). Частотный состав и поляризационные характеристики импульсных помех позволяют утверждать, что они носят локальный характер. Более того, по данным ISC (International Seismological Centre), в течение 24 ч до обсуждаемого явления не было землетрясений с магнитудой $m_b > 6$ на расстояниях меньше 110° и с $m_b > 5$ на расстояниях меньше 70° и, следовательно, импульсные сигналы не связаны с сейсмичностью Земли, а являются следствием приближения атмосферного фронта.

Другой пример характеризует изменение сей-

3.2. Волновой эффект в атмосфере

Мощные атмосферные фронты, сопровождающиеся ураганами, шквалами и сильными грозами, вызывают значительное увеличение микропульсаций атмосферного давления. В качестве примера на рис. 5 приведена амплитуда барических микропульсаций P в период прохождения мощного атмосферного фронта 30.06.2018 г. Для сопоставления на том же рисунке приведен ход температуры воздуха T.

Из рис. 5 следует, что холодный атмосферный фронт, характеризующийся падением температуры воздуха на ~9°С, вызвал увеличение амплитуды микробарических вариаций P до ~90 Па в период максимального изменения T. Здесь следует отметить, что сходный с этим характер микробарического эффекта наблюдается при всех рассмотренных в настоящей работе событиях.

Более детальный анализ показывает, что микробарические возмущения, но меньшей амплитуды проявляются в периоды, предшествующие приходу атмосферного фронта. В качестве иллюстрации на рис. 5в приведен фрагмент записи микробарических вариаций в увеличенном масштабе. Как это следует из рис. 5в примерно за 2 ч до максимальных по амплитуде вызванных атмосферным фронтом микробарических вариаций, начиная с ~09:40 UTC, регистрируются повышенные микробарические вариации амплитудой до ~10 Па с периодом ~30 мин. Указанные вариации связаны с приходом в точку наблюдений ВГВ, распространяющихся в стратосферном волноводе в условиях устойчивой стратификации. Эффект возмущения микробарических вариаций до прихода фронта может свидетельствовать о потенциальном наличии краткосрочного акустиче-

³ В качестве другого возможного механизма генерации возмущений геомагнитного поля рассматривается также электродинамический эффект при движении электрически заряженных облаков и выпадении осадков [Чекрыжов и др., 2019].



Рис. 2. Изменение температуры воздуха *T* (а), вариаций амплитуд горизонтальных компонент сейсмического шума *A* (б), (в) и среднеквадратического отклонения амплитуды сейсмического фона СКО (г) в период прохождения сильного атмосферного фронта 29.07.2017 г. по данным MHV (пунктиром выделена область повышенных амплитуд СКО).

ского предвестника сильного атмосферного фронта.

3.3. Электрические эффекты мощных атмосферных фронтов

Как показывают данные наблюдений, интенсивные атмосферные и ионосферные возмущения, сопровождающие прохождение мощных атмосферных фронтов, вызывают значительные вариации напряженности электрического поля, амплитуда которых достигает 3000—6000 В/м и более. В качестве типичного примера на рис. 6 представлены вариации вертикальной компоненты электрического поля в период прохождения сильного атмосферного фронта через MHV 29.05.2017 г. Из рис. 6 следует, что в период максимальной скорости изменения температуры воздуха (рис. 2) наблюдаются значительные вариации атмосферного электрического поля и тока на земной поверхности. Максимальные амплитуды вариаций E и I достигают соответственно ~4800 В/м и ~75 пА/м². При этом следует отметить безгрозовой характер рассматриваемого атмосферного фронта.

Анализ вариаций E в период, предшествующий приходу атмосферного фронта, показывает, что за ~1.5–4 ч до периода максимальных вызванных фронтом вариаций электрического поля регистрируются повышенные вариации E амплитудой до ~200 В/м (рис. 7).

Представляет определенный интерес рассмотрение вариаций электрического поля при про-



Рис. 3. Изменение температуры воздуха *T* и вариаций амплитуды сейсмического фона *A* в период прохождения сильного атмосферного фронта 11.07.2015 г. по данным MHV.

Время, UTC

14:57:05

14:57:00

хождении атмосферного фронта с грозовой ячейкой. В этом случае на суточном ходе электрического поля отчетливо проявляются молниевые разряды. Причем, при достаточной чувствительности измерительного канала отчетливо регистрируются удаленные молниевые разряды за некоторое время до прихода атмосферного фронта в точку наблюдений. В качестве примера на рис. 8 представлены вариации Е, зарегистрированные в ЦГМ в период прохождения атмосферного фронта с грозовой ячейкой 18.08.2021 г. Атмосферный фронт, распространяющийся в северо-западном направлении, подошел к ЦГМ в ~13:42 UTC и вызвал резкое понижение температуры воздуха у земной поверхности соответственно на ~11°С. Средняя скорость изменения температуры составила ~0.17°C/мин при максимальном значении ~0.47°С/мин.

Характер реакции атмосферного электрического поля на прохождение грозовой ячейки хорошо виден из врезки на рис. 8. Примерно за 10 мин до подхода фронта датчик электрического поля начал регистрировать удаленные молниевые разряды, затем в период с ~13:41 до ~13:51 UTC был отмечен период локальной, так называемой "сухой", грозы, во время которой на записях электрического поля хорошо проявлялись молниевые разряды местного происхождения⁴. Затем в период с ~13:51 до ~14:10 UTC наблюдалось уменьшение *E* до отрицательных значений, что было вызвано сильными осадками. Однако и в этом случае на записях электрического поля отчетливо регистрировались молниевые разряды.

14:57:10

61

14:56:55

⁴ Вынесенный рисунок в увеличенном масштабе демонстрирует стадии формирования грозовой ячейки.



Рис. 4. Спектрально-временная диаграмма вариаций амплитуды сейсмического фона в период прохождения сильного атмосферного фронта 11.07.2015 г. по данным MHV.

Общая длительность возмущения электрического поля составила около 1 часа при максимальной амплитуде вариаций *E* более 3000 В/м.

3.4. Геомагнитные вариации, сопутствующие прохождению мощных атмосферных фронтов

Мощный атмосферный фронт сопровождается увеличенными вариациями индукции геомагнитного поля. В качестве примера рассмотрим геомагнитный эффект холодного атмосферного фронта 12.05.2021 г. Атмосферный фронт проявился резким снижением температуры воздуха в приземной атмосфере в MHV в период с ~14:15 UTC до 14:30 UTC (рис. 9). В ~14:30 UTC скорость спада температуры уменьшилась с 0.16 до 0.0018°C/мин. Выход температурного режима воздушных масс на стационарный режим состоялся в ~15:45 UTC. Таким образом общее время спада T составило ~95 мин.

Повышенные знакопеременные вариации горизонтальной, наиболее чувствительной к внешним возмущениям, компоненты индукции магнитного поля $B_H = \{B_x^2 + B_y^2\}^{1/2}$ зарегистрированы, начиная с ~14:40 UTC, и продолжались в течение ~70 мин до ~15:50 UTC. При этом вариации B_H характеризовались периодом ~25 мин и максимальной амплитудой ~75 нТл.

Дата	Время суток (UTC)										
	0-3	3-6	6–9	9-12	12-15	15-18	18-21	21-24			
16.08.2021 г.	2	1	2	1	3	2	1	2			
17.08.2021 г.	1	1	0	3	2	2	0	2			
18.08.2021 г.	2	1	1	2	1	1	2	0			
19.08.2021 г.	0	0	0	2	2	1	1	1			
20.08.2021 г.	0	1	2	2	3	3	2	0			

Таблица 1. Значение станционного (MHV) К-индекса магнитной активности



Рис. 5. Изменение температуры воздуха T (а); амплитуды микробарических вариаций P (б) в период прохождения сильного атмосферного фронта 30.06.2018 г. по данным MHV; (в) — фрагмент записи микробарических вариаций в увеличенном масштабе.



Рис. 6. Вариации вертикальных компонент электрического поля *E* и атмосферного тока *I* в период прохождения сильного атмосферного фронта 29.05.2017 г. по данным MHV.

Отдельный интерес представляют геомагнитные вариации, вызванные прохождением грозовой ячейки. В качестве примера на рис. 10 представлены вариации B_H , зарегистрированные в ЦГМ в период прохождения грозового атмосферного фронта 18.08.2021 г. (рис. 8).

Следует отметить, что рассматриваемые сутки, как и период времени с 16.08.2021 г. по 20.08.2021 г.

характеризовались низкой геомагнитной активностью (величина станционного *К*-индекса магнитной активности (MHV) приведена в табл. 1.

Из рис. 10 следует, что атмосферный фронт вызвал увеличение B_H на фоне естественных вариаций в виде положительной бухты в течение примерно 50—55 мин. При этом максимальная амплитуда вызванной вариации составила ~10 нТл.



Рис. 7. Вариации электрического поля в периоды, предшествующие приходу атмосферного фронта в MHV (а) и ЦГМ (б) 29.05.2017 г. (пунктиром выделена область повышенных вариаций *E* перед приходом атмосферного фронта).



Рис. 8. Вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля в приземной атмосфере при прохождении холодного атмосферного фронта 18.08.2021 г. по данным ЦГМ (стрелками *1* и *2* на врезке обозначены начала интервалов регистрации удаленных и местных молниевых разрядов).

4. ПРОГНОСТИЧЕСКИЕ ПРИЗНАКИ МОЩНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ФРОНТОВ В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Как отмечалось выше, вызванные мощным атмосферным фронтом ВГВ распространяются на значительные расстояния вследствие слабого затухания при распространении по атмосферным волноводам и являются значимым фактором, определяющим турбулентный характер возмущения приземной атмосферы на мезомасштабном и мелкомасштабном уровне и соответственно возмущения электрического и магнитного поля [Адушкин и др., 2020]. При этом указанные ВГВ могут регистрироваться задолго до прихода фронта в точку наблюдения. Одновременно с этим в предшествующий приходу фронта период регистрируются, как отмечалось выше, волны, которые распространяются в стратосферном волноводе в условиях устойчивой стратификации.



Рис. 9. Изменение температуры воздуха у земной поверхности T(a) и вызванные вариации $B_H(6)$ в MHV в период прохождения холодного атмосферного фронта 12.05.2021 г.

Анализ данных настоящей работы свидетельствует о том, что действительно наряду со значительными возмущениями геофизических полей при прохождении сильного холодного фронта и меньшими по амплитуде возмущениями непосредственно перед ним, регистрируются также геофизические эффекты в виде акустических сигналов, а также геомагнитных вариаций и вариаций электрических характеристик атмосферы за несколько часов до прихода фронта.

Простые оценки показывают, что при разности скорости распространения ВГВ (v_g) и скорости продвижения холодного атмосферного фронта (v_f) в 15–40 м/с [Адушкин и др., 2020; Грачев и др., 1994; Spivak et al., 2018с] возможна регистрация ВГВ предвестника и сопутствующих геофизиче-



Рис. 10. Вариации горизонтальной компоненты индукции геомагнитного поля в период прохождения грозового фронта 18.08.2021 г. (пунктир — суточный ход B_H).

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

ских эффектов за 5—8 ч до прихода фронта в точку наблюдений.

В качестве примера рассмотрим результаты инструментальных наблюдений, выполненных в период события 16.07.2019 г. Прохождение мощного холодного атмосферного фронта 2-го рода зарегистрировано в MHV в ~13:00 UTC (рис. 11). Фронт, распространяющийся с юго-восточного направления, подошел к MHV в ~12:50 UTC и вызвал резкое понижение температуры воздуха T у земной поверхности на ~8°C. Как это видно из рис. 11, замещение теплых воздушных масс холодными привело также к резкому увеличению атмосферного давления P_0 .

Как это видно из рис. 11, период прохождения атмосферного фронта характеризуется повышенными микробарическими вариациями P с амплитудой ~60 Па. Одновременно с этим зарегистрированы сильные вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля Eамплитудой ~4000 В/м и атмосферного тока I амплитудой ~80 пА/м².

Прохождение фронта сопровождалось также магнитным эффектом: в период прохождения фронта было зарегистрировано резкое повышение амплитуды наиболее чувствительной к внешним возмущениям горизонтальной компоненты магнитного поля B_H , а также геомагнитные пульсации в широкой полосе частот. На рис. 12 приведен фрагмент спектра геомагнитных пульсаций в диапазоне 0—4 Гц за 16.07.2019 г., который демонстрирует повышенные вариации магнитного поля в диапазоне частот до 4 Гц в период прохожде-



Рис. 11. Характеристики холодного атмосферного фронта 16.07.2019 г. по данным МНУ.

ния атмосферного фронта (вызванные вариации отмечены в данном случае стрелкой *A*).

Анализ результатов регистрации в периоды времени, предшествующие приходу фронта, показывает, что в ~6:10 UTC в MHV (рис. 13) наблюдаются аномальные микробарические вариации, которые с учетом времени прихода допустимо рассматривать в качестве вызванных фронтом внутренних гравитационных волн, распространяющихся в атмосферном волноводе со скоростью ~50 м/с, а также вариации электрических характеристик атмосферы (E и I) и вариации B_H (рис. 13). В этот же период времени регистрируются характерные геомагнитные пульсации (рис. 12).

В целом рассматриваемые вариации P, E, I и B_H регистрируются примерно за 4–6 часов до прихода мощных атмосферных фронтов и могут служить в качестве их прогностических признаков.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные в настоящей работе данные свидетельствуют о том, что сильные атмосферные возмущения фронтального типа с развитой атмосферной ячейкой, способной вызвать погодные коллизии, сопровождаются геофизическими эффектами не только в период прохождения атмосферного фронта через точку наблюдений, но также за достаточно продолжительный промежуток времени до прихода фронта. Обобщая результаты наблюдений, можно констатировать, что за 5-8 ч до прихода мощной активной атмосферной ячейки регистрируются повышенные вариации амплитуды акустических колебаний, напряженности электрического поля. вертикального атмосферного тока и горизонтальной компоненты геомагнитного поля, вызванные акустическим сигналом, распространяющимся по атмосферному волноводу. При этом указанные возмущения



Рис. 12. Динамический спектр геомагнитных пульсаций по данным MHV за 16.07.2019 г.; *А* – геомагнитные пульсации в период прохождения мощного атмосферного фронта; *B* – в период возмущений, вызванных приходом акустического сигнала, распространяющегося по атмосферному волноводу.



Рис. 13. Микробарические пульсации P (за вычетом тренда), вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля E, вертикального атмосферного тока I и горизонтальной компоненты геомагнитного поля B_H в период прихода акустического сигнала, распространяющегося по атмосферному волноводу, по данным MHV.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022



Рис. 14. Микробарические вариации, вызванные прохождением сильного атмосферного фронта 09.06.2009 г. (а); результаты фильтрации исходного цифрового ряда в диапазоне периодов 5—15 мин для участков 1-го (б) и 2-го (в) сигналов.

регистрируются практически синхронно. Последнее приводит к выводу, что в этом случае электрический и магнитный эффект имеет локальный характер и связан с возмущением электродинамических процессов в ионосфере в области, расположенной непосредственно над точкой регистрации. Анализ данных наблюдений показывает, что действительно спектры ВГВ содержат составляющие с частотами, близкими к частоте Брента—Вяйсяля, которая свидетельствует о наличии в атмосфере колебаний типа АГВ, оказывающих возмущающее влияние на ионосферу [Адушкин и др., 2020; Гохберг, Шалимов, 2008; Федоренко, 2017; Шалимов и др., 2019].

Это относится также к вариациям электрических характеристик и магнитного поля, которые наблюдаются непосредственно перед приходом сильного атмосферного фронта. И в этом случае ВГВ, распространяющиеся в пограничном слое атмосферы в условиях устойчивой стратификации, содержат колебания с частотами, близкими к частоте Брента—Вяйсяля.

В качестве характерного примера рассмотрим микробарические вариации, сопутствующие сильному атмосферному фронту 09.06.2009 г. (рис. 14). Атмосферный фронт проявился в MHV в ~18:00 UTC и сопровождался повышенными барическими вариациями амплитудой ~55 Па. Как это видно из рис. 14, в ~11:20 UTC в MHV зарегистрирован сигнал (1), связанный с ВГВ, распространяющимися по атмосферному волноводу. Примерно за 1 час до прихода фронта в MHV зарегистрированы колебания (2), вызванные волнами, распространяющимися в пограничном слое атмосферы в условиях устойчивой стратификации.

Спектральный анализ свидетельствует о том, что в колебаниях 1 и 2 содержатся спектральные составляющие в окрестности частоты Брента— Вяйсяля. Это хорошо видно из рис. 146 и рис. 14в, на которых представлены результаты фильтрации исходного цифрового ряда в диапазоне периодов 5—15 мин соответственно для участков 1-го и 2-го сигналов.

Отмеченные волновые движения в атмосфере в периоды, предшествующие приходу мощных атмосферных фронтов, и сопровождающие их геомагнитные вариации и возмущения электрических характеристик атмосферы могут рассматриваться в качестве прогностических признаков приближающихся опасных атмосферных явлений.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные наблюдений свидетельствуют о том, что мощные атмосферные фронты вызывают не только изменения метеорологических характеристик, но также значимые вариации геофизических полей у земной поверхности.

Одновременно с этим в периоды, предшествующие приходу потенциально опасных атмосферных фронтов, вызывающих такие явления, как ураганы, шквалы и сильные грозы, наблюдаются регистрируемые инструментально микробарические вариации, вариации электрического поля и атмосферного тока, увеличение амплитуды микросейсмического шума, а также геомагнитные эффекты за 5–8 ч до прихода фронта в точку наблюдений. Аналогичные эффекты регистрируются в период за 1.5–4 ч до прихода фронта.

По мнению авторов, эти эффекты при накоплении соответствующей статистики, могут рассматриваться в качестве прогностических признаков сильных возмущений атмосферы с негативными для человека и инфраструктуры последствиями. Однако при этом следует отметить трудность использования для прогностических целей сейсмических данных вследствие мешающего действия глобальной сейсмичности.

Полученные данные могут оказаться полезными при решении задач, связанных с установлением характеристик природных явлений и процессов, установлением источников аномального поведения полей и условий, определяющих взаимодействие между геосферами. Результаты работы могут быть также использованы при разработке теоретических и расчетных моделей опасных атмосферных явлений в виде ураганов, шквалов и сильных гроз.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены по государственному заданию № 1220329000185-5 "Проявление процессов природного и техногенного происхождения в геофизических полях".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Спивак А.А. Физические поля в приповерхностной геофизике. М.: ГЕОС. 2014. 360 с.

Адушкин В.В., Соловьев С.П., Спивак А.А. Электрические поля техногенных и природных процессов. М.: ГЕОС. 2018. 459 с.

Адушкин В.В., Спивак А.А. Проблемы взаимодействия геосфер и физических полей в приповерхностной геофизике // Физика Земли. 2019. № 1. С. 4–15.

Адушкин В.В., Рыбнов Ю.С., Спивак А.А. Инфразвук в атмосфере. М.: ТОРУС ПРЕСС. 2020. 332 с.

Адушкин В.В., Спивак А.А. Воздействие экстремальных природных событий на геофизические поля в среде обитания // Физика Земли. 2021. № 5. С. 6–16.

Алексеева А.А. Прогноз ураганных ветров внетропических циклонов на территории России // Метеорология и гидрология. 2017. № 1. С. 5–15. Атмосфера. Справочник / Под ред. Ю.С. Седунова. М.: Гидрометеоиздат. 1991. 510 с.

Барышев В.И., Вааг Л.Л., Гаврилов Б.Г., Полетаев А.С. Датчик приземного вертикального тока атмосферы. Проблемы взаимодействующих геосфер. М.: ГЕОС. 2009. С. 358–364.

Вощан О.Н., Спивак А.А. Вариации электрического поля в приземной атмосфере в результате прохождения холодных атмосферных фронтов. Динамические процессы в геосферах. Вып. 9. М.: ГЕОС. 2017. С. 79–87.

Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: Наука. 2008. 296 с.

Грачев А.И., Данилов С.Д., Куличков С.Н., Свертилов А.И. Основные характеристики внутренних гравитационных волн в нижней атмосфере от конвективных штормов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1994. Т. 30. № 6. С. 759–767.

Губенко И.М., Рубинштейн К.Г. Прогноз грозовой активности с помощью модели электризации кучеводождевых облаков // Метеорология и гидрология. 2017. № 2. С. 5–19.

Данилов С.Д., Свертилов А.И. Внутренние гравитационные волны, генерируемые при прохождении гроз // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1991. Т. 27. № 3. С. 234–241.

Кашкин В.Б. Внутренние гравитационные волны в тропосфере // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 10. С. 908–916.

Куличков С.Н., Цыбульская Н.Д., Чунчузов И.П., Гордин В.А., Быков Ф.Л., Чуличков А.И., Перепелкин В.Г., Буш Г.А., Голикова Е.В. Изв. РАН. Исследование внутренних гравитационных волн от атмосферных фронтов в Московском регионе // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 4. С. 455–469.

Куличков С.Н., Чунчузов И.П., Попов О.Е., Перепелкин В.Г., Голикова Е.В., Буш Г.А., Репина И.А., Цыбульская Н.Д., Горчаков Г.И. Внутренние гравитационные и инфразвуковые волны во время урагана в Москве 29 мая 2017 г. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 2. С. 32–40.

Кузнецов В.В., Чернева Н.В., Дружин Г.И. О влиянии циклонов на атмосферное электрическое поле Камчатки // Докл. РАН. 2007. Т. 412. № 4. С. 547–551.

Курдяева Ю.А., Куличков С.Н., Кшевецкий С.П., Борчевкина О.П., Голикова Е.В. Вертикальное распространение акустико-гравитационных волн от атмосферных фронтов в верхнюю атмосферу // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 4. С. 3–12.

Пхалагов Ю.А., Ипполитов И.И., Нагорский П.М., Одинцов С.Л., Панченко М.В., Смирнов С.В., Ужегов В.Н. Связь аномальных атмосферных условий с изменчивостью электрического поля // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22. № 1. С. 25–30.

Романова Н.Н., Якушкин И.Г. Внутренние гравитационные волны в нижней атмосфере и источники их генерации // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1995. Т. 31. № 2. С. 163–186.

Скороход Т.В., Лизунов Г.В. Локализованные пакеты акустико-гравитационных волн в ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 2012. Т. 52. № 1. С. 93–98.

Спивак А.А., Рыбнов Ю.С., Рябова С.А., Соловьев С.П., Харламов В.А. Прогностические признаки опасных ат-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

мосферных явлений в геофизических полях. Триггерные эффекты в геосистемах / Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. М.: ТОРУС ПРЕСС. 2019. С. 448–454.

Спивак А.А., Рябова С.А. Геофизические эффекты сильных атмосферных фронтов // Докл. РАН. Науки о Земле. 2022. Т. 502. № 1. С. 24–29.

Федоренко Ю.П. Возбуждение наземных геомагнитных пульсаций Рс5 акустико-гравитационными волнами // Космічна наука І технология. 2017. Т. 23. № 3. С. 12–37.

Хаттон Л., Уэрдингтон М., Мейкин Дж. Обработка сейсмических данных. Теория и практика: Пер. с англ. М.: Мир. 1989. 216 с.

Чекрыжов В.М., Свиркунов П.Н., Козлов С.В. Влияние циклонической активности на возмущение геомагнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 1. С. 59–68.

Шалимов С.Л., Рожной А.А., Соловьева М.С., Ольшанская Е.В. Воздействие землетрясений и цунами на ионосферу // Физика Земли. 2019. № 1. С. 180–198.

Adushkin V.V., Loktev D.N., Spivak A.A. The effect of baric disturbances in the atmosphere on microseismic // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2008. V. 44. \mathbb{N} 6. P. 510–517. *Hines C.O.* Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // Can. J. Phys. 1960. V. 38. 1441–1481. Loktev D.N., Spivak A.A. Variations in the high-frequency component of a microseismic background during baric perturbations in the atmosphere // Doklady Earth Sciences. 2008. V. 418. № 1. P. 136–139.

Müller T., Zürn W. Observations of gravity change during the passage of cold fronts // J. Geophys. Res. 1983. V. 53. P. 155–160.

Climate change 2021. The Physical Science Basis. IPCC Sixth Assessment Report. Geneve. 2021. 3949 p.

Spivak A.A., Rybnov Yu.S., Soloviev S.P., Kharlamov V.A. Acoustic and electric precursors of strong thunderstorm events under megalopolis conditions // Izvestiya, Atmospheric and Ocean Physics. 2018a. V. 54. № 7. P. 112–118.

Spivak A.A., Rybnov Yu.S., Kharlamov V.A. Variations in geophysical fields during hurricanes and squalls // Doklady Earth Sciences. 2018b. V. 480. Part 2. P. 788–791.

Spivak A.A., Rybnov Yu.S., Soloviev S.P., Kharlamov V.A., Soloviev A.V. Acoustic and electric field variations during strong frontal disturbances propagation. Proc. SPIE 10833, 24th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. 2–5 July 2018c. Tomsk, Russian Federation. 2018. 10833Z. https://doi.org/10.1117/12.2502330

Seismic, Atmospheric-Wave, Electrical and Magnetic Effects of Powerful Atmospheric Fronts

A. A. Spivak^{a, *}, V. M. Ovtchinnikov^a, Yu. S. Rybnov^a, S. A. Riabova^a, and V. A. Kharlamov^a

^aSadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *e-mail: aaspivak100@gmail.com

Disturbances of seismic noise, magnetic field, electrical characteristics of the surface atmosphere and microbaric variations caused by the passage of cold atmospheric fronts of the 2nd kind are discussed. A complex prognostic sign of strong atmospheric fronts, potentially dangerous in the form of hurricanes, squalls and severe thunderstorms, based on the analysis of joint variations of the electric field and vertical current of the surface atmosphere, magnetic field and micropulsations of atmospheric pressure in the period preceding the onset of the most intense manifestations of these phenomena, is proposed. The data obtained can contribute to improving the reliability of the short-term forecast of dangerous atmospheric phenomena.

Keywords: atmospheric front, seismic noise, acoustic vibrations, acoustic-gravitational waves, electric field, atmospheric current, magnetic field, variations, prognostic feature

УДК 550.38

ГЛУБИНЫ ЗАЛЕГАНИЯ ЛИТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ИСТОЧНИКОВ И ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ЛИТОСФЕРЫ ПОД ВОСТОЧНО-СИБИРСКИМ МОРЕМ

© 2022 г. А. И. Филиппова^{1, 2, *}, С. В. Филиппов^{1, 2}

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

²Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН, г. Москва, Россия *E-mail: aleirk@mail.ru

> Поступила в редакцию 16.09.2021 г. После доработки 14.01.2022 г. Принята к публикации 16.01.2022 г.

В работе представлены результаты исследования глубин залегания литосферных магнитных источников под Восточно-Сибирским морем. Расчет азимутально-усредненных Фурье-спектров мощности аномалий геомагнитного поля проводился по глобальной модели EMAG2v3, представляющей собой наиболее актуальную на текущий момент компиляцию данных морских, аэромагнитных, наземных и спутниковых геомагнитных съемок. Глубины центра масс, верхней и нижней границ магнитоактивного слоя вычислялись по полученным спектрам методом центроида. Анализ результатов включал в себя сопоставление распределений глубин с известными данными о мошностях осадков и земной коры, глубинах гипоцентров региональных землетрясений, поверхностном тепловом потоке и тектоническом строении исследуемой области. В результате было получено, что глубина верхней границы магнитоактивного слоя изменяется примерно от 0.4 км под поднятием Де-Лонга до 7 км под Новосибирским и Восточно-Сибирским осадочными бассейнами. Глубина нижней границы литосферных магнитных источников изменяются приблизительно от 25 км под массивом Де-Лонга и котловиной Подводников до 43 км под Новосибирско-Чукотским складчатым поясом. Для рассматриваемой территории магнитоактивный слой литосферы полностью расположен в пределах земной коры под континентом, Новосибирскими островами, поднятием Де-Лонга и западной частью шельфа Восточно-Сибирского моря. Верхняя мантия обладает магнитными свойствами под восточной частью шельфа и котловиной Подводников. Полученные результаты свидетельствуют о более сильном прогреве литосферы на севере исследуемой территории: под котловиной Подводников и массивом Де-Лонга, характеризующимися субокеаническим и континентальным типом коры соответственно.

Ключевые слова: аномальное геомагнитное поле, магнитоактивный слой, модель EMAG2v3, литосфера, земная кора, Восточно-Сибирское море, Восточная Арктика. **DOI:** 10.31857/S0002333722040032

ВВЕДЕНИЕ

Рассматриваемая в данной работе территория (68°-80° с.ш., 142°-178° в.д.) в географическом плане включает в себя шельф Восточно-Сибирского моря и частично Новосибирские острова, на юге охватывает примыкающую к шельфу часть Евразийского континента, а на севере затрагивает котловину Подводников Северного Ледовитого океана (рис. 1). Основные тектонические структуры области исследования представлены Южно-Анюйской шовной зоной, Новосибирско-Чукотским складчатым поясом и массивом Де-Лонга [Зоненшайн и др., 1990; Drachev, 2016; Drachev et al., 2010]. Южно-Анюйскоя шовная зона образовалась в верхнеюрское-нижнемеловое время в

результате закрытия Южно-Анюйского океанического бассейна [Зоненшайн и др., 1990; Drachev et al., 2010] и в настоящее время рассматривается как одна из основных границ арктического региона [Имаева и др., 2021]. Отметим, однако, что точный возраст и границы шовной зоны, а также многие вопросы ее образования и эволюции до сих пор остаются дискуссионными [Имаева и др., 2021; Лобковский и др., 2020; Метелкин и др., 2014; Соколов и др., 2015; Шипилов и др., 2021; Drachev et al., 2010; Parfenov, Natal'in, 1986; и др.]. С севера к Южно-Анюйской шовной зоне примыкают позднемезозойские структуры Новосибирско-Чукотского складчатого пояса [Drachev et al., 2010]. Северная часть шельфа Восточно-



Рис. 1. Область исследования. Границы основных тектонических структур показаны схематично по работе [Drachev et al., 2010]. Знаком вопроса отмечено спорное положение границ. Осадочные бассейны: ВБ – Вилькицкого, ВС – Восточно-Сибирский, НК – Нижне-Колымский; НС – Новосибирский, ЧБ – Чаунский [Драчев и др., 2001; Шипилов и др., 2021]. Топография и батиметрия приведены согласно глобальной модели ETOPO1 [Amante, Eakins, 2009].

Сибирского моря представлена палеозойским массивом Де-Лонга [Drachev et al., 2010]. На западе массива расположено одноименное вулканическое поднятие [Шипилов, 2004; Шипилов и др., 2021], образованное концентрической системой дуговых горстов и грабенов, ограниченных дуговыми и радиальными разломами. Сформировавшие поднятие Де-Лонга щелочные базальтоиды изливались в центральной его части в среднемеловое и миоцен-плейстоценовое время [Хаин и др., 2009].

Как и вся Арктика, Восточно-Сибирское море характеризуется невысокой геофизической изученностью в силу труднодоступности и удаленности своей территории. Наиболее детальные сведения о строении верхней части коры получены вдоль сейсмических профилей, расположенных, в основном, в центральной части шельфа [Драчев и др., 2001; Franke et al., 2004; Gramberg et al., 1999]. В результате этих исследований были выявлены крупные осадочные бассейны, интерес к которым, в первую очередь, обусловлен их потенциальной нефтегазоносностью [Хаин и др., 2009; Drachev et al., 2010]. Нижняя часть коры Восточно-Сибирского моря изучена намного слабее, а основная информация о ее глубинном строении и мощности представлена в глобальных и региональных моделях, основанных на сейсмических [Laske et al., 2013: Seredkina, 2019] или гравиметрических данных [Глебовский и др., 2013]. То же самое относится и к строению верхней мантии, для которой наиболее полные распределения скоростей S-волн получены методами поверхностно-волновой томографии [Lebedev et al., 2017; Levshin et al., 2001; Seredkina, 2019]. Модель распределения скоростей Р-волн на глубинах 100-640 км из работы [Яковлев и др., 2012] в пределах рассматриваемой территории для верхов мантии носит фрагментарный характер в силу невысокой сейсмической активности Восточно-Сибирского моря (см. далее) и практически полного отсутствия сейсмических станций.

К настоящему времени для рассматриваемого региона проведен анализ аномалий геомагнитного поля на основе глобальных и региональных моделей, результаты которого использованы для построения комплексных геофизических моделей строения земной коры и геодинамических реконструкций [Верба и др., 1998; Грамберг и др., 1997; Лобковский и др., 2020; Никишин и др.,
2019; Пискарев, 2016; Шипилов и др., 2021; Gaina et al., 2011; 2014; Petrov et al., 2016; Verhoef et al., 1996; и др.]. Региональных исследований по определению глубин залегания магнитных источников по имеющимся моделям аномального магнитного поля для Восточно-Сибирского моря не проводилось, за исключением средних оценок из работы [Середкина, Филиппов, 2021]. При этом глобальные модели распределений глубин центра масс [Tanaka, 2017] и нижней границы [Gard, Hasterok, 2021; Li et al., 2017] магнитоактивного слоя литосферы характеризуются невысоким горизонтальным разрешением и во многих деталях противоречат друг другу.

В связи с этим, в данной работе была поставлена задача — определить глубины залегания литосферных магнитных источников (глубины центра масс, верхней и нижней границ) и проанализировать полученные результаты (сопоставить значения глубин с известными данными о мощностях осадков и земной коры, глубинах гипоцентров региональных землетрясений, поверхностном тепловом потоке и тектоническом строении). Ценность полученных результатов заключается в том, что они позволят сделать выводы о термическом состоянии литосферы области исследования, где имеются лишь немногочисленные измерения поверхностного теплового потока (см. далее) [IHFC..., 2012; O'Regan et al., 2016].

ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Магнитное поле Земли может быть представлено в виде суммы трех компонент: главного (95%), аномального (4%) и внешнего полей (1%) [Яновский, 1978]. Аномальное геомагнитное поле генерируется горными породами, обладающими магнитными свойствами и расположенными в земной коре и верхней мантии до глубин, где температура достигает температуры их точки Кюри. С увеличением глубины горные породы переходят в парамагнитное состояние. Наиболее распространенным магнитным минералом в литосфере является магнетит с температурой точки Кюри 578°С [Яновский, 1978; Langel, Hinze, 1998].

В качестве исходного материала для вычисления глубин залегания литосферных магнитных источников использовалась глобальная модель аномального магнитного поля Земли EMAG2v3 [Meyer et al., 2017]. В выбранной модели аномальное геомагнитное поле приведено к высоте 4 км над уровнем моря и имеет горизонтальное разрешение 2 угловые минуты (рис. 2а). Модель включает в себя данные морских, аэромагнитных, наземных и спутниковых геомагнитных съемок (данные спутника CHAMP). Отметим, что использование спутниковых данных обеспечивает более надежное выделение нижней границы магнитных источников, что было экспериментально показано ранее [Wen et al., 2019]. В отличие от более ранних моделей EMAG2v2 [Maus et al., 2009] и WDMAM 2.0 [Lesur et al., 2016], EMAG2v3 не содержит в себе априорной геологической информации, т.е. опирается только на непосредственные измерения геомагнитного поля, что является ее несомненным преимуществом. В пределах рассматриваемой территории модуль полного вектора аномального геомагнитного поля (T_a) изменяется примерно от -360 до +3500 нГл, а области, где данные являются ненадежными или их нет, отсутствуют (рис. 2а).

В настоящее время существует несколько различных подходов для оценки глубин залегания литосферных магнитных источников по азимутально-усредненным Фурье-спектрам мошности аномалий геомагнитного поля. Одни из них применяются для изучения изолированных намагниченных тел [Bhattacharyya, Leu, 1975a; 1975b], другие – для описания их ансамблей с учетом случайного [Okubo et al., 1985; Ravat et al., 2007; Spector, Grant, 1970; Tanaka et al., 1999] или фрактального [Bansal et al., 2011; Bouligand et al., 2009; Li et al., 2017; Maus, Dimri, 1994; Maus et al., 1997] распределения намагниченности. Наиболее полные обзоры перечисленных методов представлены в работах [Núñez Demarco et al., 2021; Ravat et al., 2007]. В нашем исследовании расчеты проводились в предположении случайного распределения намагниченности методом центроида [Okubo et al., 1985; Tanaka et al., 1999]. Выбор данного метода обусловлен тем, что он не требует никаких априорных сведений о строении среды.

Известно, что для бесконечного в горизонтальных направлениях слоя, в котором глубина верхней границы литосферных магнитных источников много меньше его горизонтальных размеров, Фурье-спектр мощности аномалий геомагнитного поля ($\Phi_{\Delta T}(k_x,k_y)$) связан с глубинами верхней (Z_t) и нижней (Z_b) границ магнитоактивного слоя следующим соотношением [Spector, Grant, 1970; Blakely, 1995]:

$$\Phi_{\Delta T}\left(k_{x},k_{y}\right) = \Phi_{M}\left(k_{x},k_{y}\right)F\left(k_{x},k_{y}\right),\tag{1}$$

$$F(k_x, k_y) = 4\pi^2 C_m^2 |\theta_m|^2 |\theta_f|^2 e^{-2|k|Z_t} (1 - e^{-|k|(Z_b - Z_t)})^2,$$
(2)

где $\Phi_M(k_x,k_y) - \Phi$ урье-спектр мощности намагниченности; k_x и k_y – проекции волнового числа по осям **x** и **y** в горизонтальной плоскости; $|k| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ – модуль волнового числа; C_m – const; θ_m и θ_f – коэффициенты, характеризующие направление намагниченности и направление геомагнитного поля.

Если намагниченность является случайной функцией координат, $\Phi_M(k_x,k_y)$ в уравнении (1) становится постоянной величиной. При усредне-



Рис. 2. Исходные данные: (а) – аномальное геомагнитное поле на высоте 4 км согласно модели EMAG2v3 [Meyer et al., 2017]; (б) – центральные точки блоков 200 × 200 км, в пределах которых вычислялись азимутально-усредненные Фурье-спектры мощности аномалий геомагнитного поля.

нии двумерного спектра $\Phi_{\Delta T}(k_x, k_y)$ по азимуту, т.е., при переходе к азимутально-усредненному Фурье-спектру мощности аномалий геомагнитного поля ($\Phi_{\Delta T}(|k|)$), коэффициенты $|\theta_m|$ и $|\theta_f|$ в (2) также становятся постоянными величинами [Blakely, 1995], и соотношение (1) принимает вид:

$$\Phi_{\Delta T}(|k|) = C e^{-2|k|Z_t} (1 - e^{-|k|(Z_b - Z_t)})^2, \qquad (3)$$

где C - const.

В коротковолновом приближении (при рассмотрении мелкомасштабных аномалий геомагнитного поля) глубина верхней границы литосферных магнитных источников (Z_t) определяется из (3) по методу цетроида согласно следующему соотношению [Okubo et al., 1985; Tanaka et al., 1999]:

$$\ln\left[\Phi_{\Delta T}\left(\left|k\right|\right)^{1/2}\right] = \ln A - \left|k\right|Z_{t},\tag{4}$$

где A - const.

В длинноволновом приближении (при рассмотрении крупномасштабных аномалий геомагнитного поля) уравнение (3) дает связь между спектром и глубиной центра масс магнитных источников (Z_0):

$$\ln\left[\Phi_{\Delta T}\left(|k|\right)^{1/2}/|k|\right] = \ln B - |k|Z_{0},$$
 (5)

где B - const.

Глубина нижней границы магнитоактивного слоя (Z_b) выражается через найденные параметры как [Tanaka et al., 1999]:

$$Z_b = 2Z_0 - Z_t. ag{6}$$

Первый этап вычислений включал в себя начальную подготовку данных модели EMAG2v3 и их Фурье-анализ. Принимая во внимание, что размер окна, в котором вычисляется спектр магнитных аномалий, должен от 3 [Hussein et al., 2013] до 10 раз [Ravat et al., 2007] превышать глубину нижней границы магнитных источников, рассматриваемая территория была разбита на блоки 200 × 200 км. Для улучшения горизонтального разрешения результатов блоки перекрываются между собой. По долготе перекрытие между соседними блоками составляет 100 км, т.е. половину от размеров выбранного для анализа окна. По широте центральные точки соседних блоков расположены на расстоянии 1° между собой. Всего, таким образом, данные модели EMAG2v3 были разбиты на 113 блоков, центральные точки которых показаны на рис. 26. Следуя [Núñez Demarco et al., 2021], процедуры фильтрации аномалий геомагнитного поля и их приведение к полюсу не проводились. Вычисления азимутально-усредненных Фурье-спектров мощности аномалий геомагнитного поля были выполнены с помощью пакета Fourpot 1.3b [Pirttijärvi, 2015].

На втором этапе расчетов глубины центра масс и верхней границы литосферных магнитных источников определялись методом наименьших квадратов по наклонам полученных спектров аномального геомагнитного поля для различных частотных диапазонов согласно соотношениям (4) и (5). Глубины Z_0 вычислялись в интервале волновых чисел от максимума спектра, т.е. примерно от 0 рад/км, до 0.05 рад/км. Как показыва-



Рис. 3. Глубина верхней границы литосферных магнитных источников (а) и мощность осадочных отложений согласно модели CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] (6).

ют синтетические тесты, использование такого диапазона волновых чисел корректно для расчетов глубины центра масс магнитоактивного слоя мощностью до 50 км [Núñez Demarco et al., 2021]. Для вычислений глубин Z_t использовался интервал волновых чисел примерно от 0.25 до 0.5 рад/км. Наконец, глубины нижней границы вычислялись по полученным значениям Z_0 и Z_t с помощью соотношения (6).

Погрешности вычислений глубин рассчитывались по формуле, предложенной в работах [Okubo, Matsunaga, 1994; Salazar et al., 2017]:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{|k_2| - |k_1|},\tag{7}$$

где: σ — среднеквадратичное отклонение линейной аппроксимации от наблюденного спектра; $|k_2|$ и $|k_1|$ — верхняя и нижняя граница диапазона волновых чисел, в котором определялись искомые параметры.

Отметим, что соотношение (7) не учитывает погрешности исходных данных, которые могут быть весьма существенными, особенно в приполярных областях. Так для рассматриваемой территории согласно модели EMAG2v3 максимальная величина ошибок составляет 167 нТл [Меуег et al., 2017]. Однако, как показал синтетический тест, проведенный в работе [Середкина, Филиппов, 2021], добавление к исходным данным случайного шума с амплитудой ± 167 нТл практически не сказывается на значениях глубин центра масс и нижней границы литосферных магнитных источников.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Глубина верхней границы

Результаты расчетов глубин литосферных магнитных источников для исследуемой территории, выполненные по описанной выше методике с использованием соотношений (4)—(6) представлены на рис. 3—рис. 5. Глубина верхней границы магнитоактивного слоя (Z_t) изменяется примерно от 0.4 км под поднятием Де-Лонга до 7 км под Новосибирским и Восточно-Сибирским осадочными бассейнами и бассейном Вилькицкого (рис. 1, рис. 3а). В пределах континентальной части и под Новосибирскими островами эта глубина в среднем составляет около 1.5 км. Погрешность вычисления данного параметра носит случайный характер и лежит в диапазоне от 0.1 до 0.6 км, со средним значением ~0.3 км.

Исходя из того, что намагниченность осадочных горных пород пренебрежимо мала по сравнению с намагниченностью метаморфических и магматических пород кристаллического фундамента [Яновский, 1978], полученное распределение глубины Z_t может быть сопоставлено с известными данными о мощности осадков для рассматриваемой территории. Общие тенденции в вариациях мошности осалков, выявленные в результате региональных сейсмических исследований и обобщенные в работах [Franke et al., 2004; Gramberg et al., 1999], хорошо прослеживаются в глобальной модели CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] (рис. 3б). Согласно этой модели, а также более детальным данным [Gramberg et al., 1999], минимальная толщина осадочного слоя от 0 до 2 км на-



Рис. 4. Глубина центра масс литосферных магнитных источников (а) и распределение глубин гипоцентров землетрясений с $M \ge 3.0$ (1973–2020 гг.) по данным [Аветисов, 1993; Имаева и др., 2021; International..., 2021] (б).

блюдается под поднятием Де-Лонга, Новосибирскими островами и континентальной частью рассматриваемой территории. Максимальная мощность осадков (6-10 км) достигается на севере области исследования: под Новосибирским осадочным бассейном и котловиной Подводников [Gramberg et al., 1999; Laske et al., 2013]. Кроме того большими мощностями осадков, оценки которых варьируют от 4-5 км [Драчев и др., 2001; Laske et al., 2013] до 7 [Franke et al., 2004] или даже 310 км [Gramberg et al., 1999], характеризуется Восточно-Сибирский осадочный бассейн и бассейн Вилькицкого. Дополнительным подтверждением повышенной мощности осадков под этими бассейнами служит низкоскоростная аномалия групповых скоростей волн Рэлея на периоде 20 с [Середкина, 2019; Levshin et al., 2001], на котором эти волны чувствительны к строению верхней части земной коры [Ritzwoller, Levshin, 1998]. Под Нижне-Колымским и Чаунским осадочными бассейнами [Шипилов и др., 2021], имеющими относительно небольшие размеры и характеризующимися лишь незначительным увеличением мощности осадков по сравнению с окружающими их структурами (рис. 1, рис. 3б) [Gramberg et al., 1999; Laske et al., 2013], заглубления верхней границы магнитоактивного слоя не наблюдается (рис. 3а). Таким образом, с учетом более детального горизонтального разрешения результатов сейсмопрофилирования, полученное нами распределение глубины верхней границы магнитных источников хорошо согласуется с имеющимися сейсмическими данными (рис. 3).

Глубина центра масс

Глубина центра масс магнитоактивного слоя литосферы (Z₀) в пределах исследуемой территории уменьшается в северном направлении приблизительно от 24 км под континентом до 13 км под поднятием Де-Лонга и котловиной Подводников (рис. 4а). Северные, прибрежные части Яно-Индигирской и Колымской низменностей характеризуются пониженными значениями глубины Z_0 . Большие значения глубин (>20 км) наблюдаются под центральной частью шельфа Восточно-Сибирского моря. Локальные максимумы глубины центра масс под котловиной Подводников, где Z₀ составляет примерно 19 км, вероятнее всего, обусловлены высокими значениями погрешности определения данного параметра (1.8-2.0 км). В целом для рассматриваемого региона, как и в случае с верхней границей литосферных магнитных источников, погрешности вычисления глубины центра масс распределены случайным образом от 0.2 до 2.2 км. Среднее значение погрешности составляет ~1.5 км и равняется средней оценке погрешности Z₀, полученной с использованием модели EMAG2v3, для 20 различных тектонических провинций Арктики в работе [Середкина, Филиппов, 2021].

Значения глубины центра масс магнитоактивного слоя литосферы из глобальной модели [Tanaka, 2017], рассчитанной методом центроида (так же как и в данной работе), близки к нашим оценкам глубины Z_0 . Для региона, ограниченного по широте $68^{\circ}-78^{\circ}$ с.ш. (области, лежащие севернее 78° с.ш. и южнее 78° ю.ш., не рассматриваются в модели [Tanaka, 2017]), они составляют от 15 до 30 км, а наибольшие значения наблюдаются под центральной частью шельфа Восточно-Сибирского моря и под континентом. Следует отметить, что полученные нами данные характеризуются более высоким горизонтальным разрешением, т.к. в модели [Tanaka, 2017] спектры аномалий геомагнитного поля рассчитывались для блоков с размерами 3.15° × 3.15° без перекрытия между соседними блоками. Кроме того, некоторые расхождения в результатах могут быть связаны с разницей используемых моделей аномального геомагнитного поля. Так, основой для построения распределения глубины центра масс в работе [Tanaka, 2017] служила модель WDMAM 2.0 [Lesur et al., 2016]. В нашем исследовании использовалась более современная модель EMAG2v3 [Meyer et al., 2017], в отличие от WDMAM 2.0 опирающаяся только на непосредственные измерения геомагнитного поля, что, как было отмечено выше, является ее несомненным преимуществом.

Для некоторых сейсмоактивных регионов Земли показано, что глубина центра масс литосферных магнитных источников примерно совпадает или расположена чуть выше нижней границы сейсмоактивного слоя (глубины, выше которой расположены гипоцентры 90% землетрясений) [Filippova et al., 2021; Tanaka, 2007]. Такое соотношение является вполне закономерным, исходя из того, что температуры на нижних границах сейсмоактивного и магнитоактивного слоев составляют 300-400°С [Sibson 1982; 1984] и 578°С (температура точки Кюри магнетита) [Langel, Hinze, 1998] соответственно, а Z_b связана с Z_0 согласно соотношению (6), причем, как правило, $Z_0 \gg Z_t$. Большая по сравнению с глубиной центра масс мощность сейсмоактивного слоя выявлена в Южной Америке [Idárraga-García, Vargas, 2018] и Японии [Tanaka, Ishikawa, 2005]. В первом случае, такой результат, скорее всего, является следствием выбора некорректного частотного диапазона для расчета глубины Z_0 [Núñez Demarco et al., 2021] и ошибок вычислений глубины нижней границы сейсмоактивного слоя, связанных с тем, что для расчетов использовались все, без учета погрешности, значения глубин гипоцентров землетрясений из ISC-каталога.

Рассматриваемая в данной работе территория Восточно-Сибирского моря характеризуется слабым уровнем сейсмической активности (рис. 4б). За последние почти 50 лет здесь произошло всего несколько десятков землетрясений с магнитудой более 3.0, большая часть из которых локализована в районе Новосибирских островов [Имаева и др., 2017; International..., 2021]. Только для 19 сейсмических событий (1973–2020 гг.) имеется информация о глубинах их гипоцентров [Аветисов, 1993; Имаева и др., 2021; International..., 2021], причем погрешности вычислений рассматтрясения, значения глубин для которых могут рассматриваться как надежные. Первое из них – сильнейшее для исследуемой территории за инструментальный период наблюдений землетрясение 15.12.1973 г. с *M* = 4.9 и глубиной 33 км [Аветисов, 1993] и второе – землетрясение 23.09.1994 г. с $M_w = 4.7$ и глубиной 39 км, очаговые параметры которого были рассчитаны по амплитудным спектрам поверхностных волн в работе [Имаева и др., 2021]. Несмотря на то, что все остальные землетрясения с близкими координатами эпицентров произошли в верней коре (на глубине до 10 км включительно), наличие двух относительно сильных событий с большими глубинами гипоцентров может указывать на некоторое заглубление нижней границы сейсмоактивного слоя на рассматриваемых локальных участках, где также наблюдаются максимумы глубины центра масс литосферных магнитных источников. Однако такое предположение можно рассматривать только как предварительное, так как провести точные, статистически надежные оценки глубины нижней границы сейсмоактивного слоя для рассматриваемой территории в настоящее время невозможно из-за малого количества исходных данных.

риваемого параметра практически во всех случа-

ях неизвестны. Исключение составляют 2 земле-

Глубина нижней границы

Глубина нижней границы магнитоактивного слоя литосферы (Z_b) представляет наибольший интерес из всех рассчитываемых параметров. Ее значения в пределах рассматриваемой территории изменяются примерно от 25 км к северу от 76° с.ш. до 43 км под континентом и центральной частью шельфа Восточно-Сибирского моря (рис. 5а), т.е., массив Де-Лонга характеризуется меньшими значениями глубины Z_b по сравнению с Новосибирско-Чукотским складчатым поясом (рис. 1). Отметим, что положение нижней границы литосферных магнитных источников под Южно-Анюйской шовной зоной не отличается от соседних структур, что может быть связано с тем, что ширина шовной зоны практически везде составляет менее 200 км, т.е., не превышает размеров блоков, в пределах которых рассчитывались спектры магнитных аномалий (рис. 1, рис. 2). Средняя глубина Z_b для всей акватории Восточно-Сибирского моря равняется 34 км, что хорошо согласуется с полученной ранее средней оценкой из работы [Середкина, Филиппов, 2021]. Погрешности определения Z_b составляют от 0.4 до 4.5 км.

Полученное распределение глубины Z_b практически полностью идентично распределению глубины центра масс (рис. 4а), что является прямым следствием соотношения (6) и того, что глу-



Рис. 5. Глубина нижней границы литосферных магнитных источников (а) и значения поверхностного теплового потока по данным [IHFC..., 2012; O'Regan et al., 2016] (б).

бина верхней границы практически для всей исследуемой территории существенно меньше глубины Z_0 (рис. 3а). Исключение составляет только северная часть области исследования. где под Новосибирским осадочным бассейном и котловиной Подводников Z_t достигает ~7 км, а Z_0 , напротив, уменьшается до 16-19 км. В результате локальные максимумы. хорошо прослеживаемые для глубины центра масс магнитных источников, в распределении глубины нижней границы выражены слабее. Как было отмечено ранее, под котловиной Подводников эти максимумы, вероятнее всего, обусловлены высокими значениями погрешности определения глубины Z_b (4.0–4.4 км). Для максимума под Новосибирским осадочным бассейном погрешность несколько ниже и составляет около 3.0 км. Косвенным свидетельством того, что этот максимум не является следствием погрешности вычислений, может служить большая глубина гипоцентра землетрясения 23.09.1994 г. [Имаева и др., 2021] (рис. 4б). Однако этот результат можно рассматривать лишь как предварительный до появления новых данных (результатов измерений поверхностного теплового потока, дополнительных надежных определений глубин гипоцентров землетрясений), которые могли бы его подтвердить.

Основные особенности полученного распределения глубины нижней границы литосферных магнитных источников (рис. 5а), обладающего более высоким горизонтальным разрешением, хорошо согласуются с глобальными моделями [Gard, Hasterok, 2021; Li et al., 2017]. В результате всех проведенных исследований показано, что глубина Z_b уменьшается примерно от 40 км под прибрежной частью шельфа Восточно-Сибирского моря до 20 км [Li et al., 2017] или даже 15 км [Gard, Hasterok, 2021] на севере области исследования. Отметим, что в модели [Li et al., 2017] так же как и в данной работе прослеживается локальный максимум глубины нижней границы магнитоактивного слоя под Новосибирским осадочным бассейном. Основные различия распределений Z_b касаются континентальной части области исследования. Согласно [Li et al., 2017] Z_b для этой территории не превышает 15-20 км, что существенно ниже близких между собой оценок 25-40 км [Gard, Hasterok, 2021] или 30-45 км (рис. 5а). Частично, это может быть связано с разницей в исходных данных. Так, в работе [Li et al., 2017] расчеты глубины Z_b основывались на модели EMAG2v2 [Maus et al., 2009], являющейся предшественником используемой нами EMAG2v3 [Mever et al., 2017]. Для построения глобального распределения [Gard, Hasterok, 2021] аномальное геомагнитное поле задавалось сферическими гармониками 16-100 степени модели LCS-1 [Olsen et al., 2017]. Кроме того, выявленное несоответствие глубин обусловлено разницей в методах их вычисления. Недостатком модели [Li et al., 2017], рассчитанной с учетом фрактального характера намагниченности в слое, является задание единого, фиксированного для всей Земли, значения фрактального параметра β. Данный параметр, как показывают синтетические тесты, не может быть устойчиво определен совместно с глубинами залегания магнитных источников [Bouligand et al., 2009] и изменяется в широких пределах в зависимости от геологического строения области исследования [Bansal et al., 2013; Bouligand et al., 2009]. Учитывая близость оценок, полученных в данной работе и глобальной модели [Gard, Hasterok, 2021], рассчитанной методом эквивалентных источников магнитных диполей, а также имеющиеся данные о поверхностном тепловом потоке (см. далее), большие значения глубины нижней границы магнитных источников под континентом по сравнению с шельфовыми областями выглядят более обоснованными.

Рассмотрим вопрос о соотношении между глубинами Мохо и нижней границы литосферных магнитных источников. Первые исследования магнитных свойств мантийных ксенолитов позволили сделать предположение, что граница Мохо может приближенно рассматриваться в качестве нижней границы магнитоактивного слоя литосферы [Wasilewski et al., 1979; Wasilewski, Mayhew, 1992], что было экспериментально подтверждено по геомагнитным данным для различных регионов Земли [Bansal et al., 2011; 2013; Salem et al., 2014; Trifonova et al., 2009]. Однако последующий анализ большего количества образцов показал, что магнетит входит в состав пород верхней мантии, и, соответственно, она может обладать магнитными свойствами [Ferré et al., 2013; 2014; Friedman et al., 2014]. Такое предположение также было подтверждено во многих работах, использующих различные подходы к определению глубины Z_h [Aboud et al., 2016; Arnaiz-Rodríguez, Orihuela, 2013; Filippova et al., 2021; Idárraga-García, Vargas, 2018; Kumar et al., 2021; Maule et al., 2005].

Для сопоставления глубин использовались две различные модели земной коры (рис. 6а, 6б): глобальная модель CRUST 1.0 [Laske et al., 2013], базирующаяся на данных сейсмопрофилирования, глубинного сейсмического зондирования и результатах, полученных методами функции приемника; поверхностно-волновая модель распределения скоростей S-волн в коре и верхней мантии из работы [Seredkina, 2019]. В общих чертах обе модели схожи между собой и демонстрируют утонение коры в северном направлении. Однако есть и отличия, одни из которых, вероятнее всего, вызваны более низким горизонтальным разрешением данных поверхностно-волновой томографии. Так, при интерпретации результатов для территории Новосибирских островов и котловины Подводников предпочтительнее использовать модель CRUST 1.0. Для континентальной части области исследования, где модель CRUST 1.0 плохо обеспечена исходными данными, напротив, более обоснованно проводить анализ, основываясь на работе [Seredkina, 2019], учитывающей региональные исследования [Mackey et al., 1998].

В результате было получено, что под континентом, Новосибирскими островами, поднятием

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

Де-Лонга и западной частью шельфа Восточно-Сибирского моря (западнее 154° с.ш.) глубина нижней границы литосферных магнитных источников расположена выше границы Мохо или примерно совпадает с ней (рис. 6в, 6г). Верхняя мантия обладает магнитными свойствами под восточной частью шельфа и котловиной Подводников, где разница между глубинами Мохо и Z_b превышает 4.5 км, т.е. выше максимальной погрешности определения глубины нижней границы магнитоактивного слоя.

Тепловой режим литосферы

Для многих регионов Земли экспериментально установлена обратная зависимость между значениями глубины нижней границы литосферных магнитных источников и поверхностным тепловым потоком [Hsieh et al., 2014; Idárraga-García, Vargas, 2018; Oliveira et al., 2021; Salem et al., 2014; Tanaka, Ishikawa, 2005; и др.]. Такой результат является вполне закономерным с учетом следующих допушений. Во-первых, предполагается, что основным магнитным минералом в литосфере является магнетит, т.е., температура на глубине Z_b постоянна и составляет 578°С [Langel, Hinze 1998]. Во-вторых, принимается, что тепловое поле стационарно и одномерно, конвективный теплоперенос отсутствует, т.е., передача тепла осуществляется только посредством кондукции, а в земной коре действуют лишь радиоактивные источники тепловыделения [Голубев, 2007; Filippova et al., 2021; Fowler, 2005].

Для исследуемой области имеющиеся данные о поверхностном тепловом потоке весьма немногочисленны и распределены неравномерно [IHFC..., 2012; O'Regan et al., 2016] (рис. 56), что существенно затрудняет обсуждение полученных результатов. На континенте имеется всего одно измерение потока $q_0 = 20$ мВт/м². В непосредственной близости от восточной и западной границ рассматриваемой области, в точках с координатами 68.9° с.ш., 178.8° в.д. и 73.9 ° с.ш. и 141.7° в.д., имеется еще 3 значения теплового потока в диапазоне 15-19 мВт/м². С учетом всех этих данных средний поверхностный тепловой поток для континента и Новосибирских островов составляет $18.3 \pm 1.9 \text{ мBt/м}^2$. К сожалению, практически для всего шельфа Восточно-Сибирского моря данных о потоке нет, т.к. все имеющиеся измерения потока сосредоточены в северной части области исследования. Для территории, ограниченной 76°-78° с.ш., средний тепловой поток составляет 49.6 \pm 15.8 мВт/м² (14 измерений), а севернее 78° с.ш. $- 66.7 \pm 24.9$ мВт/м² (12 измерений). Большой разброс индивидуальных значений потока для акватории (20–105 мВт/м²), с одной стороны, может являться следствием погрешностей изме-



Рис. 6. (а) — Мощность земной коры для модели CRUST 1.0 [Laske et al., 2013]; (б) — мощность земной коры по данным поверхностно-волновой томографии [Seredkina, 2019]; (в) — разница между глубинами Мохо (а) и нижней границы литосферных магнитных источников (рис. 5а); (г) — разница между глубинами Мохо (б) и нижней границы литосферных магнитных источников (рис. 5а).

рений, которые в большинстве случаев неизвестны [IHFC..., 2012], а с другой стороны, может указывать на высокую неоднородность теплового поля. Таким образом, имеющиеся данные о поверхностном тепловом потоке не позволяют верифицировать относительно мелкомасштабные детали полученного распределения нижней границы магнитных источников (рис. 5а), но подтверждают увеличение температуры литосферы и, как следствие, уменьшение глубины Z_b в северном направлении. Более сильный прогрев литосферы на севере рассматриваемой области – под котловиной Подводников и массивом Де-Лонга, характеризующимися субокеаническим и континентальным типом коры соответственно [Хаин и др., 2009; Никишин и др., 2019; Petrov et al., 2016] – подтверждается результатами независимых геофизических исследований [Саттагапо, Guerri, 2017; Lebedev et al., 2017]. Согласно результатам петрофизического моделирования, основанного на данных поверхностно-волновой томографии [Lebedev et al., 2017], средняя температура в интервале глубин 80-150 км увеличивается от ~1200° С под континентом до ~1400° С под поднятием Ле-Лонга. Та же самая тенлениия, а именно увеличение температуры на севере примерно на 200° на глубинах 60-180 км, прослеживается в температурной модели, рассчитанной по данным 11 различных глобальных распределений скоростей S-волн [Cammarano, Guerri, 2017]. Для континентальной части рассматриваемой территории согласно модели ТС-1 глубина изотермы 550°С составляет около 33 км [Artemieva, 2006]. Это хорошо согласуется с нашим средним значением глубины нижней границы литосферных магнитных источников, примерно равным 37 км $(T = 578^{\circ}C)$, учитывая низкие значения поверхностного теплового потока (рис. 5б) и, соответственно, невысокие температурные градиенты на глубине [Filippova et al., 2021].

выводы

В работе выполнен спектральный анализ аномального геомагнитного поля, заданного глобальной моделью EMAG2v3, и на его основе получены оценки глубин центра масс, верхней и нижней границ литосферных магнитных источников для Восточно-Сибирского моря (68°–80° с.ш., 142°–178° в.д.). Анализ полученных результатов позволил сделать следующие выводы.

1. Глубина верхней границы магнитоактивного слоя изменяется примерно от 0.4 км под поднятием Де-Лонга до 7 км под Новосибирским и Восточно-Сибирским осадочными бассейнами, что согласуется с сейсмическими данными.

2. Глубина нижней границы литосферных магнитных источников изменяется приблизительно от 25 км под массивом Де-Лонга и котловиной Подводников до 43 км под Новосибирско-Чукотским складчатым поясом.

3. Для рассматриваемой территории магнитоактивный слой литосферы полностью расположен в пределах земной коры под континентом, Новосибирскими островами, поднятием Де-Лонга и западной частью шельфа Восточно-Сибирского моря. Верхняя мантия обладает магнитными свойствами под восточной частью шельфа и котловиной Подводников.

4. Полученные результаты свидетельствуют о более сильном прогреве литосферы на севере исследуемой территории: под котловиной Подводников и массивом Де-Лонга, характеризующимися субокеаническим и континентальным типом коры соответственно.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 21-77-10070.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензентам за комментарии, позволившие улучшить статью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аветисов Г.П. Некоторые вопросы динамики литосферы моря Лаптевых // Физика Земли. 1993. № 5. С. 28–38. Верба В.В., Ким Б.И., Волк В.Э. Строение земной коры арктического региона по геофизическим данным. Геолого-геофизические характеристики литосферы Арктического региона. Вып. 2 / Аветисов Г.П., Погребицкий Ю.Е. (ред.) СПб.: изд-во ВНИИ Океангеология. 1998. С. 12–28.

Глебовский В.Ю., Астафурова Е.Г., Черных А.А., Корнева М.С., Каминский В.Д., Поселов В.А. Мощность земной коры в глубоководной части Северного Ледовитого океана: результаты 3-D гравитационного моделирования // Геология и геофизика. 2013. Т. 54. № 3. С. 327–344.

Голубев В.А. Кондуктивный и конвективный вынос тепла в Байкальской рифтовой зоне. Новосибирск: Академическое изд-во "Гео". 2007. 222 с.

Грамберг И.С., Пискарев А.Л., Беляев И.В. Блоковая тектоника дна Восточно-Сибирского и Чукотского морей по данным анализа гравитационных и магнитных аномалий // Докл. РАН. 1997. Т. 353. № 5. С. 656—659.

Драчев С.С., Елистратов А.В., Савостин Л.А. Структура и сейсмостратиграфия шельфа Восточно-Сибирского моря вдоль сейсмического профиля "Индигирский залив – остров Жаннетты" // Докл. РАН. 2001. Т. 377. № 4. С. 521–525.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Натапов Л.М. Тектоника литосферных плит территории СССР. М.: Недра. 1990. Кн. 2. 334 с.

Имаева Л.П., Имаев В.С., Козьмин Б.М., Мельникова В.И., Середкина А.И., Маккей К.Д., Ашурков С.В., Смекалин О.П., Овсюченко А.Н., Чипизубов А.В., Сясько А.А. Сейсмотектоника северо-восточного сектора Российской Арктики. Новосибирск: изд-во СО РАН. 2017. 136 с.

Имаева Л.П., Имаев В.С., Середкина А.И. Сейсмотектонические деформации активных сегментов зоны сопряжения Колымо-Омолонского супертеррейна и Южно-Анюйской сутуры, северо-восток России // Геотектоника. 2021. № 1. С. 23–40.

https://doi.org/10.31857/S0016853X21010069

Лобковский Л.И. Кононов М.В., Шипилов Э.В. Геодинамические причины возникновения и прекращения кайнозойских сдвиговых деформаций в Хатанга-Ломоносовской разломной зоне (Арктика) // Докл. РАН. Науки о Земле. 2020. Т. 492. № 1. С. 82–87. https://doi.org/10.31857/S2686739720050102

Метелкин Д.В., Верниковский В.А., Толмачева Т.Ю., Матушкин Н.Ю., Жданова А.И. Первые палеомагнитные данные для раннепалеозойских отложений Новосибирских островов (Восточно-Сибирское море): к вопросу формирования Южно-Анюйской сутуры и тектонической реконструкции Арктиды // Литосфера. 2014. № 3. С. 11–31.

Никишин А.М., Старцева К.Ф., Вержбицкий В.Е., Клутинг С., Малышев Н.А., Петров Е.И., Посаментиер Х., Фрейман С.И., Линева М.Д., Жуков Н.Н. Сейсмостратиграфия и этапы геологической истории осадочных бассейнов Восточно-Сибирского и Чукотского морей и сопряженной части Амеразийского бассейна // Геотектоника. 2019. № 6. С. 3–26.

https://doi.org/10.31857/S0016-853X201963-26

Пискарев А.Л. Арктический бассейн (геология и морфология). СПб.: изд-во ВНИИ Океангеология. 2016. 291 с.

Середкина А.И. Поверхностно-волновая томография Арктики // Физика Земли. 2019. № 3. С. 439–450. https://doi.org/10.1134/S106935131903008X

Середкина А.И., Филиппов С.В. Глубины залегания магнитных источников в Арктике и их связь с параметрами литосферы // Геология и геофизика. 2021. Т. 62. № 7. С. 902–916.

https://doi.org/10.15372/GiG2020162

Соколов С.Д., Тучкова М.И., Ганелин А.В., Бондаренко Г.Е., Лейер П. Тектоника Южно-Анюйской сутуры (Северо-Восток Азии) // Геотектоника. 2015. № 1. С. 5–30.

Хаин В.Е., Полякова И.Д., Филатова Н.И. Тектоника и нефтегазоносность Восточной Арктики // Геология и геофизика. 2009. Т. 50. № 4. С. 443–460.

Шипилов Э.В. К тектоногеодинамической эволюции континентальных окраин Арктики // Геотектоника. 2004. № 5. С. 26–52.

Шипилов Э.В., Лобковский Л.И., Шкарубо С.И., Кириллова Т.А. Геодинамические обстановки в зоне сопряжения хребта Ломоносова и Евразийского бассейна с континентальной окраиной Евразии // Геотектоника. 2021. № 5. С. 3–26.

https://doi.org/10.31857/S0016853X21050076

Яковлев А.В., Бушенкова Н.А., Кулаков И.Ю., Добрецов Н.Л. Структура верхней мантии Арктического региона по данным региональной сейсмотомографии // Геология и геофизика. 2012. Т. 53. № 10. С. 1261–1272.

Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Ленинградский университет. 1978. 592 с.

Aboud E., Alotaibi A.M., Saud R. Relationship between Curie isotherm surface and Moho discontinuity in the Arabian shield, Saudi Arabia // Asian J. Earth Sci. 2016. V. 128. P. 42–53. https://doi.org/10.1016/j.jseaes.2016.07.025

Amante C., Eakins B.W. ETOPO1. 1 Arc-minute global relief model: Procedures, data sources and analysis, NOAA Technical Memorandum NESDIS NGDC-24. 2009. National Geophysical Data Center, NOAA.

https://doi.org/10.7289/V5C8276M

Arnaiz-Rodríguez M.S., Orihuela N. Curie point depth in Venezuela and the Eastern Caribbean // Tectonophysics. 2013. V. 590. P. 38–51.

https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.01.004

Artemieva I.M. Global $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ thermal model TC1 for the continental lithosphere: Implications for lithosphere secular evolution // Tectonophysics. 2006. V. 416. P. 245–277. https://doi.org/10.1016/j.tecto.2005.11.022

Bansal A.R., Gabriel G., Dimri V.P., Krawczyk C.M. Estimation of depth to the bottom of magnetic sources by a modified centroid method for fractal distribution of sources: an application to aeromagnetic data in Germany // Geophysics. 2011. V. 76. № 3. L11–L22.

https://doi.org/10.1190/1.3560017

Bansal A.R., Anand S.P., Rajaram M., Rao V.K., Dimri V.P. Depth to the bottom of magnetic sources (DBMS) from aeromagnetic data of Central India using modified centroid method for fractal distribution of sources // Tectonophysics. 2013. V. 603. P. 155–161. https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.05.024

Bhattacharyya B.K., Leu L.-K. Spectral analysis of gravity and magnetic anomalies due to two-dimensional structures // Geophysics. 1975a. V. 40. № 6. P. 993–1013.

Bhattacharyya B.K., Leu L.-K. Analysis of magnetic anomalies over Yellowstone national park: mapping of Curie point isothermal surface for geothermal reconnaissance // J. Geophys. Res. 1975b. V. 80. № 32. P. 4461–4465.

Bouligand C., Glen J.M.G., Blakely J. Mapping Curie temperature depth in the western United States with a fractal model for crustal magnetization // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. P. B11104.

https://doi.org/10.1029/2009JB006494

Cammarano F., Guerri M. Global thermal models of the lithosphere // Geophys. J. Int. 2017. V. 210. P. 56–72. https://doi.org/10.1093/gji/ggx144

Drachev S.S. Fold belts and sedimentary basins of the Eurasian Arctic // Arktos. 2016. V. 2. P. 21. https://doi.org/10.1007/s41063-015-0014-8

Drachev S.S., Malyshev N.A., Nikishin A.M. Tectonic history and petroleum geology of the Russian Arctic Shelves: an overview / Petroleum geology: from mature basins to new frontiers / Proceedings of the 7th Petroleum Geology Conference. Geological Society. London. 2010. P. 591–619. https://doi.org/10.1144/0070591

Filippova A.I., Golubev V.A., Filippov S.V. Curie point depth and thermal state of the lithosphere beneath the northeastern flank of the Baikal rift zone and adjacent areas // Surv. Geophys. 2021. V. 42. N° 5. P. 1143–1170. https://doi.org/10.1007/s10712-021-09651-7

Fowler C.M.R. The solid Earth: An introduction to global geophysics. Cambridge Univ. Press. Cambridge. UK. 2005.

Ferré E.C., Friedman S.A., Martín-Hernández F., Feinberg J.M., Conder J.A., Ionov D.A. The magnetism of mantle xenoliths and potential implications for sub-Moho magnetic sources // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. P. 105–110. https://doi.org/10.1029/2012GL054100

https://doi.org/10.1029/2012GL034100

Ferré E.C., Friedman S.A., Martín-Hernández F., Feinberg J.M., Till J.L., Ionov D.A., Conder J.A. Eight good reasons why the uppermost mantle could be magnetic // Tectonophysics. 2014. V. 624–625. P. 3–14.

https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.01.004

Franke D., Hinz K., Reichert C. Geology of the East Siberian Sea, Russian Arctic, from seismic images: structures, evolution, and implications for the evolution of the Arctic Ocean Basin // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. P. B07106. https://doi.org/10.1029/2003JB002687

Friedman S.A., Feinberg J.M., Ferré E.C., Demory F., Martín-Hernández F., Conder J.A., Rochette P. Craton vs. rift uppermost mantle contributions to magnetic anomalies in the United States interior // Tectonophysics. 2014. V. 624–625. P. 15–23.

https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.04.023

Gaina C., Medvedev S., Torsvik T.H., Koulakov I., Werner S.C. 4D Arctic: a glimpse into the structure and evolution of the Arctic in the light of new geophysical maps, plate tectonics and tomographic models // Surv. Geophys. 2014. V. 35. P. 1095–1122.

https://doi.org/10.1007/s10712-013-9254-y

Gaina C., Werner S., Saltus R., Maus S. Circum-Arctic mapping project: new magnetic and gravity anomaly maps

of the Arctic // Geol. Soc. Lond. Mem. 2011. V. 35. № 1. P. 39-48.

Gard M., Hasterok D. A global Curie depth model utilizing the equivalent source magnetic dipole method // Phys. Earth Planet. Inter. 2021. V. 313. 106672.

https://doi.org/10.1016/j.pepi.2021.106672

Gramberg I.S., Verba V.V., Verba M.L., Kos'ko M.K. Sedimentary cover thickness map – sedimentary basins in the Arctic // Polarforschung. 1999. V. 69. P. 243-249.

Hsieh H.-H., Chen C.-H., Lin P.-Y., Yen H.-Y. Curie point depth from spectral analysis of magnetic data in Taiwan // Asian J. Earth Sci. 2014. V. 90. P. 26–33. https://doi.org/10.1016/j.jseaes.2014.04.007

Hussein M., Mickus K., Serpa L.F. Curie point depth estimates from aeromagnetic data from Death Valley and surrounding regions, California // Pure Appl. Geophys. 2013. V. 170. P. 617–632.

https://doi.org/10.1007/s00024-012-0557-6

Idárraga-García J., Vargas C.A. Depth to the bottom of magnetic layer in South America and its relationship to Curie isotherm, Moho depth and seismicity behavior // Geodesy and Geodynamics. 2018. V. 9. P. 93-107.

https://doi.org/10.1016/j.geog.2017.09.006

IHFC. Global Heat Flow Database of the International Heat Flow Commission. 2012. https://ihfc-iugg.org/products/global-heat-flow-database/data

International Seismological Centre. On-line Bulletin. Internatl. Seis. Cent., Thatcham, United Kingdom. 2021. http://www.isc.ac.uk

Kumar R., Bansal A.R., Betts P.G., Ravat D. Re-assessment of the depth to the base of magnetic sources (DBMS) in Australia from aeromagnetic data using the defractal method// Geophys. J. Int. 2021. V. 225. № 1. P. 530-547. https://doi.org/10.1093/gji/ggaa601

Langel R.A., Hinze W.J. The magnetic field of the Earth's lithosphere. Cambridge University Press, Cambridge, UK. 1998.

Laske G., Masters G., Ma Z., Pasyanos M. Update on CRUST1.0 - A 1-degree Global Model of Earth's Crust. In: Geophysical Research Abstracts. 2013. V. 15. Abstract EGU 2013-2658.

Lebedev S., Schaeffer A.J., Fullea J., Pease V. Seismic tomography of the Arctic region: inferences for the thermal structure and evolution of the lithosphere. Circum-Arctic lithosphere evolution / London, UK, Geological Society, Special Publications. 2017. V. 460. P. 419-440.

Lesur V., Hamoudi M., Choi Y., Dyment J., Thébault, E. Building the second version of the World Digital Magnetic Anomaly Map (WDMAM) // Earth Planets Space. 2016. V. 68. № 1. P. 1–13.

Levshin A.L., Ritzwoller M.H., Barmin M.P., Villasenor A., Padgett C.A. New constraints on the arctic crust and uppermost mantle: surface wave group velocities, Pn, and Sn // Phys. Earth Planet. Inter. 2001. V. 123. P. 185-204.

Li C.-F., Lu Y., Wang J. A global reference model of Curiepoint depths based on EMAG2 // Scientific Reports. 2017. . 7. 45129.

https://doi.org/10.1038/srep45129

Mackey K.G., Fujita K., Ruff L.J. Crustal thickness of Northeast Russia // Tectonophysics. 1998. V. 284. P. 283-297.

Maule C.F., Purucker M.E., Olsen N., Mosegaard K. Heat flux anomalies in Antarctica revealed by satellite magnetic

data. Science. 2005. V. 309. № 5733. P. 464-467. https://doi.org/10.1126/science.1106888

Maus S., Dimri V.P. Scaling properties of potential fields due to scaling sources // Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21. P. 891-894.

Maus S., Gordon D., Fairhead D.J. Curie temperature depth estimation using a selfsimilar magnetization model // Geophys. J. Int. 1997. V. 129. P. 163-168.

Maus S., Barckhausen U., Berkenbosch H. et al. EMAG2: A 2-arc-minute resolution Earth Magnetic Anomaly Grid compiled from satellite, airborne and marine magnetic measurements // Geochem., Geophys., Geosyst. 2009. V. 10. O08005.

https://doi.org/10.1029/2009GC002471

Meyer B., Chulliat A., Saltus R. Derivation and error analysis of the earth magnetic anomaly grid at 2 arc min resolution version 3 (EMAG2v3) // Geochem., Geophys., Geosyst. 2017. V. 18. P. 4522-4537.

https://doi.org/10.1002/2017GC007280

Núñez Demarco P., Prezzi C., Sánchez Bettucci L. Review of Curie point depth determination through different spectral methods applied to magnetic data // Geophys J. Int. 2021. V. 224. № 1. P. 17–39.

https://doi.org/10.1093/gji/ggaa361

Okubo Y., Graf R.J., Hansen R.O., Ogawa K., Tsu H. Curie point depths of the island of Kyushu and surrounding areas, Japan // Geophysics. 1985. V. 50. P. 481–494.

Okubo Y., Matsunaga T. Curie point depth in northeast Japan and its correlation with regional thermal structure and seismicity // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. № B11. P. 22363–22371.

Oliveira J.T.C., Barbosa J.A., de Castro D.L., de Barros Correia P., Magalhães J.R.C., Filho O.J.C., Buarque B.V. Precambrian tectonic inheritance control of the NE Brazilian continental margin revealed by Curie point depth estimation // Annals. Geophys. 2021. V. 64. № 2. GT213. https://doi.org/10.4401/ag-8424

Olsen N., Ravat D., Finlay C.C., Kother L.K. LCS-1: a highresolution global model of the lithospheric magnetic field derived from CHAMP and Swarm satellite observations // Geophys. J. Int. 2017. V. 211. P. 1461-1477. https://doi.org/10.1093/gji/ggx381

O'Regan M., Preto P., Stranne C., Jakobsson M., Koshurnikov A. Surface heat flow measurements from the East Siberian continental slope and southern Lomonosov Ridge, Arctic Ocean // Geochem., Geophys., Geosyst. 2016. V. 17.

https://doi.org/10.1002/2016GC006284

Parfenov L.M., Natal'in B.A. Mesozoic tectonic evolution of northeastern Asia // Tectonophysics. 1986. V. 127. P. 291-304.

Petrov O., Morozov A., Shokalsky S., Kashubin S., Artemieva I.M., Sobolev N., Petrov E., Ernst R.E., Sergeev S., Smelror M. Crustal structure and tectonic model of the Arctic Region // Earth Sci. Rev. 2016. V. 154. P. 29-71. https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2015.11.013

Pirttijärvi M. 2D Fourier domain operations, FOURPOT program. 2015. https://wiki.oulu.fi/x/0oU7AQ/

Ravat D., Pignatelli A., Nicolosi I., Chiappini M. A study of spectral methods of estimating the depth to the bottom of magnetic sources from near-surface magnetic anomaly data // Geophys. J. Int. 2007. V. 169. P. 421-434.

https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2007.03305.x

ФИЗИКА ЗЕМЛИ **№** 4 2022 *Ritzwoller M.H., Levshin A.L.* Eurasian surface wave tomography: group velocities // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № B3. P. 4839–4878.

https://doi.org/10.1029/97JB02622

Salazar J.M., Vargas C.A., Leon H. Curie point depth in the SW Caribbean using the radially averaged spectra of magnetic anomalies // Tectonophysics. 2017. V. 694. P. 400–413. https://doi.org/10.1016/j.tecto.2016.11.023

Salem A., Green C., Ravat D., Singh K.H., East P., Fairhead J.D., Morgen S., Biegert E. Depth to Curie temperature across the central Red Sea from magnetic data using the de-fractal method // Tectonophysics. 2014. V. 624–625. P. 75–86. https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.04.027

Seredkina A. S-wave velocity structure of the upper mantle beneath the Arctic region from Rayleigh wave dispersion data // Phys. Earth Planet. Inter. 2019. V. 290. P. 76–86. https://doi.org/10.1016/j.pepi.2019.03.007

Sibson R.H. Fault zone models, heat flow, and the depth distribution of earthquakes in the continental crust of the United States // Bull. Am. Seism. Soc. 1982. V. 72. \mathbb{N} 1. P. 151–163.

Sibson R.H. Roughness at the base of the seismogenic zone: Contributing factors // J. Geophys. Res. 1984. Solid Earth. V. 89. № B7. P. 5791–5799.

Spector A., Grant S. Statistical models for interpreting aeromagnetic data // Geophysics. 1970. V. 35. P. 293–302.

Tanaka A. Magnetic and seismic constraints on the crustal thermal structure beneath the Kamchatka Peninsula. Volcanism and tectonics of the Kamchatka Peninsula and adjacent arcs. Geophysical Monograph Series. V. 172. Washington DC, USA, AGU. 2007. P. 100–105.

Tanaka A. Global centroid distribution of magnetized layer from World Digital Magnetic Anomaly Map // Tectonics.

2017. V. 36. P. 3248-3253.

https://doi.org/10.1002/2017TC004770

Tanaka A., Ishikawa Y. Crustal thermal regime inferred from magnetic anomaly data and its relationship to seismogenic layer thickness: The Japanese islands case study // Phys. Earth Planet. Inter. 2005. V. 152. P. 257–266. https://doi.org/10.1016/j.pepi.2005.04.011

Tanaka A., Okubo Y., Matsubayashi O. Curie point depth based on spectrum analysis of the magnetic anomaly data in East and Southeast Asia // Tectonophysics. 1999. V. 306. P. 461–470.

Trifonova P., Zhelev Zh., Petrova T., Bojadgieva K. Curie point depths of Bulgarian territory inferred from geomagnetic observations and its correlation with regional thermal structure and seismicity // Tectonophysics. 2009. V. 473. P. 362–374.

https://doi.org/10.1016/j.tecto.2009.03.014

Verhoef J.R., Macnab R., Roest W., Arkani-Hamed J. Magnetic anomalies of the Arctic and North Atlantic Oceans and adjacent land areas. Geological Survey of Canada Open File 3125a. 1996.

Wasilewski P.J., Mayhew M.A. The Moho as a magnetic boundary revisited // Geophys. Res. Lett. 1992. V. 19. № 22. P. 2259–2262.

Wasilewski P.J., Thomas H.H., Mayhew M.A. The Moho as a magnetic boundary // Geophys. Res. Lett. 1979. V. 6. P. 541–544.

Wen L., Kang G., Bai C., Gao G. Studies on the relationships of the Curie surface with heat flow and crustal structures in Yunnan Province, China, and its adjacent areas // Earth Planets Space. 2019. V. 71. P. 85.

https://doi.org/10.1186/s40623-019-1063-1

Depths to Lithospheric Magnetic Sources and Lithospheric Thermal Regime Under the East Siberian Sea

A. I. Filippova^{a, b, *} and S. V. Filippov^{a, b}

^aPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk, Russia

^bInstitute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *e-mail: aleirk@mail.ru

We present the results of studying the depths to lithospheric magnetic sources under the East Siberian Sea. The azimuthally-averaged Fourier power spectra of geomagnetic anomalies have been calculated from the global model EMAG2v3, which is the most current compilation of marine, aeromagnetic, ground, and satellite geomagnetic surveys. The depths to the centroid, the upper and lower boundaries of the magnetoactive layer have been calculated from the obtained spectra by the centroid method. The analysis of the results included comparing the depth distributions with known data on the thicknesses of sediments and the Earth's crust, the depths of regional earthquake hypocenters, the surface heat flow, and the tectonic structure of the study region. It has been concluded that the depth to the upper boundary of the magnetoactive layer varies from about 0.4 km under the De Long High to 7 km under the New Siberian and East Siberian sedimentary basins. The depth to the lower boundary of the lithospheric magnetic sources varies from about 25 km under the De Long massif and the Podvodnikov Basin to 43 km under the Novosibirsk-Chukotka orogenic belt. In the considered territory, the lithospheric magnetoactive layer is located entirely within the Earth's crust under the continent, the New Siberian Islands, the De Long High, and the western section of the East Siberian Sea shelf. The upper mantle is magnetic under the eastern section of the shelf and the Podvodnikov Basin. The obtained results indicate stronger warming of the lithosphere in the north of the study territory: under the Podvodnikov Basin and the De Long massif, characterized by suboceanic and continental crustal types, respectively.

Keywords: anomalous geomagnetic field, magnetoactive layer, model EMAG2v3, lithosphere, the Earth's crust, the East Siberian Sea, the Eastern Arctic

УДК 550.343.6

НЕРАВНОМЕРНОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОТОКА ОСНОВНЫХ СОБЫТИЙ, ПРИМЕР НЕГЛУБОКОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ РЕГИОНА КАМЧАТКИ

© 2022 г. М. В. Родкин^{1, 2, *}, Е. В. Липеровская^{3, **}

¹Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН (ИТПЗ РАН), г. Москва, Россия ²Институт морской геологии и геофизики Дальневосточного отделения РАН (ИМГиГ ДВО РАН), г. Южно-Сахалинск, Россия ³Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия *E-mail: rodkin@mitp.ru **E-mail: liper@ifz.ru Поступила в редакцию 06.09.2021 г. После доработки 03.02.2022 г. Принята к публикации 11.02.2022 г.

На примере неглубоких землетрясений Камчатского региона для трех разных методов удаления афтершоков показано существование значительных отклонений режима основных событий от стационарного Пуассоновского процесса: причем характер отклонений не зависит от метода удаления афтершоков. Величина отклонений имеет тенденцию к росту с увеличением времени осреднения. Сравниваются тенденции изменения характерного пространственно-временного расстояния между землетрясениями для искусственных стационарных последовательностей независимых событий, реальных основных событий и афтершоковых последовательностей. Параметры кластеров основных событий сильно отличаются от характеристик афтершоковых последовательностей, что, видимо, указывает на различие физических механизмов возникновения афтершоковых последовательностей и кластеров основных событий. Выявлена тенденция роста характерного расстояния между последовательными землетрясениями в группах основных событий при увеличении интенсивности потока событий. Такая тенденция, видимо, отвечает опережающему росту активности более крупных сейсмогенных структур и вероятности возникновения более сильных землетрясений с ростом интенсивности потока основных событий. Описанная существенная нестационарность потока основных событий указывает на определенную ограниченность общепринятого подхода к оценке сейсмической опасности.

Ключевые слова: нестационарность режима основных землетрясений, кластеры основных землетрясений, доминирование длиннопериодных компонент, сейсмическая опасность. **DOI:** 10.31857/S000233372204007X

введение

Общепринято разделение сейсмических событий на основные, предположительно независимые землетрясения и на зависимые события, формирующие рои, форшоки и афтершоки. Среди зависимых событий наиболее значителен вклад афтершоков (достигает до половины всех сейсмических событий). Далее (по аналогии с англоязычным термином *main earthquake*) для не афтершоков будем использовать термин основные события. Основные события принято полагать независимыми, распределенными по закону Пуассона. В реальности, однако, такое предположение не вполне точно; разные авторы неоднократно отмечали существенные неоднородности в потоке сейсмических событий. Указывалось на существование циклов сейсмической активности разной длительности и на коррелированность моментов времени сильных, иногда и достаточно удаленных, землетрясений, в частности, на существование дублетов сильных землетрясений [Gardner, Knopoff, 1974; Вадковский и др., 1978; Одинец, 1983; Рыкунов, Смирнов, 1992; Любушин и др., 1998: Kagan, Jackson, 1991: 1999: Левин, 2006; Lombardi, Marzocchi, 2007; Викулин и др., 2008; McMinn, 2014; Kagan, 2014; Герман, 2021; Rodkin et al., 2021; и многие др.]. Рядом авторов (см., например, монографии [Баранов, Шебалин, 2019; Смирнов, Пономарев, 2020]) исследовалась структурированность переходных процессов сейсмичности; в связи с тем, что для анализа афтершоковых последовательностей и случаев вызванной сейсмичности часто разворачивают плотные локальные сети наблюдений, подобные режимы удается исследовать более детально. Существенное отклонение потока сильных $M \ge 6.3$ землетрясений Камчатки и Северных Курильских островов от распределения независимых событий было показано в работе [Родкин и др., 2020]; в последовательности таких событий типичны компактные по времени кластеры, в том числе включающие и сильно удаленные друг от друга землетрясения.

В перечисленных и других аналогичных по теме публикациях обычно рассматривалась или нестационарность сейсмического режима без выделения афтершоков, или коррелированность в режиме сильных событий, по закону Бота [Bath, 1965] не являющихся афтершоками друг друга. Но в первом случае нестационарность может порождаться возникновением особенно сильных и продолжительных афтершоковых последовательностей, а при втором подходе число сильных землетрясений заведомо не велико, что ограничивает убедительность статистического анализа.

Для уточнения характера группирования землетрясений необходим анализ потока основных событий после удаления афтершоков. При этом следует иметь в виду, что алгоритма однозначного отнесения землетрясения к афтершокам или к независимым событиям не существует, и можно считать, что различные алгоритмы реализуют отбор как бы независимых событий с различной погрешностью.

Ниже, по данным о неглубокой сейсмичности Камчатки и прилегающих областей, с использованием ряда широко используемых алгоритмов идентификации афтершоков проводится выделение основных событий и анализ рядов этих событий с целью выявить существование кластеров сейсмичности. Обсуждаются устойчивость получаемых результатов и характеристики выявляемых кластеров основных событий в сравнении с модельным потоком независимых событий и с афтершоковыми последовательностями. Повторимся: под основными событиями далее понимаются все землетрясения после удаления, тем или иным методом, афтершоков. Возможный вклад форшоков полагается при этом пренебрежимо малым.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И ПРОГРАММЫ ВЫДЕЛЕНИЯ АФТЕРШОКОВ

Нами использовался региональный каталог Камчатки с 01.01.1962 по 30.10.2020 гг., включающий, кроме собственно Камчатки, район Командорских островов и Северных Курил (см., описание базы данных в работах [Чеброва и др., 2013; Чебров, 2020]. Наиболее полно в каталоге представлены магнитуды M_L , пересчитанные из энергетического класса. Если не оговорено иначе, ниже рассматриваются землетрясения с $M \ge 4.0$ и глубиной очага $H \le 70$ км в области, ограниченной координатами 155°-173° Е и 48°-60° N. Согласно приведенному в работе [Смирнов и др., 2019] анализу, такие землетрясения являются представительными на всем интервале времени. На рис. 1а приведено распределение по годам числа землетрясений с магнитудами $M \ge 6.0, \ge 5.0$ $u \ge 4.0$. На рис. 16 представлен график повторяемости. Видно, что используемый каталог можно считать удовлетворительно полным для магнитуд $M \ge 4.0.$ Заметим, однако, что так как нас интересует статистика относительно более сильных основных событий, точная граница значимости для нас не столь критична.

На настоящее время наибольшее распространение имеют несколько программ выделения афтершоков. Исторически первым и по-прежнему широко используемым методом выделения афтершоков является оконный метод в различных его модификациях [Knopoff, Gardner, 1974; Gardner, Knopoff, 1974; Uhrhammer, 1986; и др.]. В этом методе все события, следующие за сильным землетрясением в некотором пространственно-временном окне (зависящем от магнитуды данного сильного землетрясения) полагаются афтершоками. Оконные методы просты в реализации и достаточно эффективны. Но они логически ущербны. Эти методы заведомо убирают некоторые независимые события, которые, пусть и с невысокой вероятностью, попадают в пространственно-временные окна сильных землетрясений. При этом их приходится реализовывать не в соответствии с принципом причинности (от ранних событий к поздним), а в порядке уменьшения магнитуд. Иначе типично повторяющейся будет ситуация, когда сильные события объявляются афтершоками предыдущих более слабых землетрясений. В результате сравнения расчетов оконными методами Урхаммера и Гарднера-Кнопова для набора разных регионов выяснилось [Писаренко, Родкин, 2019], что вариант Гарднера-Кнопова дает, в среднем, меньшее рассогласование с потоком независимых событий; ниже мы используем этот вариант оконного метода.

Другим, возможно не менее популярным, является метод, предложенный в работе [Molchan, Dmitrieva, 1992] и программно реализованный В.Б. Смирновым. Программа выложена в общее пользование. Этот метод также используется ниже. В последние годы значительное развитие получил метод, основанный на выборе "ближайшего предка" данного землетрясения и на разделении по величинам условного расстояния от этого предка на зависимые и независимые события [Zalyapin et al., 2008; Zalyapin, Ben-Zion, 2013;



Рис. 1. Наполненность каталога. Изменения числа в год землетрясений с магнитудой *М* ≥ 6.0, ≥ 5.0 и ≥ 4.0, нижняя, средняя и верхняя кривые соответственно (а) и график повторяемости землетрясений (б).

ŀ

2020; и др.]. Данный метод, возможно более корректен теоретически, но и более сложен в практической реализации. В качестве упрощенного варианта этого подхода в работе [Писаренко, Родкин, 2019] был предложен и реализован метод выделения афтершоков на основе условного пространственно-временного расстояния *h* между данным землетрясением с магнитудой *M_k* и последующим сейсмическим событием *i*, которое рассчитывается по формуле:

$$h = 10^{W} = R (T_{i} - T_{k}) r^{d} 10^{-bM_{k}},$$
(1)

где: T_k , T_i , — моменты времени этих землетрясений (годы); r — расстояние между ними в км; b — коэффициент наклона графика повторяемости Гутенберга—Рихтера; d — фрактальная размерность; R — коэффициент.

Распределение величин расстояний *h* обычно двугорбое; один максимум связывается с потоком независимых событий, с большими условными расстояниями h между землетрясениями; другой горб объясняется связанными событиями (преимущественно, афтершоками) с меньшими условными расстояниями. Распределения предположительно независимых и зависимых землетрясений сильно перекрываются. Решается задача на оптимальное разделение двух подмножеств независимых и зависимых событий неким пороговым значением расстояния h. В работе [Писаренко, Родкин, 2019] было оценено это расстояние и показано, что небольшое (в пределах порядка величины) варьирование величины порога h несущественно. Стандартно принимается W = -5, d = 1.6, R = 1. В данной работе были проведены расчеты для значений порога близости h, перекрывающих диапазон получаемого числа основных событий в рамках двух других алгоритмов [Gardner, Knopoff, 1974; Molchan, Dmitrieva, 1992]. Как и ранее в работе [Писаренко, Родкин, 2019], оказалось, что варьирование значений порога не приводит к заметным изменениям качества работы алгоритма.

Результаты отбора основных событий и афтершоков различными алгоритмами, естественно, различаются. Минимальное число основных событий обычно дает оконный метод; видимо, это связано с тем, что в пространственно-временные области, вырезаемые оконным методом, заведомо попадает некоторое число фоновых землетрясений. В нашем случае число основных событий по разным алгоритмам из общего числа 22732 землетрясений, оказалось равным 11679 при выделении оконным методом, 13327 по методике [Писаренко, Родкин, 2019] и 16865 по алгоритму [Molchan, Dmitrieva, 1992]. Далее, для краткости, будем обозначать оконный метод [Gardner, Knopoff, 1974] как ГК, метод [Molchan, Dmitrieva, 1992] как МД и алгоритм из работы [Писаренко, Родкин, 2019] как ПР.

Ниже рассматриваются результаты выделения основных событий перечисленными методами. Полученные ряды основных событий сравниваются с аналогичными модельными рядами, построенными в предположении статистической независимости основных событий. Мы исходили из того, что единообразие характера отклонений распределения основных событий, полученных разными методами. от модели их случайной независимой реализации, будет являться указанием, что такие отклонения не связаны с конкретным алгоритмом разделения основных событий и афтершоков. В результате сравнения выявляется довольно широкий набор отличий реальной последовательности основных событий от стационарного Пуассоновского процесса.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Прежде всего продемонстрируем существенную нестационарность потока основных событий (рис. 2а, 2б). На рисунках "а" и "б" представлены средние плотности числа основных событий в день для последующих по времени непересекающихся групп землетрясений из 500 и 50 событий для трех указанных выше способов выделения основных событий. При заметно различающемся числе основных событий (при использовании разных методов выделения афтершоков) общий характер изменения во времени потока основных толчков сохраняется. Хорошо видна изменчивость потока основных событий на масштабе времени нескольких десятков лет. Максимумы сейсмической активности рассматриваемого региона приходятся на 1960-1970 гг. и с 2010 г. по настоящее время. Заметим, что менее определенно нестационарность сейсмичности (рост числа сильных *М*6+ землетрясений) видна и на рис. 1а.

Дополнительная проверка нестационарности была проведена по критерию Колмогорова– Смирнова. Группы по 500 событий реализуются для данных трех методов отбора основных событий, в среднем за 920, 806 и 636 дней (по алгоритмам ГК, ПР и МД соответственно). Вероятность случайной реализации наблюденных за такие последовательные интервалы времени значений числа основных событий составляет менее 3%, менее 1%, и менее 0.1% для этих методов выделения афтершоков. Достоверность отклонений от модели стационарного Пуассоновского процесса ожидаемо растет с ростом числа основных событий.

Для групп из 50 последующих событий средние интервалы времени равны 92, 81 и 64 дням. Проверка для соответствующих интервалов времени показала, что для оконного метода полученная последовательность основных событий может реализоваться при стационарном Пуассоновском процессе с вероятностью менее 1%; последовательности основных событий полученные двумя другими методами могут реализоваться в стационарном случае с вероятностью менее 0.1%.

Аналогичная нестационарность сейсмичности по мировым данным отмечалась ранее в работах [Lombardi, Marzocchi, 2007; Левин, Сасорова, 2015; и др.]. Согласно работе [Lombardi, Marzocchi, 2007], анализ последовательностей сильных (*M*7+) землетрясений показал, что в 4 регионах из 16 рассмотренных возможность описания режима сильных землетрясений стационарным законом Пуассона должна быть отвергнута (в случае выполнения модельного закона распределения вероятность реализации наблюденного и большего отклонения составляет менее 0.1). По данным работы [Левин, Сасорова, 2015], по мировым дан-



Рис. 2. Средняя плотность числа основных событий ($M \ge 4.0$) для последовательных по времени групп из 500 (а) и 50 (б) землетрясений; черные точки — выделение афтершоков по оконному методу [Gardner, Knopoff, 1974], красные — по алгоритму в работе [Molchan, Dmitrieva, 1992], синие — по методу в работе [Писаренко, Родкин, 2019].

ным намечается рост сейсмичности в близкие к указанным выше интервалам времени.

Из вышесказанного следует, что получаемый разными методами поток основных событий существенно не стационарен. Значительная величина и единообразие отклонений для разных методов декластеризации дает основания полагать, что нестационарность и независимость ряда основных событий не порождается несовершенством конкретного алгоритма выделения афтершоков, а является характерной чертой сейсмического режима. Такой вывод не нов, ранее

кластеризация основных событий отмечалась в работах [Kagan, Jackson, 1991; 1999; Lombardi, Marzocchi, 2007; и др.]. В нашем случае продемонстрировано единообразие характера кластеризации для разных алгоритмов отбора основных землетрясений. При этом отклонение оказывается статистически намного более убедительным за счет большего числа событий (все основные события, а не только сильнейшие землетрясения, по закону Бота [Bath, 1965] не могущие быть афтершоками).

Далее, мы почти не будем касаться долговременной изменчивости потока основных событий, и сосредоточимся на исследовании более коротких кластеров повышенной сейсмичности. Для этого сравним эмпирические распределения интервалов времени между последовательными главными событиями и теоретическое распределение, получаемое для того же числа событий, случайным равномерным образом распределенных на том же интервале времени. На рис. 3 дано сравнение 500 таких случайных выборок и последовательности основных событий для случая применения алгоритма Молчана-Дмитриевой (1992); видно очевидное различие модельных и эмпирических распределений. Из рисунка видно, что для эмпирического распределения существенно сильнее представлены относительно меньшие временные интервалы между землетрясениями, когда красная эмпирическая кривая в левой части графика идет много ниже полосы распределений для случайных стационарных реализаций. Как компенсация этого различия, в эмпирической выборке реже встречаются и большие интервалы между последовательными событиями. Четкое различие имеем для 500 случайных выборок; отсюда вероятность случайной реализации наблюденного распределения много меньше 0.2%.

Заметим, что различие в области малых интервалов времени между последовательными событиями лучше видно при логарифмическом масштабе по оси у (рис. 3а), а различие в области больших значений лучше видно при линейном масштабе по оси у (рис. 3б). Достоверность различия соответствующих модельных распределений и реального распределения статистически высокозначима и по критерию Колмогорова—Смирнова. Вероятность реализации эмпирического распределения для модельных зависимостей фактически равна нулю для левого края распределения (рис. 3а) и менее 0.1% для правого его края (рис. 3б).

Аналогичные различия имеют место и для двух других методов декластеризации. В качестве примера, на рис. 4 дан график для случая выделения афтершоков по ПР алгоритму. С целью проверки устойчивости результатов сравнение выполнено для основных событий с $M \ge 5.0$. Таких землетрясений примерно на порядок меньше, соответ-

ственно и значимость различия также меньше. На рис. 4, как ранее на рис. 3а, даны 500 модельных кривых. Получаем, что на уровне 0.2% различие значимо. При росте числа модельных случайных реализаций до 10000 наблюдается перекрытие модельных и фактической зависимостей. Оценка различия эмпирического и теоретического распределений по критерию Колмогорова—Смирнова дает значимость различия $\alpha = 0.1\%$.

В совокупности рис. 3, рис. 4 демонстрируют единообразие характера отклонения при различных методах выделения афтершоков и с разным ограничением на порог магнитуд основных событий.

Сравнение графиков рис. 3 и рис. 4 позволяет выделить интервалы времени между последующими основными событиями, в которых различие модельных и эмпирических кривых устойчиво наблюдается для разных методов и для разных выборок данных. Для рассмотренных случаев этот интервал простирается от нескольких минут до 1.0-1.5 суток. Кластеры включают группу событий, поэтому минимальная длительность кластера будет в разы больше. Сравним степень проявленности кластеров основных событий, попадающих в интервалы времени продолжительностью 15, 30 и 60 дней (рис. 5). Начало интервала времени будем относить к моменту времени каждого очередного основного события, таким образом объем выборок на рис. 5 составит чуть более 11, 13 и 16 тысяч для трех используемых методов выделения афтершоков. Снова будем сравнивать реальный ряд основных событий и его модельные аналоги с тем же числом событий, равномерно случайным образом распределенных на таком же интервале времени.

Из рис. 5 видно, что во всех рассмотренных случаях реальное распределение числа основных событий, попадающих в интервал времени от двух недель до двух месяцев шире модельного, получаемого для случайного стационарного распределения основных землетрясений по времени. Для реальных последовательностей характерны реализации с аномально большой (и аномально низкой) концентрацией землетрясений. Характер отклонений аналогичен для разных методов выделения афтершоков и для разных интервалов времени (15, 30 и 60 дней). Проверка возможности реализации эмпирически наблюденных распределений на основе модельного равномерного по времени закона распределения с использованием критерия Колмогорова-Смирнова приводит к выводу о высокой статистической значимости отклонений от закона Пуассона. Возможность случайного возникновения наблюденных различий пренебрежимо мала, если интервалы времени начинаются в момент времени каждого очередного основного землетрясения и чуть ме-



Рис. 3. Различие эмпирического распределения интервалов времени dt между последовательными основными событиями с $M \ge 4.0$ (красная линия) и 500 случайными стационарными реализациями такого же числа событий на том же интервале времени (синие кривые), ось *у* дана в логарифмическом (а) и линейном масштабе (б). Афтершоки выделены по алгоритму в работе [Molchan, Dmitrieva, 1992].

нее 0.1, если анализируются непересекающиеся интервалы времени указанной длительности.

При сравнении графиков на рис. 5 для разных интервалов времени складывается представление, что отклонения от Пуассоновского закона распределения возрастают с ростом интервала времени (15, 30 и 60 дней). Количественно это различие можно сравнивать, исходя из оценок близости эмпирически получаемого и модельного Пуассоновского распределения. Но удобнее



Рис. 4. Различие эмпирического распределения интервалов времени между последовательными основными событиями с *M* ≥ 5.0 (красная линия) и 500 случайными реализациями такого же числа событий на том же интервале времени (синие кривые), Афтершоки выделены по методу в работе [Писаренко, Родкин, 2019].

для такого сравнения нам представляется другой способ. Как известно, для Пуассоновского закона распределения параметр распределения λ и дисперсия σ равны. Эмпирические распределения на рис. 5 шире модельного пуассоновского распределения, соответственно дисперсии σ для этих распределений больше значений λ . Сравним

тогда величины отношения σ/λ для разных алгоритмов выделения афтершоков (ГК, МД и ПР) и для разных последовательных непересекающихся интервалов времени (длительностью 15, 30, 60, 120, 240 и 480 дней); результаты расчетов приведены в табл. 1. Дальнейшее увеличение интервала времени нецелесообразно, так как количество не-

Методы, параметры	Интервалы времени, дни					
	15	30	60	120	240	480
ΓΚ, λ	8.2	16.3	32.6	65.2	130.1	260.7
σ	35.4	88	218.5	633.5	1792	4690
σ/λ	4.32	5.4	6.7	9.72	13.8	18
МД, λ	11.2	23.5	47.1	94.2	188.3	375.9
σ	33.8	83.15	212.9	574.4	1764	6036
σ/λ	3.02	3.54	4.52	6.1	9.38	16
ΠΡ, λ	9.3	18.6	37.2	74.4	148.6	297
σ	14.9	39.7	108.9	320	1038	3758
σ/λ	1.6	2.13	2.93	4.3	6.99	12.6

Таблица 1. Отличие потока основных событий от закона Пуассона для разных интервалов времени усреднения и разных алгоритмов декластеризации

пересекающихся интервалов становится недостаточным для хорошей статистической оценки.

Из таблицы видно, что для всех методов выделения афтершоков величины отношения σ/λ систематически возрастают с увеличением интервала времени. Видно также, что эти отношения максимальны при использовании оконного (ГК) метода удаления афтершоков и минимальны при использовании метода ПР выделения афтершоков на основе расчета условного расстояния (1). Метод Молчана-Дмитриевой (МД) дает максимальное число основных событий и занимает промежуточной положение по степени близости к Пуассоновскому закону распределения. Данные таблицы подтверждают результат работы [Писаренко, Родкин, 2019], что метод ПР дает лучшее приближение к случайному процессу, чем оконный алгоритм ГК.

Понятия пространственно-временного расстояния D между разными землетрясениями i, jбыло введено в работе [Frohlich, Davis, 1990]. Исходно оно было введено как:

$$D_{ij} = \sqrt{\{r_{ij}^2 + C^2(t_i - t_j)\}},$$
(2)

где коэффициент C = 1 км/день.

В дальнейшем понятие такого условного расстояния уточнялось и детализировалось разными авторами [Davis, Frohlich, 1991; Baiesi, Paczuski, 2004; Zaliapin et al., 2008; Zaliapin, Ben-Zion, 2020; и др.]; в разной постановке задачи предлагались разные варианты соотношения (2). Заметим, что более сложным вариантом задания условного расстояния между сейсмическими событиями является и соотношение (1), используемое в методе ПР выделения афтершоков.

В данной работе в качестве характеристики пространственно-временного расстояния между основными событиями мы будем использовать соотношение (2). Такой выбор обуславливается двумя обстоятельствами. Во-первых, предположительно независимые основные события, исходно понимаются как бы равноценными. Соответственно, величина их магнитуды представляется второстепенной характеристикой, и она не должна играть существенной роли. Во-вторых, соотношение (2) наиболее просто, а на первом этапе анализа предпочтительно использование более простых вариантов.

Проведем сравнение распределения величин среднего расстояния *D* для реальных и искусственных рядов основных событий (сравнения проводились для всех трех указанных выше алгоритмов выделения афтершоков). На рис. 6 приводится сравнение распределения величин условного расстояния *D* для реального каталога основных событий и для его модельных аналогов с тем же числом событий, равномерно случайным образом распределенных по такому же интервалу



Рис. 5. Сравнение плотностей распределений *f* для числа реальных (сплошная линия) и модельных (пунктир) основных событий *k*, попадающих в интервалы длительностью 15 (а), 30 (б) и 60 (в) дней. Красные линии – для выделения основных событий по методу в работе [Molchan, Dmitrieva, 1992], синие – по работе [Писаренко, Родкин, 2019].

времени; случайным образом задавалось время, координаты событий не менялись. Результаты приведены для методов выделения афтершоков по алгоритмам МД и ПР. Как и на рис. 5, сравнение проведем для интервалов времени 15, 30 и 60 дней.

Результаты качественно похожи на результаты рис. 5, но различия модельных распределений и реального распределения визуально выражены сильнее. Для всех трех интервалов времени распределения величин условных расстояний характеризуются большей долей малых и больших значений условного расстояния *D*, что и отвечает существованию кластеров сейсмичности. Так же как и ранее на рис. 5 и в табл. 1, величина отклонений от случайного распределения имеет тенденцию роста с увеличением времени осреднения (15, 30, 60 сут). Формальная проверка по критерию Колмогорова–Смирнова подтверждает это наблюдение.

Используя рис. 5 и рис. 6 можно выбрать диапазоны значений числа событий в кластере k и средних значений расстояния между событиями кластера D, которые с весьма малой вероятностью могут реализоваться в стационарном Пуассоновском процессе, и потому с большой вероятностью отвечают кластерам повышенной сейсмичности. Но удобнее выделить такие значения, исходя из рис. 7, где дано распределение величин *k*, *D* для реальных данных и для модели независимых событий для интервалов времени 15 и 30 дней (афтершоки удалены по методу в работе Molchan, Dmitrieva, 1992] и для интервала 60 дней, по оконному методу в работе [Gardner, Knopoff, 1974]. Снова видим качественное единообразие результатов для разных методов удаления афтершоков.

Видно, что для реальной последовательности основных землетрясений множество значений $\{k, D\}$ существенно шире, чем для модельных последовательностей независимых событий. В плане выделения кластеров основных событий интерес представляют области с большими значениями k и невысокими значениями среднего расстояния D, далеко отступающими от области значений $\{k, D\}$ параметров для случайного модельного процесса.

Специально отметим характер изменчивости средних значений расстояний (рассчитанных по формуле (2) во времени. На рис. 8 приведен график изменения среднего расстояния D для интервалов времени 15 сут, начинающихся в момент каждого очередного главного события по МД-алгоритму. Для интервалов времени 30 и 60 дней результаты качественно аналогичны. Получаемые ряды существенно не стационарны. Сравнивая рис. 8 и рис. 2, видим, что временная изменчивость величин D коррелирует с изменением интенсивности потока основных событий. Значимость корреляции достаточно высокая; так, например, для ПР-метода выделения афтершоков и непересекающихся интервалов времени 60 дней коэффициент корреляции между потоком событий и среднем расстоянием (2) между событиями R = 0.37; при 357 непересекающихся интервалах дает вероятность неслучайности корреляции 99%. Близкие оценки имеем и для других случаев.

Заметим, что положительный знак выявленной корреляции не был ожидаем. Действительно, рост числа событий приводит к добавлению более малых интервалов времени и расстояний между событиями; это скорее должно было привезти к уменьшению, а не увеличению среднего расстояния между основными землетрясениями. Полученный результат предположительно можно интерпретировать в том плане, что с ростом интенсивности потока основных событий происходит прогрессирующая активизация структур большего пространственно-временного масштаба, что и обеспечивает рост среднего пространственновременного расстояния D между последовательными событиями.

Сравним теперь пары значений среднего расстояния D и числа событий k для кластеров основных землетрясений, для модельного варианта независимых событий, и для афтершоковых последовательностей. В качестве набора данных по афтершоковым последовательностям будем использовать результаты применения МД-метода удаления афтершоков. Для большей статистической обеспеченности характеристик афтершоковых последовательностей ограничимся случаями, когда последовательность афтершоков включает не менее 15 событий. Характер изменчивости величин среднего пространственно-временного расстояния между афтершоками, насколько нам известно, ранее не исследовался.

Расположение областей $\{k, D\}$ для модельных случайных примеров и реальных основных событий заметно различаются для интервалов времени 15, 30 и 60 дней (рис. 7). Для определенности сравним с данными по афтершокам наборы данных для интервалов длительностью 30 дней. Неким основанием для такого выбора является то, что характерное среднее время для выбранных афтершоковых последовательностей составляет около 40 дней (под характерным временем имеем в виду средний интервал времени между моментом основного события и его афтершоками). Тогда, исходя из рис. 76 для интервалов времени 30 дней, за кластеры основных событий примем кластеры. отвечающие одному из частично перекрывающихся условий *D* < 200 или *k* > 35 и *D* < 300. Как видно из рисунка, такие кластеры практически не могли возникнуть случайной флуктуацией потока независимых событий; так как $\{k, D\}$ область таких кластеров сильно разнится с областью $\{k, D\}$ значений для модельных случайных реализаций.





Рис. 6. Сравнение плотностей распределений *f* для средних условных расстояний *D* для реальных (сплошная линия) и модельных (пунктир) основных событий, попадающих в интервалы длительностью 15 (а), 30 (б) и 60 (в) дней. Красные линии – выделение афтершоков по методу в работе [Molchan, Dmitrieva, 1992], синие – по работе [Писаренко, Родкин, 2019].

Рис. 7. Сравнение числа событий (k) в последовательных интервалах времени длительностью 15 (а), 30 (б) и 60 (в) дней со средним расстоянием между событиями (D), для эмпирической совокупности основных событий (красные точки) и для искусственной модели (синие). Афтершоки удалены по МД-методу (а), (б) и по оконному ГК-методу (в).



Рис. 8. Изменчивость среднего расстояния D между основными событиями в интервалах времени длительностью 15 сут.

На рис. 9 в двойном логарифмическом масштабе дано сравнение средних расстояний и числа событий $\{k, D\}$ в кластерах основных событий, в афтершоковых последовательностях и для случайного равномерного распределения. Для афтершоковых последовательностей наблюдается устойчивая тенденция роста величин среднего расстояния D с ростом числа событий в кластере k.

Представляется существенным, что область значений $\{k, D\}$ для кластеров основных событий существенно отличается от таковой для афтершоковых последовательностей и примыкает к области модельных случайных событий. Значительное различие расположения $\{k, D\}$ областей указывает на различие физических механизмов возникновения афтершоковых последовательностей и кластеров основных событий.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Выше приведены свидетельства в пользу существенно больших, чем это обычно предполагается, отличий режима основных землетрясений (после исключения афтершоков) от стационарного Пуассоновского процесса. Возникает естественный вопрос, как это согласуется с результатами других исследований, в частности, с недавней статьей одного их авторов работы [Писаренко, Родкин, 2019]. В этой статье был предложен новый алгоритм выделения афтершоков. По результатам расчетов для 17 регионов четырьмя разными методами, было получено, что примерно в трети случаев методы выделения афтершоков дают временные ряды основных событий, не согласующиеся с моделью стационарного Пуассоновского процесса. Аналогично, в работе [Lombardi, Marzocchi, 2007] двумя разными методами оценивалась стационарность режима Ms7+ землетрясений для 15 регионов с лучшей статистикой таких событий и для Земли в целом. В 4-х случаях эмпирические данные не могли быть интерпретированы в рамках закона Пуассона. Был сделан вывод, что широко используемое или молчаливо подразумеваемое предположение о возможности описания потока сильных землетрясений законом Пуассона следует считать, по меньшей мере, не точным. Для более точного описания сейсмического режима предлагается использовать модель ETAS с изменяющимися параметрами. К аналогичному выводу о предпочтительности описания режима сейсмичности с использованием модели с пространственно и/или во времени изменяющимися параметрами приходят авторы [Kattamanchi et al., 2017; Nandan et al., 2019].

В нашем случае, по данным регионального каталога Камчатки, Командорских островов и Се-



Рис. 9. Соотношение между числом событий k и средним расстоянием D для афтершоковых последовательностей (черные звездочки), для кластеров основных событий и для случайных реализаций для 30-дневных интервалов (красные и синие точки соответственно); резкие прямолинейные границы {k, D} области кластеров основных событий обусловлены ограничениями, принятыми при отборе кластеров.

верных Курил (M4+, $H \le 70$ км), отклонения режима основных землетрясений от стационарного потока независимых событий выражено существенно сильнее, чем в большинстве цитируемых выше работ. Это может быть связано как с большим числом событий (использовался региональный каталог M4+), так и с особенностью сейсмического режима данного региона; из шести землетрясений с M7+ четыре произошли здесь в узкий интервал времени 2006–2010 гг. (аналогичный всплеск сейсмичности имеет здесь место по данным о величинах сейсмического момента, мировой GCMT-каталог).

Представляется существенным, что отличие режима основных событий от стационарного Пуассоновского процесса единообразно при различных методах выделения афтершоков. Такие отличия выявлены на временных масштабах от десятков минут до десятков лет. Видимо они имеют место и на больших временах. В этой связи сошлемся на палеосейсмические данные, свидетельствующие о кластеризации сильных землетрясений в районе Мертвого моря на интервалах времени около 10 тысяч лет [Магсо et al., 1996]. В настоящей работе более подробно исследованы неоднородности потока основных событий на

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

интервалах 15, 30 и 60 дней и менее детально до 480 дней. Наблюдается тенденция роста величин отклонения от модельного случайного распределения с увеличением интервала времени осреднения. Такая тенденция вполне ожидаема. Сейсмичность является динамическим неравновесным процессом, а для таких процессов типичен 1/f характер спектра, с сильным доминированием низкочастотных компонент [Turcotte, 1997; Sornette, 2000; и др.]. Ранее иерархичность сейсмического режима с ростом амплитуд гармоник на больших периодах отмечалась в работах [Вадковский и др., 1978; Родкин, Слепнев, 2008; и др.].

Более детально рассмотрены взаимосвязи между характеристиками кластеров основных событий на интервалах времени 15, 30 и 60 дней. Изменения среднего пространственно-временного расстояния между основными очагами в группах землетрясений такой продолжительности, несколько неожиданно, оказались коррелированными с изменениями средней интенсивности потока сейсмических событий во времени. Похожая тенденция наблюдается для афтершоковых последовательностей, в которых среднее пространственно-временное расстояние между афтершоками растет с ростом числа событий в афтершоковой последовательности (рис. 9). Полученную тенденцию можно интерпретировать в том смысле, что при увеличении интенсивности потока событий и числа событий в кластерах опережающими темпами растет активизация, отвечающая относительно большим пространственным масштабам.

В координатах "число событий в кластере k – среднее пространственно-временное расстояние D между событиями" кластеры основных землетрясений занимают промежуточное положение между значениями для афтершоковых последовательностей и для модельных примеров, отвечающих потоку независимых событий, примыкая к этим последним. Значительное различие областей $\{k, D\}$ для афтершоковых последовательностей и для кластеров концентрации основных событий свидетельствует в пользу различия физических механизмов формирования афтершоковых последовательностей и процессов группирования основных землетрясений.

Наличие существенной, в том числе долговременной, коррелированности в потоке основных землетрясений указывает на возможную значительную погрешность общепринятого подхода к расчету сейсмической опасности. Если сильные основные события заметно кластеризуются во времени и пространстве, то ущерб от последующего сильного события, учитывая повреждения, нанесенные ранее происшедшим сильным землетрясением, может оказаться аномально сильным. Ранее такая опасность уже отмечалась в работах [Lombardi, Marzocchi, 2007; Герман, 2021].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН, Института физики Земли РАН и Института морской геологии и геофизики Дальневосточного отделения РАН.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием данных, полученных на уникальной научной установке "Сейсмоинфразвуковой комплекс мониторинга арктической криолитозоны и комплекс непрерывного сейсмического мониторинга Российской Федерации, сопредельных территорий и мира" (https://ckp-rf.ru/usu/507436/).

Авторы признательны куратору и рецензентам, замечания и вопросы которых способствовали уточнению и большей доказательности ряда положений статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Баранов С.В., Шебалин П.Н. Закономерности постсейсмических процессов и прогноз сильных афтершоков. М. 2019. 218 с. Вадковский В.Н., Ляховский В.А., Тюпкин Ю.С. Временная эволюция сейсмической активности Балканского региона. Алгоритмы и результаты обработки в МЦД. М. 1978. С. 11–23.

Викулин А.В., Викулина С.А., Водинчар Г.М. Землетрясения-дуплеты и пары землетрясений — закономерность сейсмического процесса. Геофизический мониторинг и проблемы сейсмической безопасности Дальнего Востока России. Петропавловск-Камчатский: КФ ГС РА. 2008. С. 145–149.

Герман В.И. Учет группируемости землетрясений во времени при оценке сейсмической опасности. Современные методы оценки сейсмической опасности и прогноза землетрясений. тезисы докладов II всероссийской конференции с международным участием. М. 2021. С. 32–33

Левин Б.В. О природе некоторых периодических изменений в сейсмическом режиме Земли // Вестник ДВО РАН. 2006. № 1. С. 51–58.

Левин Б.В., Сасорова Е.В. Динамика сейсмической активности Земли за 120 лет // Докл. РАН. 2015. Т. 461. № 1. С. 82–87.

Дрознин Д.В., Кугаенко Ю.А., Левина В.И., Сенюков С.Л., Сергеев В.А., Шевченко Ю.В., Ящук В.В. Система детальных сейсмологических наблюдений на Камчатке в 2011 г. // Вулканология и сейсмология. 2013. № 1. С. 18–40.

https://doi.org/10.7868/S0203030613010021

Любушин А.А., Писаренко В.Ф., Ружич В.В., Буддо В.Ю. Выделение периодичностей в сейсмическом режиме // Физика Земли. 1998. № 1. С. 62–76.

Одинец М.Г. Статистический анализ последовательности землетрясений Дальнего Востока и Средней Азнн // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1983. № 8. С. 20–29.

Писаренко В.Ф., Родкин М.В. Декластеризация потока сейсмических событий, статистический анализ // Физика Земли. 2019. № 5. С. 1–15.

Родкин М.В., Андреева М.Ю., Григорьева О.О. Анализ обобщенной окрестности сильного землетрясения по региональным данным, Курило-Камчатский регион // Вулканология и сейсмология. 2020. № 6. С. 67–77.

Родкин М.В., Слепнев А.С. О прогнозе значительных изменений в поведении динамических систем — модели и признаки развития неустойчивости. Природные катастрофы: изучение, мониторинг, прогноз. ИМГиГ ДВО РАН, Южно-Сахалинск. 2008. С. 54–63.

Рыкунов Л.Н., Смирнов В.Б. Сейсмология микромасштаба // Вулканология и сейсмология. 1992. № 3. С. 3–15.

Смирнов В.Б., Отті S., Потанина М.Г., Михайлов В.О., Петров А.Г., Шапиро Н.М., Пономарев А.В. Оценки параметров цикла разрушения литосферы по данным региональных каталогов землетрясений // Физика Земли. 2019. № 5. С. 3–21.

Смирнов В.Б., Пономарёв А.В. Физика переходных режимов сейсмичности. М.: РАН. 2020. 412 с. ISBN 978-5-907036-90-1.

Чеброва А.Ю., Чемарев А.С., Матвеенко Е.А., Чебров Д.В. Единая информационная система сейсмологических данных в Камчатском филиале ФИЦ ЕГС РАН: принципы организации, основные элементы, ключевые функции // Геофизические исследования. 2020. Т. 21. № 3. C. 66-91.

https://doi.org/10.21455/gr2020.3-5

Чебров В.Н., Дрожнин Д.В., Кугаенко Ю.А., Левина В.И., Сенюков С.Л., Сергеев В.А., Шевченко Ю.В., Ящук В.В. Система детальных сейсмологических наблюдений на Камчатке в 2011 г. // Вулканология и сейсмология. 2013. №1. С. 18–40.

https://doi.org/10.7868/S0203030613010021

Baiesi M., Paczuski M. Scale-free networks of earthquakes and aftershocks // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 66–106.

Bath M. Lateral inhomogeneities in the upper mantle // Tectonophysics. 1965. V. 2. P. 483–514.

Davis S.D., Frohlich C. Single-link cluster analysis, synthetic earthquake catalogues, and aftershock identification // Geophys. J. Int. 1991. V. 104 P. 289–306.

https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1991.tb02512.x

Frohlich C., Davis S.D. Single-link cluster analysis as a method to evaluate spatial and temporal properties of earthquake catalogues // Geophys. J. Int. 1990. V. 100. P. 19–32. https://doi.org/10.1111/J.1365-246X.1990.TB04564.X

Gardner J.K., Knopoff L. Is the sequence of earthquakes in Southern California, with aftershocks removed, Poissonian? // Bull. Seis. Soc. Am. 1974. V. 64. N_{0} 5. P. 1363–1367.

Kagan Y., Jackson D. Long-term earthquake clustering // Geophys. J. Intern. 1991. V. 104. № 1. P. 117–133. https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1991.tb02498.x

Kagan Y.Y., Jackson D.D. Worldwide doublets of large shallow earthquakes // Bulletin of the Seismological Society of America. 1999. V. 89. P. 1147–1155.

Kagan Y.Y. Earthquakes. Models, Statistics, Testable Forecasts. John Wiley & Sons Limited. 2014. 306 p. ISBN: 978-1-118-63792-0

Kattamanchi S., Tiwari R.K., Ramesh D.S. Non-stationary ETAS to model earthquake occurrences affected by episodic aseismic transients // Earth Planets and Space. 2017. V. 69(1).

https://doi.org/10.1186/s40623-017-0741-0

Knopoff L., Gardner J. K., Higher Seismic Activity During Local Night on the Raw Worldwide Earthquake Catalogue // Geophys. J. Int. 1972. V. 28. № 3. P. 311–313. https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1972.tb06133.x *Lombardi A.M., Marzocchi W.* Evidence of clustering and nonstationarity in the time distribution of large worldwide earthquakes // J. Geophys. Res. 2007. V. 112 (B2). B02303 https://doi.org/10.1029/2006JB004568

Marco S., Stein M., Agnon A., Ron H. Long-term earthquake clustering: A 50 000-year paleoseismic record in the Dead Sea graben // J. Geophysical Research Atmospheres. 1996. V. 101. \mathbb{N} 3. P. 6179–6191.

https://doi.org/10.1029/95JB01587

Molchan G., Dmitrieva O. Aftershock identification and new approaches // Geophys. J. Int. 1992. V. 109. P. 501–516.

McMinn D. 9/56 Year Cycle: Earthquakes in the Pacific Rim of South America // New Concepts in Global Tectonics Newsletter. 2014. V. 2. № 3. P. 10–18.

Nandan S., Ouillon G., Sornette D., Wiemer S. Forecasting the Rates of Future Aftershocks of All Generations Is Essential to Develop Better Earthquake Forecast Models // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2019.

https://doi.org/10.1029/2018JB016668

Rodkin M.V., Andreeva M.Yu., Liperovskaya E.V. Types of strong earthquake precursor behavior obtained from world and regional catalogs of earthquakesto IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science. 2021. V. 946. 012008 https://doi.org/10.1088/1755-1315/946/1/012008

Sornette D. Critical phenomena in natural sciences. Springer. 2000. Berlin. 434 p.

Turcotte D.L. Fractals and chaos in geology and geophysics. (2nd ed.) Cambridge Univ. Press. 1997. 398 p.

Uhrhammer R. Characteristics of Northern and Central California Seismicity // Earthquake Notes. 1986. V. 57. \mathbb{N}_{2} 1. P. 21.

Zaliapin I., Gabrielov A., Keilis-Borok V., Wong H. Clustering Analysis of Seismicity and Aftershock Identification // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. \mathbb{N} 1. P. 1–4.

Zalyapin I., Ben-Zion Y. Earthquake clusters in Southern California I: Identification and stability // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2013. V. 118. P. 2847–2864.

https://doi.org/10.1002/jgrb.50179

Zaliapin I., Ben-Zion Y. Earthquake declustering using the nearest- neighbor approach in 426 space- time- magnitude domain // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2020. V. 125. № 4. https://doi.org/10.1029/2018JB017120

Irregularities in the Intensity of the Flow of Main Events: an Example of the Shallow Seismicity in the Kamchatka Region

M. V. Rodkin^{a, b, *} and E. V. Liperovskaya^{c, **}

^aInstitute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences (IEPT RAS), Moscow, Russia

^bInstitute of Marine Geology and Geophysics, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences (IMGG FAB RAS), Yuzhno-Sakhalinsk, Russia

^cSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences (IPE RAS), Moscow, Russia

*e-mail: rodkin@mitp.ru

**e-mail: liper@ifz.ru

The paper shows that there are significant deviations between the regime of main events and the stationary Poisson process for three different aftershock removal methods, using shallow earthquakes in the Kamchatka region as an example; the pattern of these deviations does not depend on which aftershock removal method is used. The value of the deviations tends to grow as the averaging time increases. The work compares the trends in the characteristic spatiotemporal distance between earthquakes for artificial stationary sequences of

РОДКИН, ЛИПЕРОВСКАЯ

independent events, real main events, and aftershock sequences. The parameters of the main event clusters are very different from those of the aftershock sequences, which apparently indicates a difference in how aftershock sequences and main event clusters physically emerge. It is found that the characteristic distance between consecutive earthquakes in groups of main events tends to grow as the intensity of the flow of events increases. Apparently, this trend is consistent with the fact that as the intensity of the flow of main events increases, the activity of larger seismogenic structures and the probability of larger earthquakes grow faster. The described significant non-stationarity of the flow of main events indicates a certain limitation of the generally accepted approach to seismic hazard assessment.

Keywords: non-stationarity of the regime of main earthquakes, clusters of main earthquakes, dominance of long-term components, seismic hazard

100

УДК 551.46.072:51

ПЕРСПЕКТИВЫ СИНТЕЗА МОДЕЛЕЙ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО РИСКА И ТЕХНОЛОГИЙ БОЛЬШИХ ДАННЫХ ДЛЯ МОРСКИХ ЭКОСИСТЕМ

© 2022 г. А. Д. Гвишиани^{1, 2, *}, Л. И. Лобковский^{3, **}, Н. В. Соловьева^{3, ***}

¹Геофизический центр РАН, г. Москва, Россия ²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия ³Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва, Россия *E-mail: adg@gcras.ru **E-mail: alg@gcras.ru ***E-mail: llobkovsky@ocean.ru ***E-mail: soloceanic@yandex.ru Поступила в редакцию 15.02.2022 г. Прогле доработки 25.02.2022 г. Принята к публикации 26.02.2022 г.

В статье предложен возможный подход, объединяющий модели экологического риска с одной стороны с теорией и практикой Больших Данных — с другой. Модель позволяет рассчитывать годовой ход экологического риска при освоении ресурсов морских акваторий. Полученные предварительные результаты для высокопродуктивной экосистемы арктического шельфа дали возможность рассчитать внутригодовые вариации допустимой вероятности воздействия со стороны стрессоров техногенного происхождения. Предложенный подход уточняет оценки рисков для процессов различного генезиса.

Ключевые слова: Большие Данные, моделирование, оценки экологического риска, вероятность допустимых воздействий, морские экосистемы, шельф.

DOI: 10.31857/S0002333722040044

ВВЕДЕНИЕ

Освоение ресурсов шельфа требует количественных оценок экологического риска, основанных на данных о процессах различной природы: физической, химической, биологической, геологической, техногенной. Вместе с данными естественнонаучных дисциплин для оценок риска необходимо привлекать данные экономики, социологии, демографии, использовать нормативы качества среды и обеспечения надежности технологических процессов при освоении ресурсов морских экосистем. При этом существующие междисциплинарные подходы не устраняют противоречия в требованиях каждой из дисциплин в отдельности. Так на практике экономические требования вступают в противоречие с экологическими. В то же время, принятие хозяйственных решений в области рационального освоения природных ресурсов, как правило, ориентировано на экономические показатели.

Недооценка должной взаимосвязи и иерархии в системе экологических и экономических требований снижает эффективность природопользования. Предпринятая в этой работе попытка внести вклад в устранение этого недостатка актуализируется предложенной возможностью объединения в единый подход теории и практики Больших Данных (Big Data – БоД) и вероятностного моделирования экологического риска. Достоверность количественных оценок последнего на основе вероятностной модели определяется объемом, разнообразием, скоростью передачи, обновления и усвоения различных по природе данных. Другими словами, задача оценки рисков нуждается в привлечении парадигмы БоД [Гвишиани и др., 2022; Захаров и др., 2021; Gvishiani et al., 2021; Майер-Шенбергер, Кукьер, 2014].

Необходимость объединения моделей пространственно-временной динамики компонент морских экосистем, вероятностных оценок риска и БоД диктуется происходящей сегодня целевой переориентацией экологической безопасности с концепции абсолютной безопасности на концепцию приемлемого риска или их комбинацию. В то же время принятая практика оценки антропогенного воздействия на окружающую среду предусматривает в основном соблюдение существующих нормативов как критерия экологической безопасности. Сегодня стала очевидной их недостаточность [Данилов-Данильян, Розенталь, 2021].

Применение даже полного спектра нормативов отдельных блоков, от хорошо разработанной системы предельно допустимых концентраций (ПДК), выбросов и нагрузок до генетических индикаторов, используемых для определения мутагенной степени опасности, не способно обеспечить экологическую безопасность всей экосистемы в целом. При этом имеет место и несовершенство каждого из подходов для блоков в отдельности. Так нормы ПДК, защищая человека от того или иного воздействия, не рассчитаны на защиту других организмов в экосистеме. Более того, даже если значениями ПДК нормировать какое-либо антропогенное воздействие на популяцию некоторых живых организмов, то, как правило, это можно осуществить только для конкретной среды (атмосферный воздух, питьевая вода, воды рыбохозяйственных водоемов и т.п.). Кроме того, такие нормы часто не учитывают эффекты накопления вредных веществ в организмах и последствия перехода их из одной среды в другую. Верной предпосылкой было бы считать, что выполнение норм по какому-либо одному критерию, не означая экологической безопасности всей системы в целом, является необходимым ее **условием**.

Существующие сегодня методы оценки экологического риска (ОЭР) сводятся к оценке величины соотношения вероятность события × ущерб, которое ориентировано на экономические показатели. При этом в рамках экономических требований вводятся экологические разделы, не связанные с фундаментальными экологическими представлениями. Это, в частности, ведет к ущемлению важности оценки экологической составляющей в проектах освоения ресурсов морских акваторий. Среди нерешенных задач здесь учет пространственно-временной динамики изменения компонент экосистемы, на которую накладываются пространственно-распределенные воздействия стрессоров. Особенно актуальна задача расчета динамики ОЭР для такого региона как арктический шельф, характеризующийся повышенной чувствительностью и наиболее заметным откликом на климатические изменения по сравнению с другими регионами [Флинт, 2015; Flint et al., 2018].

В статье строится оригинальный метод оценки динамики экологического риска (ОДЭР), основанный на объединении динамических моделей экосистемы [Беляев, 1987; Беляев, Кондуфорова, 1990; Solovjova, 1999], оценок риска [Флейшман, 1982; Fleishman, 1982; Соловьева, 2021; Solovjova, 2019; 2021] с возможностью использования методологии БоД [Гвишиани и др., 2022; Захаров и др., 2021; Gvishiani et al., 2021; Майер-Шенбергер, Кукьер, 2014]. Этот метод, с приемлемой степенью обобщения, позволяет количественно оценить риски и допустимые вариации его значений на фоне естественной пространственно-временной динамики экосистем. Заметим, что метод не включает в себя экономические оценки, но позволяет выявить пути согласования экологических и экономических требований.

Результаты расчетов при использовании БоД, а не отдельных выборок, помогут создать облачные архивы исходной информации и прогнозов экологического риска, оконтурить опасные области в пространстве управляющих риском параметров и выработать рекомендации по соблюдению допустимых значений вероятности воздействий. Тем самым может быть сделан и вклад в повышение уровня безопасного освоения ресурсов шельфа Арктики.

Вместе с тем, результаты расчетов внутригодовых вариаций риска на фоне учета естественного хода основных компонент экосистем открывают возможность более эффективного согласования экологических и экономических требований, чем просто проверка превышения порогов, не являющихся функциями времени. Перераспределяя в течение года в соответствии с полученными расчетами финансовое обеспечение мероприятий в сфере экологической безопасности можно минимизировать затраты на ее поддержание.

БОЛЬШИЕ ДАННЫЕ В НАУЧНЫХ ДИСЦИПЛИНАХ О ЗЕМЛЕ

Переход количества накопленной информации в качество решения задач ее анализа сегодня называют феноменом "Больших Данных" (БоД) [Майер-Шенбергер, Кукьер, 2014]. В его результате данные, в некоторых условиях, становятся товаром, обретая экономическую и, даже, коммерческую ценность. Это, в свою очередь, дает возможность БоД изменить не только сущность собственно науки о данных, но и парадигму прикладных научных исследований в целом. Моделирующий анализ доступных ограниченных выборок информации с целью поиска причинности сменяется открытием явных и неожиданных трендов и корреляций в безбрежных пространствах всей совокупности исходных данных. Это изменение коренным образом отличает прежде всего теорию и практику науки о данных 21 века от ее прообраза в 19 и 20 столетиях.

Достаточным условием того, что некоторый набор объектов представляет собой БоД является критерий "трех V". Три V – это физический объем (Volume), скорость (Velocity) и разнообразие (Variety). Variety понимается не только как широкое разнообразие видов и типов данных, но и как возможность одновременной обработки структурированных, частично структурированных и неструктурированных данных. Все большую значимость сегодня обретает и четвертое свойство V' –



Рис. 1. Расширенный 3V критерий БоД.

Variability, заменяющих в ряде случаев Variety. V' определяется как изменения в скорости передачи, формате или структуре, семантике или качестве массива данных (рис. 1), направленное в сторону последовательного развития накапливаемого свойства разнообразия исходных данных. Одновременно, наличие высоких значений показателя V' — Variability характеризует способность данных приобрести с течением времени свойство V-Variaty, входящее в основную тройку характеристик достаточности БоД [Гвишиани и др., 2022; Gvishiani et al., 2021].

Сущность БоД неразрывно связана с масштабируемостью. Последняя означает способность системы, сети или процесса справляться с увеличением нагрузки и/или увеличивать свою производительность путем добавления аппаратных ресурсов. Система называется масштабируемой, если:

 она обладает возможностью наращивания дополнительных ресурсов без структурных изменений собственно системы;

2) она способна увеличивать свою производительность пропорционально дополнительным ресурсам.

Различают два вида масштабирования: вертикальное и горизонтальное. Вертикальное определяется увеличением производительности каждого компонента системы. Горизонтальное представляет собой добавление к системе дополнительных компонентов. В этом случае может потребоваться изменение программного обеспечения, используемого для работы с системой. При работе с БоД применяется горизонтальное масштабирование.

В первой половине 2000-х годов появилась базисная модель первоначальной обработки БоД MapReduce (Google). Ее целью является преобразование БоД в вид, позволяющий дальнейшее проведение их целевой обработки алгоритмами распознавания трендов, корреляций и получения другого рода знаний. Примером последнего служит и построенный в настоящей статье вероятностный алгоритм оценки экологического риска для морских экосистем.

Для использования MapReduce исходную информацию не нужно выстраивать в структурированную форму, пригодную для применения СУБД. Обработка БоД выполняется принципиально по-иному без соблюдения требований жесткой иерархии и однородности. При этом модель содержит в себе три стадии оперирования с исходными данными БоД: 1) Мар – применение необходимых "ключей" к исходным данным; 2) Shuffle – распределение центральным узлом частей обработки БоД с одинаковыми ключами по одним и тем же узлам компьютерного кластера; 3) Reduce – интеллектуальное соединение результатов обработки Shuffle в центральном узле кластера.

Основными источниками БоД в науках о Земле являются метеорологические исследования, дистанционное зондирование Земли (ДЗЗ), международная сеть экологических суперстанций SMEAR, а также сейсморазведка. Вклад в БоД осуществляют геология, разведка, разработка месторождений и сейсмология [Гвишиани, и др., 2022; Захаров и др., 2021].

Основные экологические информационные компоненты морской экосистемы включают в себя следующие блоки: гидротермодинамический (поля течений, температуры, солености, плотности), гидробиологический (фитопланктон, зоопланктон, макрофиты, нектон), гидрохимический (биоген-

ные элементы, взвешенное и растворенное органическое вещество), блок абиогенных компонент, блок расчета полей загрязняющих веществ. Соответственно, приведенный ниже на рис. 2 перечень типов данных морской экосистемы может, при достаточном развертывании наблюдений, также определять новый вид БоД в науках о Земле. Так ли это в конкретных реализациях решаемых задач – определяется путем количественных и качественных оценок определенных выше показателей 3V (см. рис. 1). При этом, в оценки могут быть включены и экономические исходные данные, дающие весомый вклад в величины значений 3V.

В случае успеха проверки условия 3V для исходных данных, методология обработки БоД, в частности модель Мар Reduce, может быть плодотворно использована на предварительном этапе процесса вероятностного моделирования и оценки экологических рисков для морских экосистем от воздействия со стороны стрессоров техногенного происхождения [Соловьева, 2021; Solovjova, 1999; 2019; 2021; Соловьева, Лобковский, 2019]. Это позволит рассчитать годовой ход экологического риска при освоении ресурсов морских акваторий на основе всей совокупности доступной информации БоД, а не только основываясь на искусственно подобранной выборке.

Вне сомнения масштабные наблюдения за морской экосистемой при освоении минеральносырьевых ресурсов морских акваторий сопряжены с генерацией и анализом больших объемов данных. Анализу будут подвергаться данные наблюдений за O₂, CO₂, CH₄, отдельными видами организмов, оптическими полями, акустическими полями, геологическими процессами. Это говорит о соответствии данных моделирования рисков морских экосистем критерию разнообразия БоД (Variety). Широко развернутая на акватории, высокоскоростная online сеть сбора, накопления, хранения и анализа большого объема разнообразных данных о морских экосистемах позволит сделать экологию моря новым важным источником БоД.

МОДЕЛИ РИСКА И МОДЕЛИ ДИНАМИКИ КОМПОНЕНТ ЭКОСИСТЕМЫ В СВЕТЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ БоД

Возможность плодотворного использование БоД в процессе моделирования экологических рисков для морских экосистем обусловлено следующими предпосылками. В рамках технологий БоД решаются задачи сбора, хранения, совместного использования, передачи, анализа и визуализации данных. При этом в их структуре данные должны обладать выраженным наличием признаков 3V [Гвишиани, 2022]. К заключительному этапу – целевому анализу данных – можно подойти, предварительно объединив моделирование и БоД в одной постановке задачи ОДЭР (рис. 2).

В этом случае БоД используется как входная информация в модель ОДЭР. На выходе модели рассчитанные оценки экологического риска и вероятности допустимых воздействий со стороны стрессоров, полученные на базе всей доступной совокупности исходных данных. При этом результат предоставляется пользователю в режиме диагноза.

Такой подход связан и с прогнозом динамики ЭР (после отладки метода в режиме диагноза) и соответственной ей динамики допустимых воздействий. Для этого в ОДЭР включается динамическая модель (рис. 2), с помощью которой рассчитывается прогноз временных вариаций состояния всех основных компонент экосистемы [Беляев, 1987; Беляев, Кондуфорова, 1990; Solovjova, 1999], а на основе полученных результатов рассчитывается ЭР [Флейшман, 1982; Fleishman, 1982; Соловьева, 2021; Solovjova, 1999; 2019; 2021; Соловьева, Лобковский, 2019].

В рамках одной статьи полное описание моделей затруднительно, поэтому приведем здесь лишь основные положения модели ОДЭР. Под экологическим риском у будем понимать вероятность гибели/повреждения рассматриваемой популяции или агрегированной компоненты экосистемы. Значение вероятности y = 1 соответствует гибели популяции, 0 < y < 1 – вероятность (или степень) повреждения популяции при действии техногенных стрессоров и естественных причин [Флейшман, 1982; Fleishman, 1982]. Детализация повреждений может затрагивать процессы различного уровня организации экосистемы, от макроуровня (деградация экосистемы, снижение видового разнообразия, снижение численности и т.п.) до микроуровня (физиологические, биохимические, клеточные аномалии). Настоящий этап моделирования не связан с такой детализашией.

Полная модель риска [Флейшман, 1982; Fleishman, 1982; Соловьева, 2021; Solovjova, 1999; 2019; 2021] основана на следующих положениях [Флейшман, 1982; Fleishman, 1982]. При нормальном режиме внутригодового функционирования экосистема шельфа может находиться в т состояниях, где m = 1, M. На экосистему действует L внешних негативных воздействий (климатические, естественного происхождения), где i = 1, L. Воздействие техногенных стрессоров для упрощения будем далее связывать с состоянием технической системы при штатных и аварийных режимах ее функционирования. Учтем для нее k состояний, где k = 1, K. Пусть y_i — риск от отдельного *i*-го воздействия; q_k – вероятность *k*-го состояния технической системы, а *p*_{*mk*} – условная



Рис. 2. Схема интеграции источников БоД в модели экологического риска для оценки допустимых воздействий.

вероятность *m*-го состояния экосистемы при *k*ом состоянии технической системы. Учтем риск согласно формуле полной вероятности [Флейшман, 1982; Fleishman, 1982]:

$$y_i = \sum_{k=1}^{K} q_k \sum_{m=1}^{M} p_{mk} y_{imk}, \ i = \overline{1, L},$$

где y_{imk} — условный риск от отдельного *i*-го фактора воздействия при состоянии технической системы и экосистемы *k* и *m* соответственно.

В предложенном методе на начальном этапе расчетов учитываются агрегированные пространственно осредненные компоненты экосистемы: фитопланктон, макрофиты, зоопланктон, нектон [Беляев, 1987; Беляев, Кондуфорова, 1990; Solovjova, 1999; 2019]. Естественная внутригодовая динамика биомасс составляющих экосистему компонент включает вспышки и спады. Максимальные значения численности для каждой т-й вспышки N_{max} и *m*-го спада N'_{max} ; $m = \overline{1, M}$, где M – количество периодов "вспышка–спад" в течение года, а также средние значения, полученные по данным натурных наблюдений (в перспективе БоД, включая данные дистанционного зондирования), являются входными данными для вероятностной модели риска. Значение М может меняться от года к году под воздействием естественных и антропогенных факторов.

В общем случае для 2*М* внутригодовых состояний популяции "вспышка–спад", при *К* внутригодовых состояниях технической системы (технологических режимов) принята оценка внутригодового риска в следующем виде [Fleishman, 1982; Solovjova, 1999; 2019]:

$$y_{k} \leq \sum_{k=1}^{K} q_{k} \sum_{m=1}^{M} p_{km} y_{km} =$$

$$= \sum_{k=1}^{K} q_{k} \sum_{m=1}^{M} (p_{am} y_{am} + p'_{am} y'_{am})_{k} = \sum_{k=1}^{K} q_{k} \overline{y_{a}},$$
(1)

где: q_k — вероятность антропогенного воздействия (может осуществляться со стороны технической системы или технологического процесса освоения ресурсов шельфа) в течение года; p_{mk} вероятность *m*-го состояния биосистемы при *k*-ом состоянии технической системы; y_k — вероятность риска биосистемы при *k*-ом состоянии технической системы; y_{mk} — вероятность риска биосистемы при *k*-ом состоянии техсистемы и *m*-ом состоянии биосистемы; p_{am} , y_{am} и p'_{am} , y'_{am} — вероятности пребывания биосистемы в *m*-м внутригодовом состоянии вспышки и спада и ее риск в них соответственно; y_a — естественный экологический риск в течение года независящий от *k*-го состояния технической системы; y_k — риск при действии

техногенных стрессоров. Введение в модель веро-

ятности y_a обосновано тем предположением, что во время естественных вспышек и спадов в биомассе/численности популяции риск для экоси-

стемы будет различным. Значения p_{am} и p'_{am} определяются относительной продолжительностью вспышек и спадов:

$$p_{am} = \frac{t_m}{t}; \quad \dot{p}_{am} = \frac{\dot{t}_m}{t}; \quad \sum_{m=1}^{M} (t_m + \dot{t}_m) = t;$$

$$\sum_{m=1}^{M} (p_m + \dot{p}_m) = 1; \quad \sum_{k=1}^{K} q_k = 1;$$
(2)

где t_m , t_m' и t – продолжительности вспышек, спадов и года соответственно в произвольных единицах измерения.

Концептуальное понимание связи между y_k и *Q* формализуется в следующем виде [Флейшман, 1982; Fleishman, 1982]:

$$Q = \begin{cases} 1, & \Pi p \mu \quad y_k \le y_d \\ \frac{y_d}{y_k}, & \Pi p \mu \quad y_d < y_k < 1, \\ y_d, & \Pi p \mu \quad y_k = 1 \end{cases}$$
(3)

где: y_k определяется оценкой (1); Q – предельно допустимая вероятность антропогенных воздействий на экологическую систему; y_d – предельно допустимый экологический риск при различных видах техногенной деятельности.

Обобщенные на случай J популяций соотношения модели позволяют определять допустимые значения вероятности воздействия стрессоров по отношению к *j*-ой популяции экосистемы [Fleishman, 1982]. Если существование всех J популяций нам одинаково дорого, тогда к надежности технических систем, воздействующих на экосистему, необходимо предъявлять требование допустимой годовой вероятности аварии Q, удовлетворяющей условию $Q = \min Q_j$. Ключевым моментом предлагаемого подхода является первичность оценок ЭР, а уже на основе полученных результатов расчет допустимой вероятности воздействий на экосистему Q [Fleishman, 1982; Solovjova, 1999; 2019], а не наоборот, как принято на практике.

Расчет динамики компонент экосистемы основывается на применении последовательностей моделей различного иерархического уровня [Беляев, 1987; Беляев, Кондуфорова, 1990; Solovjova, 2019]. На первом уровне учитываются отдельные процессы. Чаще всего они устанавливаются эмпирически. Для морских экосистем это выражения для законов гидротермодинамики, гидрооптики, закономерности химических реакций, фотосинтеза, роста биомассы организмов [Беляев, Кондуфорова, 1990]. Взаимодействие процессов представлено моделями второго уровня: гидротермодинамический блок, гидробиологический блок и гидрохимический блок. Целостное представление о состоянии морской экосистемы возможно только с помощью модели третьего уровня, которая объединяет модели второго уровня в замкнутую систему. Реальный объект описывается иерархической последовательностью моделей, описывающих реальную систему с возрастающей степенью приближения к ее свойствам [Беляев, 1987]. В модели учитываются агрегированные пространственно осредненные компоненты морской экосистемы: фито-, зоопланктона, биогенных элементов, взвешенного и растворенного органического вещества, нектона. Пространственно неоднородный вариант модели представляет собой систему дифференциальных уравнений в частных производных и описывает формирование полей указанных выше компонент [Беляев, Кондуфорова, 1990]. Точность и подробность полученных результатов будет зависеть от объема, скорости и разнообразия привлеченных БоД. В частности, это относится к использованию данных дистанционного зондирования океана. Связь межу компонентами экосистемы, ответственными за формирование сигнала восходящего излучения, и оптическими характеристиками водного слоя (коэффициентами поглощения, рассеяния назад, диффузного отражения), учтенная в динамической модели [Беляев, Кондуфорова, 1990], позволяет калибровать модель по данным дистанционных наблюдений [Лобковский, Соловьева, 2008].

Результаты расчета динамики компонент экосистемы вместе с данными наблюдений являются входными данными для модели риска. Реализация модели динамики связана с ее настройкой и параметризацией для каждой конкретной экосистемы, что было реализовано для акваторий различных широт [Соловьева, Лобковский, 2019; Solovjova, 2019; 2021].

В качестве примера в настоящей статье приведены предварительные результаты расчета ОЭР по нескольким сценариям [Solovjova, 2021] при варьировании вероятностей воздействия и у_d для высокопродуктивных экосистем арктического шельфа (рис. 3, рис. 4). В сценариях использовались данные наблюдений биомассы/численности фитопланктона [Флинт, 2015; Flint et al., 2018], которые предполагается расширить до БоД для всех основных компонент морских экосистем арктического шельфа. Заметим, что грубость предварительных ОЭР не снижает их ценность, особенно, в случае необходимости прогноза общего характера: что в принципе может произойти с экосистемой при изменении воздействий со стороны стрессоров. Такой кластер оценок в ОД-ЭР назван экоскриниговыми оценками риска [Fleishman, 1982]. Полученные результаты (рис. 3, рис. 4) при различных значениях вероятности

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022



Рис. 3. Годовые вариации допустимой вероятности воздействий для высокопродуктивной экосистемы арктического шельфа [Лобковский, Соловьева, 2019; Solovjova, 2021].

воздействия со стороны техногенных стрессоров q_k и варьировании y_d позволили сделать вывод о допустимых воздействиях на экосистемы высокой и низкой продуктивности, характерных для арктического региона.

Недопустимость снижения требований по экологической безопасности для низкопродуктивных морских экосистем была выявлена уже на этапе экоскрининговых оценок [Лобковский, Соловьева, 2019; Solovjova, 2019].

Актуальность экоскринига обусловлена спецификой задач экологической безопасности, которая состоит в несимметричности требований к исключению ошибок 1-го и 2-го рода [Fleishman, 1982]. Если имеет место ошибка 1-го рода, т.е. безопасная ситуация принята за ситуацию, представляющую угрозу безопасности экосистемы, то излишняя перестраховка, связанная с ложной тревогой, не так опасна (хотя влечет за собой необоснованные затраты), как ошибка 2-го рода, когда опасная ситуация скрыта внешним благополучием [Fleishman, 1982]. Полученные результаты выявляют области I и II (рис.4) возможного возникновения ошибок 1-го и 2-го рода.

Повышение точности y_k и Q связано с применением БоД, что позволит перейти от экоскрининговых оценок к временной динамике ОЭР, пространственно распределенным ОЭР и картированию ЭР для акваторий морских систем различных широт. Связь между ЭР и допустимой вероятностью антропогенного воздействия актуализирует ценность ОДЭР в условиях аварий и штатных режимов эксплуатации технических си-



Рис. 4. Зависимость допустимой вероятности воздействий от экологического риска при различных сочетаниях q_k и y_d для высокопродуктивной экосистемы арктического шельфа.

стем, участвующих в процессах освоения ресурсов морских систем.

ДИСКУССИЯ

Потенциальные источники возможного создания БоД морских экосистем во многом уже подготовлены функционирующими сетями мониторинга. Вместе с тем. предложенный подход поможет избежать недостаточности натурных наблюдений и других подобных трудностей в оценке состояния экосистем при проведении мониторинга. Отметим, при этом, что уже сегодня существующие методы экологического мониторинга при разведке, освоении и эксплуатации морских месторождений не только широко применяются, но и входят в обязанности нефтегазодобывающих компаний [Положение..., 2001]. Содержание экологического мониторинга заключается в контроле состояния морской среды по физическим, химическим и биологическим параметрам с целью выявления основных источников и определения уровня загрязнения, с дальнейшим осуществлением регламентации основных природоохранных мероприятий.

Источники получения данных о состоянии морских экосистем в условиях разработки углеводородных ресурсов, подготовлены хорошо развитым направлением многоуровневого экологического мониторинга [Лобковский и др., 2012], включая мониторинг на нефтедобывающих платформах и донных станциях [Лобковский и др., 2012; Лобковский, Ковачев, 2010]. Информация о ключевых параметрах морской среды поступает в центр данных как в режиме реального времени, так и с определенной периодичностью от подсистем гидрометеорологического, геодинамического и спутникового мониторинга [Лобковский и др., 2012; Лобковский, Ковачев, 2010].

Данные автоматических гидрометеорологических станций поступают от датчиков температуры воздуха, скорости и направления ветра, атмосферного давления, влажности, осадков, облачности [Лобковский и др., 2012]. Автоматический профилирующий комплекс "Аквазонд" позволяет получать непрерывные вертикальные профили параметров морской среды и биоты [Лобковский и др., 2012]. Акустические доплеровские измерительные системы и классические мареографы дают данные о течениях и волнении [Лобковский и др., 2012].

Подсистема мониторинга обнаружения нефтяных загрязнений, включающая лидарную и радиолокационную системы, дает данные об утечках нефти и толщине нефтяного слоя [Лобковский и др., 2012]. А спутниковый мониторинг позволяет обнаружить нефтяные пятна и их источники на большой акватории и оценить скорость и направление их перемещения. Системы
геодинамического мониторинга, основанные на сети донных сейсмографов, позволяют получить информацию о процессах начала разрушения твердой среды, окружающей куст скважин и микроземлетрясениях [Лобковский, Ковачев, 2010]. Эти системы предназначены для обнаружения техногенных землетрясений в широком диапазоне магнитуд, обусловленных перераспределением пластового давления в процессе разработки полезных ископаемых на шельфе, а также для выявления скоростных аномалий геосреды [Лобковский, Ковачев, 2010]. Система десятков донных станций применяемых ОАО "ЛУКОЙЛ" позволяет получать гидролого-гидрохимические данные о температуре, солености, рН среды, растворенном кислороде, органическом веществе в поверхностном слое донных отложений, содержании нефтяных углеводородов и тяжелых металлов. С определенной периодичностью поступают данные о биомассе, численности, видовом составе, плотности распределения гидробионтов, включая фито-, зоопланктон, бентос, перифитон, представителей ихтиофауны. Все это создает реальные предпосылки для создания БоД, описывающие в текущем времени экосистемы Каспийского моря.

Данные различных подсистем мониторинга, включающие данные о компонентах экосистемы и о стрессорах техногенного и естественного происхождения, относятся к параметрам, быстро меняющимся в водном слое. Эта часть данных удовлетворяет требованиям 3V, характерных для БоД. Соответственно, на первом этапе расчетов экологического риска предпочтительнее использовать технологии обработки БоД, реализующие модель Map Reduce.

Отметим, что для гидротермодинамического блока модели экосистемы потребуются данные о направлении и скорости приповерхностного ветра, направление и скорости течений на различных горизонтах водного слоя, температуры, солености, плотности воды. Также важны данные об объемах стоков рек в исследуемую акваторию, содержании и изменении в них биогенных элементов и загрязняющих веществ.

Для гидробиологического блока важными становятся непрерывные данные дистанционного зондирования гидродинамических, оптических характеристик водного слоя и содержания хлорофилла *а*. Блок загрязнений требует данных о типах загрязнителей, частоты и объемов сбросов, поступающих в морскую акваторию. При этом необходимо привлекать данные о токсичности всех типов загрязняющих веществ и синергетическом эффекте их взаимодействия. Для блока абиогенных компонент необходимы данные об источниках терригенной примеси, фракциях и влиянии на оптические свойства водного слоя.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

Оценки влияния геодинамических процессов на состояние морской экосистемы требуют данных, непрерывной фиксации сейсмической активности в районе разработки минеральных ресурсов шельфа. Заметим, что требования нормативов для параметров, относящихся к отдельным группам знаний, должны выполняться, как необходимое условие соблюдения безопасного освоения ресурсов морских систем.

Для оценки ЭР данные о стрессорах техногенного происхождения должны включать все возможные режимы, степени, частоты и времена воздействий со стороны технических систем и технологических процессов хозяйственной деятельности человека в акватории исследуемой морской экосистемы. Например, для прогноза экологического риска при разработках углеводородных ресурсов на шельфе, необходимы данные о заложенных рисках аварий на скважинах, платформах, танкерах, в системах хранения нефти [Патин, 2017; Журавель, 2013; Liling et al., 2017]. Непрерывная регистрация данных о штатном режиме эксплуатации технического оборудования и сопряжение с данными о динамике состояния экосистемы позволит рассчитать пространственно-временную динамику экологического риска.

Трудности при анализе состояния экосистем исключительно методами мониторинга связаны с невозможностью четко разделить причины, повлекшие изменения состояния экосистем. Методы мониторинга позволяют обнаружить изменения в экосистеме, причем уже после их осуществления, но не дают ответ на вопрос о вкладе антропогенной и естественной составляющей в отдельности. Ограниченность применения методов мониторинга связана также с тем, что измеряемые параметры нормируются в рамках своих сфер знаний без учета кумулятивного эффекта. Так, концентрации загрязняющих веществ ограничены нормами ПДК, геодинамические параметры нормируются соответствующими диапазонами допустимых величин и т.п. в каждой облазнаний. Для кумулятивных эффектов сти разнородных воздействий, их наложения на естественную динамику компонент экосистемы и возникающих последствий не существует регламентов. Создается ситуация, когда соблюдение норм в каждой области в отдельности не обеспечивает экологической безопасности в целом. Последствия совокупного действия стрессоров различной природы предлагается оценивать методом расчета динамики экологического риска (ОДЭР) с учетом БоД. В методе используется интегральная величина экологического риска, позволяющая учесть все возможные стрессоры антропогенного и естественного происхождения, их сочетания и сопряжения с пространственновременными вариациями компонент экосистемы. Управление риском при неблагоприятном прогнозе может осуществляться за счет антропогенной составляющей.

Необходимость привлекать технологию БоД к предварительной обработке информации для оценки риска обусловлена не только большим объемом необходимых данных различного генезиса, но и скоростью поступления и обработки этих данных. Последнее связано с необходимостью быстрого перебора всех возможных сочетаний стрессоров различной природы с большим количеством параметров (часть которых претерпевает быстрые изменения), наложение их воздействий на пространственно-временную естественную динамику экосистемы в режиме практически реального времени с целью выявления опасных ситуаций или приближения к области опасности, т.е. повышенного риска.

Применение БоД в экологии [Mirtl et al., 2019; Soranno, Schimel, 2014] и экологических моделях [Kress, 2019] становятся все более широким. Примеры этого связаны с концепцией умных или интеллектуально устойчивых городов [Bekkar et al., 2021; Bibri, 2019], с прогнозированием загрязнений атмосферы, обусловленного факторами различной природы и имеющего негативные последствия для здоровья человека [Bekkar et al., 2021], с применением устройств с большим объемом непрерывно генерируемых данных [Li et al., 2017]. В нашем случае, сопряжение технологии БоД с вероятностным моделированием рисков для морских экосистем позволит повысить эффективность мероприятий по безопасному освоению ресурсов морских акваторий.

выводы

Предложенный метод позволяет получить экологически значимый продукт для оценки динамики ЭР и допустимых воздействий со стороны стрессоров техногенного и естественного происхождения. Прогноз ЭР может быть проведен по всем вариациям значимых переменных и параметров состояния экосистемы под воздействием стрессоров. Учет внутригодовой динамики экосистемы и наложение на нее воздействия стрессоров позволит выделить особо опасные области пространства параметров моделей и количественно оценить вероятность допустимых воздействий.

Предложенный метод ОДЭР не противоречит известному подходу к ОЭР, включающему оценку ущерба, которая может проводиться после оценок динамики экологического риска. Такая последовательность устраняет недостаточность соотношения *вероятность события* × *ущерб* при оценках риска экосистем, состояние которых испытывает естественные временные вариации в течение года. В междисциплинарном смысле предложенный подход помогает избежать ошибок 1-го и 2-го рода и согласовать экологические и экономические требования к безопасному освоению ресурсов морских экосистем. Полученная по модели внутригодовая динамика ЭР позволит перераспределить финансовые затраты на экологическую безопасность в течение года так, чтобы снизить риски в опасные периоды и устранить перерасход средств в относительно безопасное время. Другими словами, открывается возможность управления риском и минимизации затрат на экологическую безопасность.

Включение в расчет блока исходных данных уровня БоД может открыть новые возможности модели при поиске принципиально иных, возможно неожиданных, трендов и корреляций. Это поможет распознать в полях информации о данной морской экосистеме следы неисследованных ранее явлений и закономерностей.

Использование БоД как информационной основы исследования может иметь для рассматриваемой экологической проблемы и так называемый "шахматный эффект БоД" [Майер-Шенбергер, Кукьер, 2014]. Он состоит в том, что с трудом побеждающие средних игроков шахматные компьютерные программы, созданные в 80е годы 20 века, заиграли в наше время на уровне гроссмейстеров. Это произошло, когда в 10-е годы 21 века программы стали обучаться на БоД шахматных историй. Алгоритмические структуры программ при этом мало изменились. Иными словами, переход от обычных исходных данных к БоД для получения искомого результата может оказаться важнее, чем многошаговое совершенствование алгоритма.

Отметим, в заключение, что главная трудность в реализации предложенного синтеза технологий БоД и моделей экологического риска есть именно накопление приемлемых БоД исходной информации по рассматриваемой морской экосистеме.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания по теме № 0128-2021-0004 Института океанологии имени П.П. Ширшова РАН и в рамках темы FMWG-2022-0007 "Структурирование, визуализация, анализ и распространение геофизических данных" государственного задания ГЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Беляев В.И. Моделирование морских систем. Киев: Наук. думка. 1987. 203 с.

Беляев В.И. Кондуфорова Н.В. Математическое моделирование экологических систем шельфа. Киев: Наук. думка. 1990. 240 с. Вялышев А.И., Добров В.М., Стоянов В.В., Пантелеев В.А., Сегаль М.Д. Автономная донная станция оперативного контроля как элемент комплексной системы мониторинга и контроля радиационного и химического загрязнения арктических морей // Арктика: экология и эконимика. 2016. № 2(22). С. 64–71

Гвишиани А.Д., Добровольский М.Н., Дзеранов Б.В., Дзебоев Б.А. Большие Данные в геофизике и других науках о Земле // Физика Земли. 2022. № 1. С. 3–34. https://doi.org/10.31857/S0002333722010033

Данилов-Данильян В.И., Розенталь О.М. Методология экологического нормирования природных вод // Докл. РАН. Науки о Земле. 2021. Т. 500. № 2. С. 223–228.

Журавель В.И. Аварийность на морских скважинах. Современное состояние количественной оценки рисков возможных выбросов / В.И. Журавель, И.В. Журавель // Oil and Gas Journal Russia. 2013. № 12.

Захаров В.Н., Гвишиани А.Д., Вайсберг Л.А., Дзеранов Б.В. Большие данные и устойчивое функционирование горнотехнических систем // Горный журн. 2021. № 11. С. 45–52.

https://doi.org/10.17580/gzh.2021.11.06

Лобковский Л.И. Сейсмогенно-тригерная гипотеза усиления эмиссии метана и изменения климата в Арктике // Земля и Вселенная. 2020. № 6. С. 27–36.

Лобковский Л.И., Зацепин А., Ковачев С.А., Копелевич О.В., Островский А., Флинт М.В., Монахов С.К. Технология многоуровневого экологического мониторинга в целях информационного обеспечения безопасности морской добычи нефти и газа // Технологии ТЭК. ИД "Нефть и капитал". 2012.

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.

Лобковский Л.И., Соловьева Н.В. Моделирование годового и спектрального хода гидрооптических характеристик на основе модели экосистемы шельфа и дистанционных наблюдений // Океанология. 2008. Т. 48. № 2. С. 307–318.

Майер-Шенбергер В., Кукьер К. Большие данные. Революция, которая изменит то, как мы живем, работаем и мыслим. М.: Манн, Иванов и Фербер. 2014. 240 с.

Патин С.А. Нефть и экология континентального шельфа: в 2-х т. 2-е изд. т. 1: Морской нефтегазовый комплекс: состояние, перспективы, факторы воздействия. М.: изд-во ВНИРО. 2017. 326 с.

Положение о порядке осуществления Государственного мониторинга состояния недр Российской Федерации. Министерство природных ресурсов РФ. 21.05.2001. https://normativ.kontur.ru/document?moduleId=1&doc-umentId=45864

Соловьева Н.В. Метод модельных оценок экологического риска для экосистем Арктического шельфа различной продуктивности // Океанология. 2021. Т. 61. № 2. С. 1–13.

https://doi.org/10.31857/S0030157421020179

Соловьева Н.В., Лобковский Л.И. Метод оценки экологического риска при освоении ресурсов Арктического шельфа // Арктика: экология и экономика. 2019. № 1(33). C. 50–60. https://doi.org/10.25283/2223-4594-2019-1-50-60

Флейшман Б.С. Основы системологии. М.: Радио и связь. 1982. 368 с.

Флинт М.В. Биоресурсы Арктических морей России: изменения под воздействием климата и факторов антропогенной природы, экосистемные основы охраны. Научно-технические проблемы освоения Арктики. М.: Наука. 2015. С.55-71.

Bekkar A., Hssina B., Douzi S. et al. Air-pollution prediction in smart city, deep learning approach // J. Big Data. 2021. № 8. P. 161. https://doi.org/10.1186/s40537-021-00548-1

Bibri S.E. On the sustainability of smart and smarter cities in the era of big data: an interdisciplinary and transdisciplinary literature review // J. Big Data. 2019. № 6. 25. https://doi.org/10.1186/s40537-019-0182-7

Fleishman B.S. Stochastic theory of ecological interactions // Ecol. Modelling. 1982. V. 17(2). P. 65–73.

Flint M.V., Poyarkov S.G., Rymsky-Korsakov, N.A. Ecosystems of the Siberian Arctic Seas-2017 (Cruise 69 of the R/V Akademik Mstislav Keldysh) // Oceanology. 2018. V. 58. P. 315–318. (Engl. Transl.). https://doi.org/10.1134/S0001437018020042

Gvishiani A., Dobrovolsky M., Rybkina A. Big Data and FAIR Data for Data Science / Roberts F.S., Sheremet I.A. (eds.). Resilience in the Digital Age. Lecture Notes in Computer Science. 2021. V. 12660. Chapter 6. Springer, Cham.

https://doi.org/10.1007/978-3-030-70370-7_6

Kress M.M. Big Data for Ecological Models // Encyclopedia of Ecology. 2019. P. 11–20. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-409548-9.10557-3

Li L., Danner T., Eickholt J., McCann E., Pangle K., Johnson N. A distributed pipeline for DIDSON data processing. 2017 IEEE International Conference on Big Data (Big Data). 2017.

https://doi.org/10.1109/BigData.2017.8258458

Mirtl M., Borer E.T. et al. Genesis, goals and achievements of Long-Term Ecological Research at the global scale: A critical review of ILTER and future directions // Science of The Total Environment. 2018. V. 626. P. 1439–1462.

Solovjova N.V. Synthesis of ecosystemic and ecoscreening modelling in solving problems of ecological safety // Ecol. Modelling, 1999. V. 124. P. 1-10.

Solovjova N.V. Ecological risk modelling in developing resources of ecosystems characterized by varying vulnerability level // Ecological Modelling. 2019. V. 406. P. 60–72.

Solovjova N.V. Ecological risk simulation assessment in marine ecosystems of the Arctic shelf // Marine Pollution Bulletin. 2021. V. 169.

Soranno P.A., Schimel D.S. Macrosystems ecology: big data, big ecology // Frontiers in Ecology and the Environment. 2014. № 1. P. 3. https://doi.org/10.1890/1540-9295-12.1.3

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

Prospects for Synthesizing Ecological Risk Models and Big Data Technologies for Marine Ecosystems

A. D. Gvishiani^{a, b, *}, L. I. Lobkovsky^{c, **}, and N. V. Solovjova^{c, ***}

^aGeophysical Center, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia ^bSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia ^cShirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia ^{*}e-mail: adg@gcras.ru ^{**}e-mail: llobkovsky@ocean.ru ^{***}e-mail: soloceanic@vandex.ru

A possible approach combining ecological risk models, on the one hand, and Big Data theory and practice, on the other hand, is proposed. The model calculates annual variation of ecological risk in marine resource management. The preliminary results obtained for a highly productive ecosystem of the Arctic shelf allowed us to calculate intra-annual variations of the tolerance probability of the impact from anthropogenic stressors. The proposed approach refines the risk assessments for the processes of different origin.

Keywords: Big Data, modeling, ecological risk assessment, probability of tolerable impacts, marine ecosystems, shelf

УДК 539.219.2

О МЕТОДЕ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ МАССИВА ГОРНЫХ ПОРОД ПО ДАННЫМ О ЕСТЕСТВЕННОЙ ТРЕЩИНОВАТОСТИ

© 2022 г. Н. В. Дубиня^{1, 2, *}, С. А. Тихоцкий^{1, 2, **}

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г. Долгопрудный, Россия ²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия *E-mail: dubinya.nv@gmail.com **E-mail: sat@ifz.ru Поступила в редакцию 27.12.2021 г. После доработки 02.02.2022 г. Принята к публикации 16.02.2022 г.

В работе рассмотрена задача реконструкции напряженного состояния массива горных пород на основании данных об их естественной трещиноватости. Рассмотрена частная задача восстановления профилей напряжений вдоль ствола скважины по данным о пространственных ориентациях и активности естественных трещин сдвига в породах околоскважинной зон. Развитый в предшествующих работах авторов подход к оценке тектонических напряжений по этим данным рассмотрен с точки зрения особенностей решения обратной задачи. Поставлена задача оптимизации, решаемая в ходе процедуры реконструкции напряженного состояния, и рассмотрены различные методы ее решения. Предложены четыре различных подхода к определению меры соответствия (близости) между наблюдаемыми и модельными характеристиками трещин (далее – мера соответствия), которые могут быть использованы для реконструкции напряжений по данным о трещинах пород околоскважинной зоны. Проведен сравнительный анализ того, как определение меры соответствия влияет на решение обратной задачи. Для этого рассмотрена синтетическая модель трещиноватости, поставлена и решена задача оценки напряженного состояния массива на синтетической модели с использованием различных мер соответствия. Продемонстрировано, что различные определения меры соответствия, использующиеся на практике при реконструкции напряжений по данным о естественной трещиноватости, отличаются между собой как в отношении наличия смещения получаемого решения относительного истинных параметров модели, так и в отношении единственности решения и его устойчивости решения по отношению к зашумлению исходных данных. Сделаны выводы об оптимальности использования тех или иных определений меры соответствия при решении обратной задачи в зависимости от того, какие данные могут быть использованы для анализа естественной трещиноватости.

Ключевые слова: напряженное состояние, естественная трещиноватость, геомеханика месторождений, тектонические напряжения.

DOI: 10.31857/S0002333722040020

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение напряженно-деформированного состояния верхних слоев земной коры остается актуальной, практически значимой задачей. Напряжения и деформации, действующие в горных породах на глубинах до 10 км, должны быть исследованы для того, чтобы решать ряд задач, связанных со строительством, освоением и разработкой месторождений твердых полезных ископаемых и углеводородов.

Среди источников информации о напряженном состоянии верхних слоев земной коры можно выделить скважинные данные. На данный момент существуют различные методы восстановления профилей напряжений по данным геофизических исследований скважин, лабораторных экспериментов и сейсмическим данным (обзор таких методов можно найти в работах [Ljunggren et al., 2003; Dubinya, 2019а]). К наиболее часто используемым методам реконструкции напряжений можно отнести анализ вывалов и трещин растяжения, образующихся при бурении [Zoback et al., 1986; 2003], а также прямые методы измерения минимального горизонтального напряжения, выполняемые при анализе гидроразрыва пласта и тестов на приемистость [Gaarenstroom et al.,

1993]. Эти подходы в целом можно отнести к стандартам, использующимся в индустрии добычи нефти и газа [Raaen et al., 2006; Zohreh et al., 2014], однако эти методы обладают рядом ограничений. Помимо практических приложений, развитие методов скважинных оценок напряженного состояния верхних слоев земной коры имеет и фундаментальное значение: согласно современным оценкам [Heidbach et al., 2016], около 15% данных о направлениях действия главных напряжений, имеющихся в мировой карте напряжений World Stress Map, получены по результатам интерпретации данных геофизических исследований скважин. Большая часть этих данных получена именно по данным о вывалах и трещинах растяжения [Zhang, 2013].

Тем не менее, развиваются и альтернативные методы оценки напряженного состояния пород околоскважинной зоны на основании скважинных данных. К таким методам можно отнести: анализ распространения сдвиговых упругих волн в породах со значительной наведенной анизотропией, вызванной сильным различием величин главных напряжений [Sinha et al., 2008; Pistre et al., 2009]; анализ сброшенных деформаций на образцах горных пород [Funato, Chen, 2005; Ito et al., 2013; 2018]; анализ естественной трещиноватости [Ito et al., 2002; Dubinya, Ezhov, 2017].

В основе методов последней группы лежит связь между напряженным состоянием трещиноватых пород околоскважинной зоны и гидравлической проницаемостью естественных трещин. Существует значительное количество исследований, устанавливающих наличие связи между проницаемостью трещиноватой среды и ее текущим напряженно-деформированным состоянием [Sayers, 1990; Barton et al., 1995; Aguilera, 1995; Hickman et al., 1997; Ito, Zoback, 2000; Townend, Zoback, 2000; Rogers, 2002; Rutqvist, Stephansson, 2003; Laubach et al., 2004; Min et al., 2004; Neuman, 2005; Zhang et al., 2007; Agosta et al., 2010; Davidson et al., 2012; Barton et al., 2013; Latham et al., 2013; Kissling et al., 2015]. Некоторые из этих исследований [Barton et al., 1995; Hickman et al., 1997; Ito, Zoback, 2000; Townend, Zoback, 2000; Rogers, 2002; Laubach et al., 2004; Zhang et al., 2007] сфокусированы на флюидопроводимости естественных сдвиговых трещин, находящихся в критическом напряженном состоянии. Согласно концепции критически напряженных трещин, соотношение между нормальным и касательным напряжениями. лействующими на поверхности трещины, определяет ее способность проводить флюид: если отношение сдвигового напряжения к нормальному достаточно велико, чтобы допустить скольжение берегов трещины, предполагается, что эта трещина способна служить каналом фильтрации. Трещины с низким отношением сдвигового напряжения к нормальному относятся к нефлюидопроводящим. Изначально эта концепция была предложена на основании детального анализа данных геофизических исследований скважин, расположенных на определенном объекте [Barton et al., 1995]. В дальнейшем наличие связи между флюидопроводящими и критически напряженными трещинами было экспериментально проверено в других областях [Hickman et al., 1997; Ito, Zoback, 2000; Townend, Zoback, 2000], а также подтверждено результатами численного моделирования [Zhang et al., 2007; Barton et al., 2013]. Тем не менее, следует отметить, что критически напряженные сдвиговые трещины могут давать меньший вклад в проницаемость породы по сравнению с трещинами нормального раскрытия [Ligtenberg, 2005], что также подтверждается экспериментальными наблюдениями [Wilbur, Amadei, 1990]. Кроме того, критически напряженные трещины могут оказаться неспособными проводить флюид из-за определенных геологических факторов [Fisher, Knipe, 1998], особенностей истории изменения температуры и напряженного состояния среды [Fisher, Knipe, 2003; Sathar et al., 2012].

На практике концепция критически напряженных трещин используется для предсказания зон повышенной проницаемости при разработке месторождений углеводородов. Результаты геомеханического моделирования могут быть использованы для определения текущего напряженного состояния пород, слагающих месторождение, благодаря чему появляется возможность расчета возможных пространственных ориентаций критически напряженных и, соответственно, флюидопроводящих трещин [Dubinya et al., 2018]. Эти результаты могут быть напрямую использованы для повышения эффективности разработки месторождений, характеризующихся значительным вкладом естественной трещиноватости в фильтрационно-емкостные свойства.

Прогноз количества и пространственных ориентаций критически напряженных трещин для заданного тензора напряжений можно рассматривать как прямую задачу. Может быть сформулирована и обратная задача оценки напряженного состояния по известным данным о критически напряженных трещинах. Такой анализ был предложен в работе [Ito et al., 2002] применительно к задаче реконструкции профилей напряжений вдоль траектории скважины. В этой работе был сформулирован алгоритм решения поставленной обратной задачи: данные геофизических исследований скважин о естественных трещинах в окрестности скважины были использованы для определения того, какие трещины являются флюидопроводящими, а какие – нет. Далее профили напряжений вдоль скважины варьировались, благодаря чему было получено множество классификаций трещин по признаку критического напряженного состояния. Профили напряжений, приводящие к наилучшему соответствию между своей классификацией трещин по признаку критического напряженного состояния и классификацией трещин по признаку флюидопроводимости, полученной по результатам интерпретации геофизических исследований скважин, рассматривались в качестве решения поставленной обратной задачи.

Данная работа посвящена развитию этого подхода. Ясно, что задача реконструкции профилей напряжений по данным о трешиноватости является обратной задачей, при решении которой возникает задача оптимизации, сводящаяся к поиску упомянутого наилучшего соответствия. Решение этой оптимизационной задачи может быть получено с помощью различных методов. При этом ключевым является вопрос выбора меры соответствия (близости) между наблюдаемыми и модельными характеристиками трещин, т.е. целевой функции, подлежащей оптимизации (далее – мера соответствия). В отличие от обратных задач потенциальных полей, в данном случае характеристики трещин имеют либо бинарный (проводящая – не проводящая), либо безразмерный тип и существенно нелинейным образом зависят от параметров напряженного состояния среды. Поэтому использование в качестве меры соответствия традиционных метрик типа эвклидовой невозможно.

В работе рассматриваются четыре различные меры соответствия. Выбор мер соответствия диктуется эмпирическими и практическими соображениями, а получаемая в результате оптимизации целевой функции оценка (т.е., решение обратной задачи) может быть смещенной, т.е. отличаться от истинных значений оцениваемых параметров напряженного состояния. Исследование смещения оценки, получаемой с использованием различных мер соответствия, является одной из целей настоящей работы. Целями исследования также являются выяснение единственности и устойчивости решения и изучение поведения целевой функции в зависимости от принятой меры соответствия.

2. АЛГОРИТМ РЕКОНСТРУКЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ ПО ДАННЫМ О ТРЕШИНОВАТОСТИ

2.1. Концепция критически напряженных трещин

Концепция критически напряженных трещин была предложена в работе [Barton et al., 1995] и активно использовалась во многих исследованиях, связанных с анализом естественной трещиноватости, в частности, при решении задач реконструкции напряжений. Согласно данной концепции, критически напряженной считается есте-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

ственная трещина сдвига, на поверхности которой действует нормальное σ_n и сдвиговое (касательное) напряжение τ_n , если выполняется следующее условие:

$$\tau_n \ge \mu \sigma_n, \tag{1}$$

где μ — коэффициент внутреннего трения породы, содержащей трещину. Коэффициент трения также может быть представлен как тангенс угла внутреннего трения породы φ : μ = tg φ . В рамках используемого подхода каждая трещина рассматривается как элементарная площадка, пространственная ориентация которой определяется компонентами вектора нормали к ней **n**.

Нормальное и касательное напряжения, действующие на плоскости трещины, могут быть определены, если известна пространственная ориентация нормального вектора n, а также величины и направления главных напряжений элементарного объема среды, в которой присутствует трещина. Здесь и далее главные напряжения σ₁, σ₂ и σ₃ будут считаться положительными, если они являются сжимающими. Будет использовано геомеханическое соглашение о нумерации главных напряжений: $\sigma_1 \ge \sigma_2 \ge \sigma_3$. Также здесь и далее будет рассматриваться модель пороупругости, в рамках которой все напряжения будут рассматриваться как эффективные, то есть равные полным напряжениям за вычетом давления насыщающего породу флюида, корректным образом домноженного на соответствующие коэффициенты тензора пороупругости Био. Величины напряжений, действующих на плоскости трещины, в такой постановке будут определяться как [Jaeger et al., 2007]:

$$\sigma_n = \sigma_1 l^2 + \sigma_2 m^2 + \sigma_3 n^2, \qquad (2)$$

$$\tau_n^2 = (\sigma_1 - \sigma_2)^2 l^2 m^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 l^2 n^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 m^2 n^2,$$
(3)

где *l*, *m* и *n* – косинусы углов между нормалью к трещине и направлениями действия главных напряжений σ_1 , σ_2 и σ_3 соответственно.

Подстановка выражений (2) и (3) в критерий (1) позволяет определить, является ли трещина известной пространственной ориентации критически напряженной для заданного напряженного состояния. Может быть рассмотрена и обратная задача: если с помощью какого-либо метода установлено, что трещина известной пространственной ориентации является критически напряженной, то ставится вопрос, можно ли на основании этой информации определить напряженное состояние среды? Данная работа посвящена развитию подходов, использующихся для ответа на этот вопрос.

Концепция критически напряженных трещин оказывается удобной для рассмотрения поставленной задачи. В работе [Barton et al., 1995], а также в других работах, указанных во введении, было продемонстрировано, что критически напряженные трещины часто оказываются связанными с флюидопроводящими. Было установлено следующее эмпирическое правило: если для некоторой трещины условие (1) выполняется, то эта трещина будет являться флюидопроводящей при текущих напряжениях. Несмотря на то, что такое правило может быть нарушено из-за особенностей истории изменения состояния среды и ее строения, статистическая связь между критически напряженными и флюидопроводящими трещинами наблюдается для различных регионов. Все представленные далее результаты справедливы тогда, когда критически напряженные трещины являются флюидопроводящими.

Важность этого условия определяется тем, что флюидопроводимость трещин пород околоскважинного пространства, в отличие от их напряженного состояния, может быть определена с помощью методов геофизических исследований скважин [Silva et al., 2003]. В связи с этим можно говорить о том, что существуют методы независимой оценки того, какие трещины являются критически напряженными, а какие нет, благодаря чему могут быть получены данные, необходимые для решения обратной задачи реконструкции напряженного состояния горных пород по данным об их естественной трещиноватости.

2.2. Постановка обратной задачи

Оригинальное решение обратной задачи реконструкции профилей напряжений на основании скважинных исследований трещиноватости было предложено в работе [Ito et al., 2002] в форме поэтапного алгоритма:

I. Рассматриваемый интервал глубин, на котором присутствует информация о естественных трещинах, разбивается на множество интервалов, в каждом из которых присутствует одна трещина.

II. Каждый выделенный интервал глубин характеризуется определенным индексом аномальности, отражающим степень аномальности в данных геофизических исследований скважин, полученных на этом интервале. Аномальность определяется как локальный минимум или максимум в значении того или иного измеряемого геофизического параметра, с амплитудой, превышающей уровень шума. При этом рассматриваются данные геофизических исследований скважин, характеризующие свойства пород околоскважинной зоны, связанные с флюидопроводимостью естественных трещин. Так, в работе [Ito et al., 2002] рассматривался профиль температуры – локальные изменения температуры связывались с наличием флюидопроводящих трещин. Здесь и далее будет использоваться термин "геофизический индикатор", определяющий произвольные данные геофизических исследований скважин, связанные с флюидопроводимостью естественных трещин: в работе [Ito et al., 2002] в качестве геофизического индикатора рассматривался профиль температуры. Возможны и другие способы анализа флюидопроводимости естественных трещин в породах околоскважинной зоны: так, в работе [Dubinya, Ezhov, 2017] в роли геофизического индикатора выступало присутствие трещины на акустических и электрических микроимиджах – развертках соответствующих свойств пород по полярному углу. Корректный выбор геофизического индикатора для анализа флюидопроводимости естественных трещин в породах околоскважинной зоны важен для решения задачи реконструкции напряжений: если геофизический индикатор выбран некорректно, то и реконструированные напряжения могут оказаться ошибочными. Проблема такого выбора находится за рамками работы: основное внимание уделено математическому описанию проблемы. Любой геофизический индикатор может быть математически проанализирован с одной из двух позиций. С одной стороны, можно ввести бинарный индекс аномальности t_i (определенный для *j*-го интервала или для *j*-й трещины), характеризующий наличие или отсутствие аномалии. Наличие аномалии может быть определено как бинарный функционал, действующий на геофизическом индикаторе в окрестности *j*-й трещины. Простейшим способом задания такого функционала является сравнение индикатора со средним значением: если модуль разницы между величиной геофизического индикатора на глубине трещины и средним значением по интервалу превышает величину шума, то аномалия присутствует (t_i принимается равным единице), в противном случае аномалия отсутствует (t_i принимается равным нулю):

$$t_{j} = \begin{cases} 1, & \text{if } |y(z_{j}) - y_{mean}(z_{j})| > y_{noise} \\ 0, & \text{if } |y(z_{j}) - y_{mean}(z_{j})| \le y_{noise} \end{cases}.$$
 (4)

Здесь y(z) – профиль геофизического индикатора *у* вдоль траектории скважины как функция от координаты вдоль скважины *z* (глубины, если скважина вертикальная); z_j – координата *j*-й трещины; $y_{mean}(z_j)$ –значение индикатора *y* в окрестности *j*-й трещины, осредненное в определенном скользящем окне; y_{noise} – характерная для индикатора *y* величина шума. Определение бинарного индекса аномальности (4) было предложено в форме (4) в работе [Ito et al., 2002], где в качестве индикатора *y*(*z*) использовался профиль температуры *T*(*z*). С другой стороны, индекс аномально-

сти может быть представлен и в небинарной форме: степень аномальности p_j может быть определена для отражения того, насколько серьезный вклад вносит флюидопроводящая трещина в показания геофизического индикатора. Как и в предыдущем случае, для определения степени аномальности может быть рассмотрена измеренная и средняя величина геофизического индикатора, но теперь рассматривается их отношение друг к другу:

$$p_j = y(z_i) / y_{mean}(z_j).$$
⁽⁵⁾

На втором этапе процедуры реконструкции напряжений, предложенной в работе [Ito et al., 2002], вводится геофизический индикатор и определяется бинарный *t_j* и небинарный *p_j* индекс аномальности. Этот индекс рассчитывается для каждой трещины.

III. Для профилей напряжений вводятся упрощающие предположения. В частности, оказывается удобным рассматривать случай линейного роста главных напряжений с глубиной:

$$\sigma_H(z) = az, \quad \sigma_h(z) = bz, \quad \sigma_V(z) = cz. \tag{6}$$

Здесь *a*, *b* и *c* – три градиента напряжения, неизменные с глубиной; σ_V , σ_H и σ_h – вертикальное, максимальное горизонтальное и минимальное горизонтальные напряжения соответственно. Предполагается, что эти напряжения являются главными (одна из главных осей тензора напряжений вертикальна). В некоторых случаях вместо градиентов напряжений более удобным оказывается использование соотношений напряжений σ_h/σ_V и σ_H/σ_V , поскольку расчет вертикального напряжения, как правило, не вызывает трудностей:

$$\sigma_{H}(z) = \frac{\sigma_{H}}{\sigma_{V}}\sigma_{V}(z), \quad \sigma_{h}(z) = \frac{\sigma_{h}}{\sigma_{V}}\sigma_{V}(z).$$
(7)

Если профиль вертикальных напряжений, пространственные ориентации всех естественных трещин в породах околоскважинного пространства, направление действия максимального горизонтального напряжения, а также соотношения напряжений σ_h/σ_V и σ_{H}/σ_V известны, нормальное и касательное напряжения, действующие на поверхностях каждой трещины, могут быть определены по выражениям (2) и (3).

После этого расчета можно рассмотреть обратную задачу поиска правильной комбинации градиентов или соотношений напряжений. Любая тройка *a*, *b* и *c* или пара σ_h/σ_V и σ_H/σ_V определяет, в соответствии с выражениями (1), (2) и (3), свою классификацию трещин по принципу критической напряженности.

IV. Для каждой трещины и каждого набора градиентов или соотношений напряжений рассматривается "индекс критичности" $m_i(\sigma)$:

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

$$m_j(\sigma) = |\tau_n| / \sigma_n. \tag{8}$$

Здесь τ_n и σ_n — рассчитанные сдвиговое и нормальное напряжения, действующие на плоскости *j*-й трещины для выбранных профилей напряжений. Следует отметить, что также можно ввести бинарный аналог этого индекса $k_j(\sigma)$ аналогично случаю, рассмотренному выше:

$$k_{j}(\sigma) = \begin{cases} 1, & \text{если } \tau_{n} \ge \mu \sigma_{n} \\ 0, & \text{если } \tau_{n} < \mu \sigma_{n} \end{cases}.$$
(9)

Сравнение определений (8) и (9) с условием (1) позволяет заметить, что величина $m_i(\sigma)$ характеризует степень того, насколько сильно выражено критическое напряженное состояние трещины, тогда как индекс $k_i(\sigma)$ равен нулю для не критически напряженных трещин и единице для критически напряженных. Следует заметить, что оба индекса зависят от текущего напряженного состояния σ – от соотношений напряжений σ_h/σ_V и σ_H/σ_V или градиентов напряжений *a*, *b* и *c*, выбранных на предыдушем этапе. С другой стороны, индексы аномальности t_i и p_i не зависят от напряженного состояния, так как они напрямую рассчитаны из данных геофизических исследований скважин. Это наблюдение лежит в основе следующего этапа решения задачи реконструкции напряжений по данным о трещиноватости

V. Если соотношения напряжений верные и гипотеза о наличии связи между критически напряженными и флюидопроводящими трещинами справедлива, то между индексами аномальности t_j и p_j с одной стороны и индексами критичности $m_j(\sigma)$ и $k_j(\sigma)$ с другой стороны должно существовать соответствие. Здесь и возникает задача оптимизации: необходимо найти такие соотношения между напряжениями, чтобы между критически напряженными и флюидопроводящими трещинами наблюдалось наилучшее соответствие.

Простейшим способом решения этой задачи оптимизации является поиск углов между векторами **T**, **P**, **M**(σ) и **K**(σ) в *N*-мерном пространстве (*N* – общее число трещин на рассматриваемом интервале глубин до его разделения):

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} t_1 - t_a \\ \dots \\ t_N - t_a \end{pmatrix}, \quad \mathbf{P} = \begin{pmatrix} p_1 - p_a \\ \dots \\ p_N - p_a \end{pmatrix},$$
$$\mathbf{M} (\sigma) = \begin{pmatrix} m_1 (\sigma) - m_a (\sigma) \\ \dots \\ m_N (\sigma) - m_a (\sigma) \end{pmatrix}, \quad (10)$$
$$\mathbf{K} (\sigma) = \begin{pmatrix} k_1 (\sigma) - k_a (\sigma) \\ \dots \\ k_N (\sigma) - k_a (\sigma) \end{pmatrix},$$

117

где t_a , p_a , m_a и k_a — осредненные индексы для всего множества трещин:

$$t_{a} = \left(\sum_{j=1}^{N} t_{j}\right) / N, \quad p_{a} = \left(\sum_{j=1}^{N} p_{j}\right) / N,$$
$$m_{a}(\sigma) = \left(\sum_{j=1}^{N} m_{j}(\sigma)\right) / N, \qquad (11)$$
$$k_{a}(\sigma) = \left(\sum_{j=1}^{N} k_{j}(\sigma)\right) / N.$$

Каждый из этих векторов может быть рассчитан для любой пары соотношений между напряжениями, выбранными на этапе III. Существуют разные способы определять соответствие между флюидопроводящими и критически напряженными трещинами. В рамках данного этапа работы будут рассматриваться углы между разными парами векторов **T**, **P**, $\mathbf{M}(\sigma)$ и $\mathbf{K}(\sigma)$ в качестве кандидатов для мер соответствия, что будет рассмотрено ниже. В любом случае, результатом этого этапа является определенная мера соответствия, характеризующая степень схожести классификаций трещин по признаку флюидопроводимости и критической напряженности, рассчитанная для выбранных соотношений между напряжениями.

VI. Далее выполняется возвращение к этапу III и процедура повторяется для прочих значений соотношений между напряжениями. Соотношения между напряжениями выбираются таким образом, чтобы обеспечить неразрушение породы под действием тектонических напряжений – с полигона напряжений [Zoback et al., 1986] – области в пространстве главных напряжений, ограниченной условием:

$$\sigma_{1} \leq \sigma_{3} \frac{\sqrt{\mu^{2} + 1} + \mu}{\sqrt{\mu^{2} + 1} - \mu} + 2C \frac{1}{\sqrt{\mu^{2} + 1} - \mu}, \qquad (12)$$

где учтена когезия среды С.

VII. Углы между векторами T, P, $M(\sigma)$ и $K(\sigma)$ рассчитываются для всех возможных соотношений между напряжениями или градиентов напряжений и проводится поиск глобального максимума меры соответствия. Этот глобальный максимум достигается для напряженного состояния, при котором обеспечивается наилучшее соответствие между критически напряженными трещинами и флюидопроводящими трещинами, выделенными на основании интерпретации результатов геофизических исследований скважин. Соответствующее напряженное состояние рассматривается в качестве решения обратной задачи реконструкции напряжений в породах околоскважинной зоны на основании анализа естественной трещиноватости.

Алгоритм решения поставленной обратной задачи сводится к перечисленным семи этапам. Отдельного внимания заслуживает упомянутая задача оптимизации, решение которой необходимо для определения наилучшего соответствия между флюидопроводящими и критически напряженными трещинами. Прежде всего, необходимо определить численную величину, характеризующую степень соответствия между индексами аномальности t_i и p_i и индексами критичности $m_i(\sigma)$ и $k_i(\sigma)$ – далее эта величина будет описываться как мера соответствия. Как было отмечено выше, эта мера может быть введена как угол между двумя векторами в *N*-мерном пространстве. Всего в данной работе рассмотрено четыре варианта выбора меры соответствия – это было сделано для того, чтобы определить, как наиболее корректно ее вводить с учетом возможных погрешностей в исходных данных (классификации трещин по признаку флюидопроводимости по данным геофизических исследований скважин). Некоторые из этих вариантов использовались раньше [Ito et al., 2002; Dubinya, Ezhov, 2017; Dubinya, 2019b], некоторые предложены в рамках данной работы.

2.3. Меры соответствия

Следует начать с определения меры соответствия $R(\sigma)$, под которой понимается числовая характеристика, определяющая близость (расстояние) между наблюдаемым и модельным распределением характеристик трещин, т.е. векторами Т или \mathbf{P} – с одной стороны и $\mathbf{K}(\sigma)$ или $\mathbf{M}(\sigma)$ – с другой стороны. Здесь и далее символ о обозначает параметры, характеризующие напряженное состояние массива горных пород. Этим символом могут быть обозначены шесть независимых компонент тензора напряжений ои; значения и направления действия главных напряжений для произвольного тензора напряжений; вертикальное σ_V , максимальное горизонтальное σ_H и минимальное горизонтальное σ_h напряжение в случае, когда одна из главных осей тензора напряжений вертикальна; параметры, определяющие профили напряжений в задаче их реконструкции - константы а, b и c в определениях (6) или отношения напряжений σ_H/σ_V и σ_b/σ_V в определениях (7).

Мера соответствия является количественным показателем того, насколько близки друг к другу классификация трещин по признаку флюидопроводимости и критической напряженности при заданных параметрах напряженного состояния σ . Максимум этой меры соответствия достигается при тех параметрах напряженного состояния σ , которые обеспечивают наилучшее соответствие между флюидопроводящими и критически напряженными трещинами. Проблема выбора меры соответствия связана с тем, что отсутствует строгое определение того, как именно для поставленной задачи определяется наилучшее соот

ветствие между двумя классификациями трещин, с учетом неизбежных ошибок и неопределенности при отнесении каждой трещины к тому или иному типу. В значительной степени выбор меры соответствия носит эмпирический характер. Целью данного исследования является поиск такой меры соответствия, которая позволяла бы давать несмещенную единственную оценку напряженного состояния, обладающую наименьшей областью ε-эквивалентных (т.е. эквивалентных при заданном уровне шума во входных данных) решений поставленной обратной задачи. Вместе с тем мера соответствия должна быть практически вычислима на основе имеющихся данных.

Простейшая форма меры соответствия $R_1(\sigma)$ основана на относительном количестве критически напряженных трещин S_{crit} [Dubinya, Ezhov, 2017]. В соответствии с определением этой меры, количество трещин, находящихся в критическом напряженном состоянии для истинного напряженного состояния σ , отнесенное к общему количеству трещин на интервале глубин, должно быть равно количеству флюидопроводящих трещин, выделенных в соответствии с геофизическим индикатором, разделенному на общее количество трещин. Мера соответствия для этого случая может быть записана в виде:

$$R_{\rm l}(\sigma) = 1 - \left| \left(\sum_{j=1}^{N} k_j(\sigma) - \sum_{j=1}^{N} t_j \right) / N \right|. \tag{13}$$

Предложенная мера $R_1(\sigma)$ находятся в пределах от 0 до 1, причем достигает максимума 1 в случае, когда одно и то же количество трещин является критически напряженными и флюидопроводящими.

Мера соответствия $R_2(\sigma)$ имеет более сложный вид: она основана на попарных сравнениях бинарных индексов t_j и $k_j(\sigma)$ для всех трещин. Эта мера вводится как угол между векторами **Т** и **К**(σ) в *N*-мерном пространстве:

$$R_{2}(\sigma) = \frac{(\mathbf{T}, \mathbf{K}(\sigma))}{|\mathbf{T}| \cdot |\mathbf{K}(\sigma)|} = \frac{\sum_{j=1}^{N} t_{j}k_{j}(\sigma)}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} t_{j}^{2}}\sqrt{\sum_{j=1}^{N} k_{j}^{2}(\sigma)}}.$$
 (14)

Мера соответствия $R_2(\sigma)$ достигает своего максимума, равного единице, тогда, когда каждая трещина, являющаяся критически напряженной в текущем поле напряжений σ , также является флюидопроводящей. В то же время, все не напряженные критически трещины не способны проводить флюид. Эта мера была использована для реконструкции напряжений по скважинным данным в рамках работы [Dubinya, 2019b]. Можно заметить, что величина $R_2(\sigma)$ является ковариаци-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

онной функцией в *N*-мерном пространстве для векторов **T** и **K**(σ).

Следующая мера соответствия $R_3(\sigma)$ использовалась в работе [Ito et al., 2002]. В отличие от двух предыдущих мер $R_1(\sigma)$ и $R_2(\sigma)$, не только наличие критически напряженных трещин, но и индекс критичности принимался во внимание. Предполагалось, что трещина, характеризующаяся высоким отношением сдвигового напряжения, действующего на ее поверхности, к нормальному, внесет больший вклад в аномалию геофизического индикатора, по сравнению с трещиной, для которой отношение τ_n/σ_n лишь немного превосходит μ . В связи с этим в работе [Ito et al., 2002] вместо бинарного индекса **К** (9) использовался индекс критичности **М** (8) аналогично определению $R_2(\sigma)$:

$$R_{3}(\boldsymbol{\sigma}) = \frac{(\mathbf{T}, \mathbf{M}(\boldsymbol{\sigma}))}{|\mathbf{T}| \cdot |\mathbf{M}(\boldsymbol{\sigma})|} = \frac{\sum_{j=1}^{N} t_{j} m_{j}(\boldsymbol{\sigma})}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} t_{j}^{2}} \sqrt{\sum_{j=1}^{N} m_{j}^{2}(\boldsymbol{\sigma})}}.$$
 (15)

Как и в предыдущих случаях, мера должна достигать своего глобального максимума в случае, когда достигается наилучшее соответствие между критически напряженными и флюидопроводящими трещинами. Тем не менее, не следует ожидать, что этот максимум будет равным единице такое возможно было бы только если бы отношения сдвигового напряжения к нормальному были бы равны единице для всех критически напряженных трещин, тогда как сдвиговые напряжения на всех не критически напряженных трещинах были бы равны нулю.

В рамках данной работы предлагается модифицированная версия этой меры. Можно ожидать, что чем выше отношение сдвигового напряжения на плоскости трещины к нормальному, тем более значительной будет аномалия геофизического индикатора. Таким образом, в предыдущем выражении бинарный индекс T (4) может быть заменен на небинарный индекс P (5):

$$R_{4}(\boldsymbol{\sigma}) = \frac{(\mathbf{P}, \mathbf{M}(\boldsymbol{\sigma}))}{|\mathbf{P}| \cdot |\mathbf{M}(\boldsymbol{\sigma})|} = \frac{\sum_{j=1}^{N} p_{j}m_{j}(\boldsymbol{\sigma})}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} p_{j}^{2}} \sqrt{\sum_{j=1}^{N} m_{j}^{2}(\boldsymbol{\sigma})}}.$$
 (16)

Использование меры соответствия $R_4(\sigma)$ осложнено необходимостью знания зависимости между отношением напряжений на трещине и степенью выраженности геофизической аномалии. Как было отмечено в работе [Dubinya, 2019b], можно ожидать, что это соотношение может быть нелинейным и зависеть от типа горной породы. Такое соотношение может быть получено по результатам лабораторных экспериментов на образцах породы, детального анализа геофизических данных и численного моделирования.

Перечисленные меры соответствия могут быть использованы для решения обратной задачи реконструкции напряжений: поиска таких параметров напряженного состояния σ , которые обеспечивают достижение глобального максимума выбранной меры в пространстве напряжений, в области, ограниченной условием (12). Можно ожидать, что использование разных мер соответствия может вести к решениям обратной задачи с различными точностями и чувствительностями к зашумлению входных данных: поиск лучшей меры и сравнение полученных решений можно отнести к важным методическим задачам. Для решения этих задач следует рассмотреть область эквивалентных решений и чувствительность результата к зашумлению входных данных. В качестве исходных данных для этого можно использовать синтетическую модель трешин.

Отметим, что все рассматриваемые меры соответствия (целевые функции) нелинейны по отношению к определяемым параметрам напряженного состояния о, как и сами модельные характеристики трещин $\mathbf{M}(\sigma)$ и $\mathbf{K}(\sigma)$ (см. формулы (8), (9)). Отсюда следует, что рассматриваемая задача не относится к классу задач линейного программирования и при ее решении нельзя использовать обширный класс методов регуляризации, разработанных для линейных обратных задач [Тихонов, Арсенин, 1979]. Что касается возможности отнесения данной задачи к задачам выпуклого программирования, то нелинейный характер мер соответствия затрудняет теоретический анализ данного вопроса. Эмпирическое его исследование составляет одну из задач настоящей работы.

3. РЕКОНСТРУКЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ ПО СИНТЕТИЧЕСКИМ ДАННЫМ

3.1. Синтетическая модель трещиноватости

Исходные данные для решения обратной задачи реконструкции напряженного состояния трещиноватой среды на основании анализа естественной трещиноватости относятся именно к трещинам. К этим данным можно отнести глубину, на которой обнаружена трещина, ее пространственную ориентацию (два угла – угол падения и азимут) и способность трещины проводить флюид. Эта способность связана со значением геофизического индикатора $y(z_j)$, определенным для *j*-й трещины по результатам интерпретации геофизических исследований скважин на глубине z_j (выражения (4) и (5)). Эти данные используются для определения напряженного состояния σ – отношений напряжений σ_h/σ_V и σ_H/σ_V , – порождающего классификацию трещин в соответствии с признаком критического напряженного состояния. Трещина считается критически напряженной, если нормальное и касательное напряжения, лействующие на ее поверхности, удовлетворяют критерию (1). Эти напряжения могут быть найдены по выражениям (2) и (3), если известны направляющие косинусы *l* и *n* нормали к трещине в главных осях тензора напряжений. Это означает, что для проверки выполнения критерия (1) достаточно знать величины главных напряжений, направления их действия и пространственную ориентацию рассматриваемой трещины. Здесь и далее будет рассматриваться случай вертикальности одной из главных осей тензора напряжений. Более того, направление действия максимального горизонтального напряжения тоже будет считаться известным: основное внимание уделяется реконструкции величин главных напряжений по данным о трещиноватости. В рамках поставленных условий решением обратной задачи будет являться пара отношений между горизонтальным и вертикальным напряжением σ_h/σ_V и σ_H/σ_V , обеспечивающая наилучшее соответствие между флюидопроводящими и критически напряженными трещинами. Для верификации подхода к решению этой задачи рассматривается модельная трещиноватая среда, подверженная некоторому "истинному" напряженному состоянию. Далее выполняется проверка, может ли информация о естественной трещиноватости быть использована для поиска "истинного" напряженного состояния.

Был рассмотрен массив пород (интервал глубин), в котором все главные напряжения линейно растут с глубиной, максимальное горизонтальное напряжение действует в одном и том же направлении на всем интервале. В этот синтетический массив было помещено 400 естественных трещин, которые были бы обнаружены при бурении в нем вертикальной скважины. Синтезированный массив горных пород был подвергнут трехосному сжатию: были рассмотрены три случая, соответствующие сбросовому, сдвиговому и взбросовому тектоническим режимам.

Для того, чтобы набор трещин являлся достаточно реалистичным, распределение их пространственных ориентаций было определено как распределение Фишера с известным полюсом [Fisher, 1953]:

$$P_{dA}(\theta) = \frac{\kappa}{4\pi \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cdot \cos\theta).$$
(17)

Здесь $P_{dA}(\theta)$ дает вероятность (в расчете на единицу телесного угла) того, что нормаль к трещине лежит в элементарном угле dA, лежащем на угловом расстоянии θ от истинного среднего направления; θ – отклонение от истинного среднего направления (= 0 для истинного среднего), и κ – параметр кучности: чем выше значение κ , тем более вероятно найти большое отклонение нормали κ произвольной трещине и наиболее вероятным направлением. В рамках данной работы параметр кучности принят равным 5.

Математическое ожидание для синтетической модели трещиноватости определяется пространственной ориентацией так называемой оптимально ориентированной трещины – трещины с максимальным значением эквивалентного напряжения по Кулону – разницы между нормальным и касательным напряжениями, действующими на ее поверхности. Для произвольного тензора напряжений нормаль к оптимальной ориентированной трещине определяется как:

$$\mathbf{n}_0 = \alpha \boldsymbol{\sigma}_1 + \beta \boldsymbol{\sigma}_3. \tag{18}$$

Здесь \mathbf{n}_0 — нормаль к плоскости оптимально ориентированной трещины; $\boldsymbol{\sigma}_1$ и $\boldsymbol{\sigma}_3$ — направления действия максимального и минимального главных напряжений соответственно; α и β — две скалярных безразмерных величины, определяемых из системы:

$$\alpha = -\sin \varphi / 2 - \beta(\sigma_1, \sigma_3),$$

$$\beta^2 - \beta \frac{2(A + B + C)\sin \varphi / 2}{A^2 + B^2 + C^2} + \frac{3\sin^2 \varphi / 2 - 1}{A^2 + B^2 + C^2} = 0, (19)$$

$$A = \sigma_3^x - \sigma_1^x (\sigma_1, \sigma_3) \ B = \sigma_3^y - \sigma_1^y (\sigma_1, \sigma_3),$$

$$C = \sigma_3^z - \sigma_1^z (\sigma_1, \sigma_3).$$

Здесь φ — угол внутреннего трения породы ($\mu = tg \varphi$); σ_1^x , σ_1^y и σ_1^z — координаты вектора направления максимального главного напряжения в глобальной системе координат; σ_3^x , σ_3^y и σ_3^z — координаты вектора направления минимального главного напряжения в глобальной системе координат. Второе выражение в системе (19) представляет собой квадратное уравнение, имеющее, соответственно, два корня, отвечающие двум системам оптимально ориентированных трещин. Следует отметить, что система (19) не подразумевает необходимости субвертикальности одной из главных осей тензора напряжений и может быть использована для произвольного тензора напряжений.

Для анализа решения обратной задачи в условиях разных тектонических режимов, было рассмотрено три варианта нагружения среды с "истинными" напряжениями. Варианты нагружения были определены в соответствии с тремя тектоническими режимами, допускающими существование критически напряженных трещин для характерного значения трения μ ≈ 0.6.

В качестве первого напряженного состояния был выбран сбросовый тектонический режим,

соотношение главных напряжений составляет: $\sigma_V : \sigma_H : \sigma_h = \sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 5 : 3 : 1.$

В качестве второго напряженного состояния был выбран сдвиговый тектонический режим, соотношение главных напряжений составляет: $\sigma_V: \sigma_H: \sigma_h = \sigma_2: \sigma_1: \sigma_3 = 3: 5: 1.$

В качестве третьего напряженного состояния был выбран взбросовый тектонический режим, соотношение главных напряжений составляет: $\sigma_V: \sigma_H: \sigma_h = \sigma_2: \sigma_3: \sigma_1 = 1:7:2.$

Перечисленные отношения напряжений были использованы для разрешения системы (19) и создания трех синтетических наборов трещин, подчиняющихся распределению (17). После этого пространственная ориентация каждой синтезированной трещины была использована для расчета действующих на ее поверхности напряжений τ_n и о". Эти напряжения были использованы для того, чтобы определить, какие из трещин являются критически напряженными при условиях, указанных выше. Стереограммы, на которых отмечены полюсы к естественным трещинам, показаны на рис. 1. На рисунке показана равновеликая азимутальная проекция Ламберта. Красная точка показывает направление действия максимального главного напряжения σ_1 ; желтая точка – направление действия промежуточного главного напряжения σ_2 ; зеленая точка соответствует направлению действия минимального главного напряжения σ_3 . Голубыми и оранжевыми точками отмечены нормали к естественным трещинам: оранжевым цветом показаны критически напряженные трещины, голубым – не критически напряженные, в условиях, указанных выше. Фиолетовые точки отмечают направления нормалей к оптимально ориентированным трещинам. рассчитанные по выражению (18) с использованием решения уравнений (19). Черные пунктирные линии показывают направления действия главных напряжений. Во всех трех случаях направление действия максимального горизонтального напряжения считалось одним и тем же.

Данные по разделению трещин на критически напряженные и некритически напряженные, показанные на рис. 1, используются для верификации алгоритма реконструкции напряжений. Алгоритм можно будет считать верифицированным, если результат решения поставленной задачи (условия, при которых мера соответствия достигает глобального максимума) будет совпадать с "истинными" напряжениями, представленными выше, для каждого из трех рассмотренных случаев.

3.2. Верификация алгоритма реконструкции

Обратная задача реконструкции отношений между главными напряжениями на основании анализа флюидопроводимости естественных тре-



Рис. 1. Синтетические стереограммы для рассмотренных тектонических режимов.

щин была решена для данных, представленных на рис. 1. Эти данные были использованы для того, чтобы рассчитать индексы аномальности t_i и p_i для каждой трещины. Перед тем, как добавлять в рассмотрение зашумление исходных данных, предполагалось, что геофизический индикатор работает идеально, то есть для любой критически напряженной трещины t_i принимался равным единице, а для не критически напряженной – нулю. Небинарный индекс аномальности p_i принимался равным индексу напряженности $k_i(\sigma)$. Далее исследовалось влияние напряженного состояния на расчетные индексы критичности: эти индексы и соответствующие меры соответствия использовались для всех пар отношений горизонтальных напряжений к вертикальному, удовлетворяющих условию неразрушения (12). Было рассмотрено, достигается ли глобальный максимум меры соответствия при значениях отношений горизонтальных напряжений к вертикальному, равных "истинным", порождающим классификацию трещин, показанную на рис. 1. Таким образом, синтетические данные были использованы для верификации алгоритма реконструкции напряжений на основании данных о трещиноватости. Кроме того, рассматривалась область эквивалентных решений обратной задачи – для тех случаев, при которых максимум меры соответствия достигается для нескольких значений отношений между напряжениями. Наконец, градиент меры соответствия использовался для анализа устойчивости решения. Семиэтапная процедура реконструкции напряжений была выполнена для

данных, показанных на рис. 1. Меры соответствия $R_1(\sigma)$, $R_2(\sigma)$, $R_3(\sigma)$ и $R_4(\sigma)$ были рассчитаны из возможных отношений между напряжениями σ_h/σ_V и σ_H/σ_V , удовлетворяющих условию (12): для каждой пары отношений индексы критичности $k_j(\sigma)$ и $m_j(\sigma)$ рассчитывались по выражениям (8) и (9) с использованием синтезированных пространственных ориентаций трещин и выражений (2) и (3).

Для того, чтобы решить обратную задачу, использовался алгоритм полного перебора: множество возможных значений искомых параметров соотношений между напряжениями - представляет собой односвязную область в двухмерном пространстве, ограниченную условием (12) и требованием $\sigma_H \ge \sigma_h$, вытекающим из используемого определения. При использовании коэффициента трения среды $\mu = 0.6$ и величины когезии C = 30 МПа исследуемая область ограничивается четырехугольником, вершины которого имеют в пространстве (σ_h/σ_V , σ_H/σ_V) координаты (0.15, 0.15), (0.15, 1.00), (1.00, 3.65) и (3.65, 3.65). Нижняя граница точности найденного решения при использовании этого алгоритма определяется шагом сканирования по осям. В рамках данной работы был выбран шаг сканирования, равный 0.01. Алгоритм полного перебора в данном случае применяется для того, чтобы иметь возможность исследовать поведение целевой функции на всем допустимом множестве параметров о, вопросы единственности и устойчивости решения. Вопрос поиска оптимального метода оптимизации выходит за пределы настоящей работы и остается





Рис. 2. Полигоны напряжений для сбросового режима. Фиолетовая линия ограничивает полигон напряжений; сплошные жирные линии – изолинии мер соответствия; красная точка – максимум меры соответствия; зеленая – "истинное" решение.

предметом дальнейших исследований. Отметим, что используемый в данной работе алгоритм полного перебора позволяет решать задачу об оценке напряжений без значительных вычислительных затрат: при выбранных параметрах расчет значений четырех мер соответствия для одной реализации системы трещин по всем допустимым (удовлетворяющим условию (12))напряженным состояниям занимает две минуты при использовании обычного персонального компьютера на базе процессора Intel Core i7 с 4 ГБ оперативной памяти, при реализации алгоритма средствами Visual Basic в программе Microsoft Excel. Уменьшение шага сканирования по осям ведет к росту вычислительных затрат на анализ данных о трещиноватости, однако следует понимать, что на практике при оценке напряжений (например, при анализе скважинных данных) стоит задача анализа всего одного набора данных, то есть достаточно реализовать описанный алгоритм один раз. Кроме того, значительного уменьшения времени на вычисления можно достичь за счет реализации алгоритма с использованием компилируемого языка программирования и программной оптимизации.

Были проанализированы три тектонических режима. "Истинные" параметры напряженного состояния породили классификацию трещин по признаку флюидопроводимости, индексы аномальности t_j и p_j были рассчитаны по выражениям (4) и (5) в предположении о том, что геофизический индикатор прямо коррелирует с соотношением между касательным и нормальным напряжениями на плоскости трещины при "истинном" напряженном состоянии. Наконец, рассчитанные индексы были использованы для определения значений мер соответствия по выражениям

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

(10), (11) и (13)–(14) для каждого напряженного состояния. Для визуализации результатов были использованы полигоны напряжений [Zoback et al., 1986] — координатные плоскости, по осям которых откладываются отношения горизонтальных напряжений к вертикальному. На таких плоскостях возможные напряженные состояния ограничиваются условием неразрушения (12) и естественным ограничением $\sigma_H \ge \sigma_h$. На рис. 2–рис. 4 представлены результаты расчета мер соответствия для трех тектонических режимов: сбросовый режим представлен на рис. 2, сдвиговый – на рис. 3, взбросовый – на рис. 4.

Фиолетовая линия на рис. 2-рис. 4 ограничивает полигон напряжений в соответствии с условием (12). Зеленым цветом показана точка, соответствующая "истинным" отношениям горизонтальных напряжений к вертикальному. Красными точками отмечены напряженные состояния, при которых достигается глобальный максимум соответствующей меры – решение поставленной задачи с использованием выбранной меры соответствия. Сплошные линии оттенков оранжевого представляют собой изолинии постоянных значений меры соответствия: самая темная красная линия соответствует величине меры, составляющей 95% от ее глобального максимума; более светлые линии отражают меньшие значения: более темная красная линия – это изолиния значений $R(\sigma)$ на vровне 90% от максимума, красная соответствует 80%, оранжевая - 70%, желтая -60%. Эти изолинии отражают неопределенность и устойчивость решения обратной задачи: чем больше площадь, ограниченная соответствующей линией, тем больше область неопределенности определения напряжений. Формы областей могут быть использованы для понимания сравнитель-



Рис. 3. Полигоны напряжений для сдвигового режима. Легенда аналогична рис. 2.



Рис. 4. Полигоны напряжений для взбросового режима. Легенда аналогична рис. 2.

ной неопределенности в оценке минимального и максимального горизонтальных напряжений. Далее представлено обсуждение результатов на рис. 2–рис. 4.

Прежде всего, можно заметить, что поставленная обратная задача может не иметь единственного решения. Это особенно ярко проявляется на результатах, полученных с использованием мер соответствия $R_1(\sigma)$ и $R_2(\sigma)$. Как следствие, можно говорить о некорректности поставленной обратной задачи. Отдельного внимания заслуживает сравнительный анализ результатов, полученных с использованием различных мер соответствия.

Мера соответствия $R_1(\sigma)$ не дает возможности единственным образом оценить два горизонтальных напряжения, так как набор различных пар отношений горизонтальных напряжений к вертикальному дает одну и ту же долю критически

напряженных трещин. Соответствующий набор параметров напряженного состояния, порождающих долю критически напряженных трещин, равную экспериментально определенной, составляет множество эквивалентности решений обратной задачи. Этот результат в полной мере отвечает практике оценки напряжений с использованием этой меры соответствия для реальных объектов [Ezhov et al., 2017; Dubinya, Ezhov, 2017]: в этих работах было показано, что использование относительного количества критически напряженных трешин позволяет оценивать лишь нелинейную комбинацию двух горизонтальных напряжений, но не каждое из них в отдельности, если в рассмотрение не вводятся дополнительные данные о напряжениях. Следовательно, на плоскости параметров напряженного состояния $\sigma_{\mu}/\sigma_{\nu}$, σ_{H}/σ_{ν} множество эквивалентности представляет собой кривую линию, что и видно на рис. 2—рис. 4. Кажущееся распадение множества эквивалентности на дискретный набор точек обусловлено конечным шагом сетки, для которой производился расчет меры соответствия. Очевидно, область эквивалентных решений обратной задачи содержит в себе и "истинное" решение, т.е. несмещенную оценку параметров напряженного состояния среды.

Анализ формы изолиний целевой функции позволяет судить о потенциальной Е-эквивалентности в решении обратной задачи: при наличии ошибок классификации во входных данных доля критически напряженных трещин известна с некоторой погрешностью, следовательно все значения параметров σ, порождающие значения целевой функции близкие к максимуму в пределах погрешности, определяют область є-эквивалентных решений, т.е. решений, не различимых с практической точки зрения при заданной погрешности є. Поэтому за оценку области є-эквивалентных решений можно принять множество пространства параметров, ограниченное изолинией целевой функции заданного уровня. Естественно, множество полностью эквивалентных решений принадлежит области є-эквивалентности при любом є.

Интересно, что для меры соответствия $R_1(\sigma)$ области ε -эквивалентности, ограничиваемые изолиниями целевой функции, отвечающими погрешностям от 10% до 30% (относительно максимума) почти совпадают, т.е. данная мера соответствия слабо чувствительна по отношению к соответствующему увеличению погрешности классификации трещин.

Кроме того, форма изолиний отвечает так называемому "овражному" функционалу с осью, вытянутой на рис. 2 и рис. 3 вдоль вертикальной оси, а на рис. 4 — вдоль горизонтальной оси. Отсюда следует, что использование меры соответствия $R_1(\sigma)$ для оценки минимального горизонтального напряжения более надежно, чем для оценки максимального горизонтального напряжения для случаев сбросового и сдвигового тектонических режимов, тогда как для взбросового режима ситуация обратна.

Поведение меры соответствия $R_2(\sigma)$ в целом близко к таковому для меры соответствия $R_1(\sigma)$, хотя наблюдаются и определенные различия. Видно, что в большинстве случаев у меры $R_2(\sigma)$ имеется только один глобальный максимум, что позволяет говорить о наличии единственного решения обратной задачи для идеального случая без ошибок в классификации трещин по признаку флюидопроводимости. В качестве единственного исключения можно отметить случай, показанный для взбросового режима, в котором максимальное значение $R_2(\sigma)$ было достигнуто для нескольких близких друг к другу напряженных

подтверждает возможность использования этой меры соответствия для оценки напряжений в случае, когда в исходной классификации нет ошибок. Области ε -эквивалентных решений, отвечающих мере соответствия $R_2(\sigma)$ близки к своим аналогам для меры $R_1(\sigma)$, т.е. мера $R_2(\sigma)$ также не слишком чувствительна к возрастанию погрешности в классификации трещин по признаку флюидопроводимости в пределах до 20–30%. Аналогичным образом, для случая недр, находящихся в сбросовом или сдвиговом режиме, более устойчиво определяется минимальное, а для случая взбросового режима — максимальное горизонтальное напряжение. Поскольку меры соответствия $R_3(\sigma)$ и $R_4(\sigma)$ используют небинарные индексы, соответствую-

состояний. Важным является тот результат, что

максимум меры соответствия $R_2(\sigma)$ всегда дости-

гается для истинного напряженного состояния,

т.е. соответствующая оценка несмещенная, что

пользуют небинарные индексы, соответствующие им изолинии целевой функции более гладкие. Хотя поведения решений, получаемых с использованием этих мер близки, следует отметить один важный момент. В то время как у обеих мер соответствия наблюдается по одному глобальному максимуму, этот максимум достигается при "истинном" напряженном состоянии только для $R_4(\sigma)$. В то же время, максимум меры соответствия $R_3(\sigma)$ достигается при напряжениях, близких, но не равных "истинным", т.е. оценка напряженного состояния, получаемая при решении обратной задачи с использованием меры $R_3(\sigma)$, является смещенной. Этот вопрос заслуживает отдельного внимания. Проведенный анализ показал, что такое несоответствие вызвано отсутствием учета связи между сильными и слабыми аномалиями геофизического индикатора, вызванного, соответственно, сильно и слабо выраженной критической напряженностью трещин. Строго говоря, присутствие большого количества трещин с низким индексом критичности будет оказывать значительное влияние на значение меры соответствия $R_3(\sigma)$. В то же время, небольшое количество сильно напряженных трещин, с напряжениями, находяшимися на плоскости Мора существенно выше критерия (1), не должно оказать сильного влияния на значение меры соответствия $R_3(\sigma)$. Поскольку $R_3(\sigma)$ достигает значения, равного единице, только в том случае, когда на всех критически напряженных трещинах действуют равные друг другу по модулю нормальные и касательные напряжения, решение обратной задачи будет соответствовать этому случаю, что приводит к смещению оценки

Последняя мера соответствия $R_4(\sigma)$ показывает, на первый взгляд, наилучшее поведение: целевая функция имеет единственный глобальный максимум, достигаемый при истинных значения

параметров напряженного состояния, т.е. решение обратной задачи единственно и соответствующая оценка σ является несмещенной. Однако для успешного использования этой меры необходимо установить связь между выраженностью аномалии геофизического индикатора (выражение (5)) и соотношением между касательным и нормальным напряжениями (8). В рамках данного теоретического исследования предполагалось, что такая связь уже установлена и подтверждена, причем зависимость между индексами аномальности и критической напряженности линейная. Если такая связь остается справедливой и для реальных данных, можно ожидать, что использование меры $R_4(\sigma)$ позволит наиболее точно и достоверно реконструировать напряжения по сведениям о естественной трещиноватости. Тем не менее, процесс нахождения и обоснования такой связи может представлять существенные трудности, поскольку требует дополнительных теоретических и экспериментальных исследований влияния критически напряженных трещин на различные физические свойства горных пород и соответствующие геофизические индикаторы (поля).

Отметим, что хотя решение единственно, изолиния целевой функции, отвечающая 90% от максимума (т.е., приблизительно уровню 10% погрешности в данных) ограничивает весьма значительное по площади множество пространства параметров, составляющее множество ε -эквивалентности. Следовательно, даже относительно небольшие погрешности в определении степени "напряженности" трещин по геофизическим индикаторам приводят к практической неразличимости решений, отвечающих существенно различным напряженным состояниям σ . Вкупе со сложностью оценки такой погрешности на практике это делает применение меры $R_4(\sigma)$ сопряженным со значительными затруднениями.

В заключение отметим, что для всех исследованных мер соответствия целевая функция не является выпуклой на всем множестве допустимых значений σ , как это следует из наблюдаемой на рис. 2—4 формы изолиний. Поэтому данная обратная задача не является задачей выпуклого программирования.

4. АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ

Для того, чтобы проанализировать устойчивость решения рассматриваемой задачи по отношению к зашумлению исходных данных, в анализ был введен параметр зашумления *q*, характеризующий возможность некорректной классификации трещин в соответствии с геофизическим индикатором. Параметр зашумления *q* был введен следующим образом: бинарный индекс аномальности t_j для j-й трещины менялся на противоположный с вероятностью q (индекс 1 менялся на 0, индекс 0 менялся на 1); небинарный индекс p_j был умножен на случайную величину, равномерно распределенную на интервале от 1 - q до 1 + q. Для анализа устойчивости решения обратной задачи реконструкции напряжений по данным о трещиноватости, эта задача была решена для исходных данных, зашумленных по законам:

$$t_{j}^{\text{mod}}\left(q\right) = \begin{cases} t_{j} & \text{if } r \geq q, \\ 1 - t_{j} & \text{if } r < q, \end{cases}$$

$$p_{j}^{\text{mod}}\left(q\right) = p_{j}\left(1 + \left(r - \frac{1}{2}\right)q\right).$$
(20)

Здесь r – случайная величина, равномерно распределенная на промежутке [0; 1]. Модифицированные индексы аномальности $t_i^{\text{mod}}(q)$ и $p_{i}^{mod}(q)$ порождают классификации трещин по признаку флюидопроводимости, ухудшенные (зашумленные) по сравнению с классификациями, порожденными исходными индексами t_i и p_i . Как следствие, четыре меры соответствия, использованные ранее, также могут зависеть от параметра зашумленности *q*: $R_i = R_i(\sigma, q), i = 1, 2, 3, 4$. Это позволяет численно оценить устойчивость решений обратной задачи, полученных с использованием каждой из этих мер, по отношению к ошибке в классификации трещин по признаку флюидопроводимости, выполненной на основании результатов геофизических исследований скважин.

Для анализа устойчивости были рассмотрены три параметра: расстояние между найденным решением обратной задачи и истинными параметрами напряженного состояния $(D(R_i))$; значение меры соответствия для истинных напряжений (R_{i}^{true}) ; отношение значения меры для истинных значений σ к ее глобальному максимуму ($E(R_i)$). Эти три параметра были рассчитаны для набора решений обратной задачи, полученных для значений параметра зашумленности от 0 до 50%. Для того, чтобы добиться лучшего понимания устойчивости решения по отношению к зашумлению входных данных, для каждого значения параметра зашумленности проводилось по десять реализаций зашумления – для каждой реализации входные данные модифицировались по выражениям (20) с произвольной величиной r. Эти реализации использовались для расчета минимального, среднего и максимального значений вели-

чин $D(R_i)$, R_i^{true} , and $E(R_i)$.



Рис. 5. Расстояние между полученным и "истинным" решением обратной задачи с ростом зашумленности исходных данных.

Расстояние от решения до истинного напряженного состояния определялось как:

$$D(R_i) = \frac{\sqrt{\left(\sigma_H^{true} - \sigma_H^{max}\right)^2 + \left(\sigma_h^{true} - \sigma_h^{max}\right)^2}}{\sigma_V}.$$
 (21)

Здесь σ_{H}^{true} и σ_{h}^{true} — горизонтальные напряжения, для которых были сформированы исходные данные; σ_{H}^{max} и σ_{h}^{max} — горизонтальные напряжения, при которых достигается максимум меры R_{i} , i, = 1, 2, 3, 4. Это расстояние характеризует абсолютную погрешность в определении напряжений, обусловленную ошибками в изначальной классификации трещин по признаку флюидопроводимости. В случае, когда у обратной задачи наблюдалось несколько эквивалентных решений, из всех возможных расстояний до "истинного" решения выбиралось минимальное.

Расстояния между найденным и "истинным" решениями $D(R_i)$ показаны на рис. 5. Этот и последующие рисунки построены для случая сбро-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

сового тектонического режима, для остальных режимов характер зависимостей аналогичен. Пунктирные линии соединяют непосредственно результаты расчетов для разных реализаций (минимальные, средние и максимальные значения расстояний), сплошные линии отображают полученные аппроксимации. Черная линия характеризует максимальное полученное расстояние между полученным и "истинным" решениями, выбранное из всех рассмотренных реализаций (для разных значений r). Темно-серым цветом показано среднее значение расстояния по реализациям, светло-серым - минимальное. Аналогичная цветовая схема будет использована и для анализа значения меры соответствия при "истинных" напряжениях R_i^{true} , и для ее отношения к глобальному максимуму $E(R_i)$.

Из результатов, показанных на рис. 5, можно сделать несколько важных выводов. В первую очередь, можно отметить поведение величины $D(R_1)$. В то время, как $D(R_2)$, $D(R_3)$ и $D(R_4)$ харак-

теризуются монотонным ростом расстояния между найденным и "истинным" решениями по мере роста параметра зашумленности, у расстояния $D(R_1)$ (минимальный вариант) существует максимум, достигаемый при определенном параметре зашумленности. При больших значениях параметра зашумленности расстояние $D(R_1)$ начинает уменьшаться с ростом шума. Это явление обусловлено определением (13): вместо того, чтобы попарно сравнивать трешины межлу собой. использование меры соответствия позволяет лишь сравнивать общую долю критически напряженных и флюидопроводящих трещин. Из выражения (20) следует, что общая доля трещин может оставаться одной и той же для разных значений параметра зашумленности: так, если ровно половина трещин является критически напряженной, величина q = 1 не приведет к изменению доли критически напряженных трещин. Далее, следует отметить, что мера R₄ оказывается самой надежной — диапазон значений $D(R_4)$ значительно меньше диапазонов для других мер (но, как было отмечено ранее, требовательной к установлению связи между аномальностью и выраженностью критической напряженности), поскольку расстояние между полученным и "истинным" решениями обратной задачи в ее случае существенно меньше по сравнению с R_2 и R_3 . Наконец, при использовании мер R_2 и R_3 расстояние до истинного решения начинает резко возрастать только при параметре зашумленности, превосходящем 20%. Такая величина приемлема и соответствует типичным ошибкам при интерпретации естественной трещиноватости [Silva et al., 2003].

Второй параметр, использованный для исследования чувствительности решения обратной задачи реконструкции напряжений по отношению к зашумлению исходных данных, был определен как значение меры соответствия при истинных напряжениях:

$$R_{i}^{true}\left(\sigma,q\right) = R_{i}\left(\sigma_{H}^{true},\sigma_{h}^{true},q\right).$$
(22)

Мера соответствия определяется для напряженного состояния, характеризующегося значениями отношений горизонтальных напряжений к вертикальному, для которых была построена классификация, показанная на рис. 1. На рис. 6 эта величина построена для четырех мер соответствия и набора значений параметра зашумления *q*. Используется та же легенда, что и на рис. 5: пунктирные линии соответствуют результатам расчетов, сплошные являются аппроксимациями, светло серым цветом отмечено минимальное значение, темно серым — среднее, а черным максимальное значение меры соответствия для рассмотренных реализаций, отличающихся значением величины *r*. Как и в предыдущем случае, все меры соответствия, за исключением R_1 , характеризуются мо-

нотонным уменьшением величины R_i^{true} по мере роста параметра зашумленности. Объяснение этого факта аналогично приведенному выше: при использовании меры R₁ важна только относительная доля критически напряженных и флюидопроводящих трещин, но не их попарное соответствие. Для мер R_2 , R_3 и R_4 характерно близкое к линейному падение их значений при "истинных" напряжениях по мере роста параметра зашумленности *q*. Следует отметить, что величина меры R_3 не равна елинице лаже для нулевого зашумления. что соответствует обсуждению смещения соответствующей оценки параметров напряженного состояния, получаемой при использовании этой меры соответствия, представленной в предыдущем разделе.

Ясно, что не только абсолютное значение меры соответствия при "истинных" напряжениях уменьшается по мере роста шума: значения мер, рассчитанных для всех прочих напряженных состояний, также уменьшаются. В связи с этим, в анализ чувствительности было введено исследование третьего параметра — отношения $E(R_i)$ значения меры при "истинных" напряжениях к ее абсолютному максимуму. Этот параметр может быть определен как:

$$E(R_i) = \frac{R_i\left(\sigma_H^{true}, \sigma_h^{true}\right)}{\max_{\sigma_H, \sigma_h} R_i(\sigma)} = \frac{R_i^{true}}{\max_{\sigma_H, \sigma_h} R_i(\sigma)}.$$
 (23)

Поскольку по определению $0 \le R_i(\sigma_H, \sigma_h) \le S_i(\sigma_H^{\max}, \sigma_h^{\max})$ значение $E(R_i)$ может изменяться в пределах от нуля до единицы. Чем выше величина $E(R_i)$, полученная для определенного параметра

зашумленности q, тем меньше неопределенность, возникающая при решении обратной задачи с использованием выбранной меры соответствия. На рис. 7 показаны результаты, полученные для сбросового тектонического режима. Легенда сохраняется аналогичной рис. 5 и рис. 6.

Рис. 7 подтверждает, что хотя у всех мер соответствия, за исключением R_1 , наблюдается сход-

ное поведение при рассмотрении R_i^{true} , то же самое неверно для его нормированного значения. Относительные изменения величин $E(R_2)$ и $E(R_3)$ очень малы для параметров зашумленности, не превосходящих 30%, после чего происходит нелинейное уменьшение этих величин по мере роста q. $E(R_4)$ изменяется существенно меньше и при высоких значениях параметра зашумленности, что еще раз подтверждает преимущества использования меры R_4 с оговоркой о необходимости установления связей между выраженностью критической напряженности трещины и степенью



Рис. 6. Значение меры соответствия при "истинных" напряжениях с ростом зашумленности исходных данных.

вызванной ее присутствием аномальности геофизического индикатора. R_1^{true} и $E(R_1)$ ведут себя сходим образом, поскольку глобальный максимум R_1 остается близким к единице.

Из рис. 5-рис. 7 следует, что высокие значения параметра зашумленности приводят к неустойчивости решения обратной задачи реконструкции напряжений на основании данных о трещиноватости, полученного с использованием любой из рассмотренных мер. Со всех позиций мера соответствия R₄ демонстрирует наилучшие результаты, однако ее использование требует дополнительных исследований, в том числе, специфичных для региона, в котором выполняется реконструкция напряжений. Мера соответствия R_2 демонстрирует схожие с R_4 результаты: хотя точность полученных решений ниже, а чувствительность к погрешностям в исходных данных выше, общие тенденции одни и те же, причем использование меры R_2 не требует установления конкретного вида связи между индексами аномальности и критической напряженности – требуется лишь

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

подтверждение существования такой связи. Несмотря на устойчивое поведение решений, получаемых с использованием меры соответствия R_3 , эти решения характеризуются являются смещенными, т.е. не соответствуют истинным значениям напряжений. Наконец, мера R_1 дает решения обратной задачи, чувствительные к зашумлению входных данных.

Представленные результаты позволяют судить об устойчивости решения обратной задачи реконструкции напряжений по данным о трещиноватости по отношению к зашумлению входных данных. Следует отметить, что в рамках данной работы рассматривалась исключительно случайная ошибка в интерпретации данных геофизических исследований скважин с позиций классификации по принципу флюидопроводимости. Наличие в такой классификации систематической ошибки приведет к невозможности корректной реконструкции напряженного состояния пород околоскважинной зоны с использованием разрабатываемого подхода.



Рис. 7. Отношение меры соответствия при "истинных" напряжениях к ее глобальному максимуму с ростом зашумленности исходных данных.

5. ВЫВОДЫ

Оценка напряженного состояния верхних слоев земной коры — актуальная и важная задача, решение которой имеет и практическую, и фундаментальную значимость. Разработанные и широко применяемые на практике методы оценки напряжений по скважинным данным имеют ограниченные области применения, в связи с чем, представляется важным развитие альтернативных методов.

Данная работа посвящена одному из этих методов, а именно, реконструкции текущих напряжений на основании анализа естественной трещиноватости. Несмотря на то, что этот метод неоднократно применялся на практике для оценки напряженного состояния массивов горных пород в различных регионах, до сих пор отсутствовало детальное исследование метода решения обратной задачи, возникающей при его применении. При этом разные авторы, реализующие этот подход, используют различные способы определения наилучшего соответствия между критически напряженными и флюидопроводящими трещинами — соответствия, лежащего в основе методов реконструкции напряжений по данным о трещиноватости.

В работе было выполнено систематическое исследование алгоритма реконструкции напряжений на основании скважинных исследований трещиноватости пород околоскважинной зоны. Процедура реконструкции напряжений может быть строго сформулирована следующим образом:

1. Разделение наблюдаемого интервала глубин пласта на интервалы, содержащие по одной естественной трещине;

2. Расчет на каждом интервале коэффициента аномальности показателей геофизических исследований скважины, вызванного присутствием флюидопроводящей трещины. Создание геофизически обоснованной классификации трещин по признаку флюидопроводимости; Выбор модели зависимости напряжений от глубины и определение набора параметров, задающих конкретные профили;

4. Расчет напряжений, действующих на каждой трещине для определенного набора значений параметров напряженного состояния. Создание для каждого такого набора значений, классификации трещин по признаку критической напряженности;

5. Расчет меры соответствия классификаций трещин по признакам флюидопроводимости и критической напряженности для рассматриваемого напряженного состояния;

6. Повтор этапов 4–6 для всех возможных значений параметров, характеризующих напряженное состояние пласта.

Было проведено исследование использования различных способов определения меры соответствия при решении задачи оптимизации: предложено четыре различных меры, проанализированы их преимущества и недостатки.

Представленный алгоритм и предложенные определения меры соответствия были использованы для решения обратной задачи реконструкции напряжений в пласте по данным о его естественной трещиноватости для синтетической модели. Были поставлены цели исследования единственности и несмещенности решения обратной задачи и анализа устойчивости решений, получаемых с использованием разных мер соответствия, к зашумлению исходных данных. Численные эксперименты показали, что предложенный алгоритм действительно может быть использован для восстановления напряженного состояния пласта по данным о его трещиноватости. Предложенные меры соответствия дают возможность получать решения, различающиеся точностью и устойчивостью по отношению к зашумлению исходных данных.

Во всех случаях (для всех исследованных мер соответствия), обратная задача является некорректной по Адамару [Тихонов, Арсенин, 1979], поскольку ее решение неустойчиво. При этом одна из исследованных мер соответствия ($R_1(\sigma)$ – доля критически напряженных трещин, наиболее часто используемая на практике) приводит также к неединственному решению обратной задачи, при этом множество эквивалентных решений включает истинные значения параметров. Кроме того, обратная задача является нелинейной и, как показало наше исследование, не является также задачей выпуклого программирования. Это делает практически нецелесообразным использование способов регуляризации по Тихонову и иных подходов, широко используемых при решении линейных обратных задач. Вместе с тем, задача является несложной с вычислительной точки зрения, поэтому применение алгоритмов минимизации типа градиентного спуска и пр. в данном случае не требуется, поскольку может быть легко заменено полным перебором значений меры соответствия для всего допустимого множества параметров σ по весьма детальной (с точки зрения потребностей практики) сетке. Такой подход позволяет не только найти решение, отвечающее глобальному максимуму целевой функции, но и исследовать вопросы единственности и устойчивости для каждой конкретной задачи, возникающей в практике.

Отметим, что наиболее удачные определения меры соответствия (порождающие наилучшие результаты на синтетических данных) могут быть использованы на реальных объектах только при условии проведения для конкретных пород специальных исследований связи между выраженностью критической напряженности трещин и их влиянием на те или иные свойства пород, которые могут быть измерены с помощью геофизических методов.

Можно отметить важный результат проведенных исследований устойчивости решения обратной задачи по отношению к зашумлению входных данных. В рамках синтетической модели погрешности в интерпретации исходных данных, приводящие к существенным ошибкам в оценке напряжений, оказываются больше, чем реальные погрешности, имеющие место при обработке данных о естественной трещиноватости, в частности, данных геофизических исследований скважин, что свидетельствует о применимости разрабатываемого подхода в реальных условиях.

Полученные в ходе работы результаты позволяют говорить о том, что решения обратной задачи реконструкции напряжений, действующих в массиве горных пород, на основании данных об их естественной трещиноватости действительно могут быть получены после применения описанной процедуры. Выбор меры соответствия между экспериментальными и модельными данными (целевой функции, используемой при решении оптимизационной задачи) в значительной степени определяет область эквивалентных решений поставленной обратной задачи, их устойчивость по отношению к зашумлению исходных данных, а также наличие систематических ошибок в оценке напряжений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят анонимных рецензентов, конструктивные замечания которых позволили значительно улучшить качество публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука. 1979.

Agosta F., Alessandroni M., Antonellini M., Tondi E., Giorgioni M. From fractures to flow: A field-based quantitative analysis of an outcropping carbonate reservoir // Tectonophysics. 2010. V. 490. № 3–4. P. 197–213.

https://doi.org/10.1016/j.tecto.2010.05.005

Aguilera R. Naturally Fractured Reservoirs. 2nd ed. Tulsa: Penn Well Publishing. 1995. 521 p.

Barton C.A., Moos D., Hartley L., Baxter S., Foulquier L., Holl H., Hogarth R. Geomechanically coupled simulation of flow in fractured reservoirs. Proceedings of the 38th Workshop on Geothermal Engineering. Stanford University. California. 11–13 Feb. 2013.

Barton C.A., Zoback M.D., Moos D. Fluid flow along potentially active faults in crystalline rocks // Geology. 1995. V. 23. № 8. P. 683–686.

https://doi.org/10.1130/0091-7613(1995)023%3C0683: FFAPAF%3E2.3.CO;2

Davidson J., Siratovich P.A., Wallis I.C., Gravley D.M., McNamara D.D. Quantifying the stress distribution at the Rotokawa Geothermal Field, New Zealand. Proceedings of the 34th New Zealand Geothermal Workshop. Auckland. New Zealand. 19–21 Nov. 2012.

Dubinya N.V. An Overview of Wellbore Methods of Investigating Stress State of the Upper Layers of the Earth's Crust // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2019a. V. 55. № 2. P. 311–326.

https://doi.org/10.31857/S0002-333720192137-155

Dubinya N.V. Stress state estimation based on local variations of effective elastic moduli caused by presence of critically stressed fractures. Proceedings of the 53rd US Rock Mechanics.Geomechanics Symposium. New York. 23–26 June 2019b. ARMA Conference Paper ARMA 19–139.

Dubinya N., Bayuk I., Tikhotskiy S., Rusina O. Localization and Characterization of Hydraulically Conductive Fractured Zones at Seismic Scale with the Help of Geomecha. Proceedings of the 80th EAGE Conference and Exhibition 2018, Jun 2018. V. 2018. P. 1–5.

https://doi.org/10.3997/2214-4609.201800722

Dubinya N.V., Ezhov K.A. In-situ horizontal stress estimation based on the geometrical properties of fractures in well vicinity // Geophysical Research. 2017. V. 18. № 2. P. 5–26. https://doi.org/10.21455/gr2017.2-1

Ezhov K.A., Arsibekov A.A., Dubinya N.V. Application of special well logging techniques for geomechanical model improvement in naturally fractured reservoirs. Proceedings of SPE Russian Petroleum Technology Conference, Moscow, 16–18 October 2017. 2017. SPE Conference Paper SPE-187821-MS.

Fisher R.A. Dispersion on a sphere // Proceedings of the Royal Society A. 1953. V. 217. № 1130. P. 295–305. https://doi.org/10.1098/rspa.1953.0064

Fisher Q.J., Casey M., Harris S.D., Knipe, R.J. Fluid-flow properties of faults in sandstone: the importance of temperature history // Geology. 2003. V. 31. № 11. P. 965–968. https://doi.org/10.1130/G19823.1

Fisher Q.J., Knipe R.J. Fault sealing processes in siliciclastic sediments // Geological Society, London, Special Publications. 1998. V. 147. № 1. P. 117–134.

https://doi.org/10.1144/GSL.SP.1998.147.01.08

Funato A., Chen Q. Initial stress evaluation by boring core deformation method. Proceedings of the 34th Symposium on Rock Mechanics. 2005. P. 261–266.

Gaarenstroom L., Tromp R.A.J., de Jong M.C., Brandenburg A.M. Overpressures in the Central North Sea: implications for trap integrity and drilling safety // Geological Society, London, Petroleum Geology Conference Series. 1993. V. 4. № 1. P. 1305–1313.

https://doi.org/10.1144/0041305

Heidbach O., Rajabi M., Reiter K., Ziegler M. WSM Team (2016): World Stress Map Database Release 2016. GFZ Data Services.

https://doi.org/10.5880/WSM.2016.001

Hickman S., Barton C.A., Zoback M., Morin R., Sass J., Benoit R. In-situ Stress and Fracture Permeability in a Fault-hosted Geothermal Reservoir at Dixie Valley, Nevada // Geothermal Resources Council Transactions. 1997. V. 21. P. 181–189.

Ito T., Funato A., Lin W., Doan M.L., Boutt D.F., Kano Y., Ito H., Saffer D., McNeill L.C., Byrne T., Moe K.T. Determination of stress state in deep subsea formation by combination of hydraulic fracturing in situ test and core analysis: A case study in the IODP Expedition 319 // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2013. V. 118. № 3. P. 1203–1215.

https://doi.org/10.1002/jgrb.50086

Ito T., Fukusawa S., Funato A., Tamagawa T., Tezuka K. A New Method of Stress Measurement Based on Elastic Deformation of Sidewall-Core With Stress Relief During Coring. Proceedings of the 52nd U.S. Rock Mechanics/Geomechanics Symposium, Seattle, 17–20 June 2018. 2018. ARMA Conference Paper 18-672.

Ito T., Fujii R., Evans K.F., Hayashi K. Estimation of Stress Profile with Depth from Analysis of Temperature and Fracture Orientation Logs in a 3.6 km Deep Well at Soultz, France. Proceedings of SPE/ISRM Rock Mechanics Conference, Irving, 20–23 October 2002. SPE Conference Paper 78185-MS.

https://doi.org/10.2118/78185-MS

Ito T., Zoback M.D. Fracture permeability and in situ stress to 7 km depth in the KTB scientific drillhole // Geophysical Research Letters. 2000. V. 27. № 7. P. 1045–1048. https://doi.org/10.1029/1999GL011068

Kissling W.M., Ellis S.E., McNamara D.D., Massiot C. Modelling fluid flow through fractured rock: Examples using TVZ geothermal reservoirs. Proceedings of the 37th New Zealand Geothermal Workshop, Taupo, New Zealand, 18–20 Nov. 2015.

Jaeger J.C., Cook N.G.W., Zimmermann R.W. Fundamentals of Rock Mechanics. Oxford: Blackwell Publishing. 2007. 488 p.

Laubach S.E., Olson J.E., Gale J.F.W. Are open fractures necessarily aligned with maximum horizontal stress? // Earth and Planetary Science Letters. 2004. V. 222. P. 191–195.

https://doi.org/10.1016/j.epsl.2004.02.019

Latham J.P., Xiang J., Belayneh M., Nick H.M., Tsang C.F., Blunt M.J. Modelling stress-dependent permeability in fractured rock including effects of propagating and bending fractures // International J. Rock Mechanics and Mining Sciences. 2013. V. 57. P. 100–112.

https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2012.08.002

Ligtenberg J.H. Detection of fluid migration pathways in seismic data: implications for fault seal analysis // Basin Research. 2005. V. 17. P. 141–153.

https://doi.org/10.1111/j.1365-2117.2005.00258.x

Ljunggren C., Chang Y., Janson T., Christiansson R. An overview of rock stress measurement methods // International J. Rock Mechanics and Mining Sciences. 2003. V. 40. № 7. P. 975–989.

https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2003.07.003

Min K.B., Rutqvist J., Tsang C.F., Jing L. Stress dependent permeability of fractured rock masses: a numerical study // International J. Rock Mechanics and Mining Sciences. 2004. V. 41. P. 1191–210.

https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2004.05.005

Neuman S.P. Trends, prospects and challenges in quantifying flow and transport through fractured rocks // Hydrogeology J. 2005. V. 13. P. 124–147.

https://doi.org/10.1007/s10040-004-0397-2

Pistre V., Yan G.R., Sinha B., Prioul R., Vidal-Gilbert S. Determining stress regime and Q factor from sonic data. Proceedings of SPWLA 50th Annual Logging Symposium, The Woodlands, 21–24 June 2009. 2009. SPWLA Conference Paper 2009-23344

Raaen A.M., Horsrud P., Kjorholt H., Okland D. Improved routine estimation of the minimum horizontal stress component from extended leak-off tests // International J. Rock Mechanics and Mining Sciences. V. 43. P. 37–48. https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2005.04.005

Rogers S. Critical stress-related permeability in fractured rocks. Fracture and in situ stress characterization of hydrocarbon reservoirs // Geological Society, London, Special Publications. 2002. V. 209. P. 7-16.

https://doi.org/10.1144/GSL.SP.2003.209.01.02

Rutqvist J., Stephansson O. The role of hydromechanical coupling in fractured rock engineering // Hydrogeology J. 2003. V. 11. P. 7–40.

https://doi.org/10.1007/s10040-002-0241-5

Sayers C. Stress-induced fluid flow anisotropy in fractured rock // Transport in Porous Media. 1990. V. 5. P. 287–297. https://doi.org/10.1007/BF00140017

Sathar S., Reeves H.J., Cuss R.J., Harrington J.F. The role of stress history on the flow of fluids through fractures // Mineralogical Magazine. 2012. V. 76. № 8. P. 3165–3177. https://doi.org/10.1180/minmag.2012.076.8.30

Silva I., Domingos F., Marinho P., Laronga R., Khan S. Advanced Borehole Image Applications in Turbidite Reservoirs Drilled With Oil Based Mud: A Case Study From Deep Offshore Angola // SPWLA 44th Annual Logging Symposium. 2003. SPWLA-2003-AA.

Sinha B.K., Wang J., Kisra S., Li J., Pistre V., Bratton T., Sanders M., Jun C. Estimation of formation stresses using borehole sonic data. 49th Annual Logging Symposium Proceedings. 2008.

Townend J., Zoback M.D. How faulting keeps the crust strong // Geology. 2000. V. 28. № 5. P. 399–402. https://doi.org/10.1130/0091-7613(2000)28%3C399: HFKTCS%3E2.0.CO;2

Wilbur C., Amadei B. Flow pump measurement of fracture transmissivity as a function of normal stress. Hustrulid W.A., Johnson G.A. (eds.). Rock Mechanics Contributions and Challenges. Rotterdam: Balkema. 1990. P. 621–627.

Zhang J. Borehole stability analysis accounting for anisotropies in drilling to weak bedding planes // International J. Rock Mechanics and Mining Sciences. 2013. V. 60. P. 160–170.

https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2012.12.025

Zhang X., Koutsabeloulis N.C., Heffer K. Hydromechanical modelling of critically stressed and faulted reservoirs // AAPG Bulletin. 2007. V. 91. № 1. P. 31–50. https://doi.org/10.1306/08030605136

Zoback M.D., Mastin L., Barton C. In-situ stress measurements in deep boreholes using hydraulic fracturing, wellbore breakouts, and Stonely wave polarization. Proceedings of ISRM International Symposium Proceedings, Stockholm, 31 August–3 September 1986.

Zoback M.D., Barton C.A., Brudy M., Castillo D.A., Finkbeiner T., Grollimund B.R., Moos D.B., Peska P., Ward C.D., Wiprut D.J. Determination of stress orientation and magnitude in deep wells. International J. Rock Mechanics and Mining Sciences. 2003. V. 40. № 7. P. 1,049–1,076. https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2003.07.001

Zohreh M., Junin R., Jeffreys P. Evaluate the borehole condition to reduce drilling risk and avoid potential well bore damages by using image logs // J. Petroleum Science and Engineering. 2014. V. 122. P. 318–330. https://doi.org/10.1016/j.petrol.2014.07.027

On the Method for Solving The Inverse Problem of Restoring the Stress-Strain State of a Rock Massif from Natural Fracturing Data

N. V. Dubinya^{*a*, *b*, * and S. A. Tikhotskiy^{*a*, *b*, **}}

^aMoscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia ^bSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *e-mail: dubinya.nv@gmail.com **e-mail: sat@ifz.ru

The work considers the problem of reconstructing the stress state of a rock massif from its natural fracturing data. A particular problem of reconstructing stress profiles along the borehole from data on the spatial orientations and activity of natural shear fractures in rocks in the borehole vicinity is studied. The approach to estimating tectonic stresses from these data, developed in the previous works of the authors, is discussed in terms of the peculiarities of the inverse problem solution. The optimization problem solved by the stress state

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

дубиня, тихоцкий

reconstruction procedure is set, and various methods of its solution are examined. Four different approaches to determining the correspondence (proximity) measure between the observed and model fracture characteristics (hereinafter referred to as the correspondence measure), which can be used to reconstruct stresses from data on the fractures of rocks in the borehole vicinity, are proposed. A comparative analysis is made as to how the determination of the correspondence measure affects the inverse problem solution. For this purpose, a synthetic fracturing model is considered, and the problem of estimating the stress state of a massif under the synthetic model is set and solved with different correspondence measures. It is demonstrated that different determinations of the correspondence measure used in practice for stress reconstruction from natural fracturing data differ from each other both in terms of the presence of bias of the resulting solution with respect to the true model parameters and in terms of uniqueness of the solution and its stability with respect to noise in the input data. Conclusions are made about when it is optimal to use certain determinations of the correspondence measure problem, depending on what data can be used to analyze natural fracturing.

Keywords: stress state, natural fracturing, geomechanics of deposits, tectonic stresses

134

УДК 550.34,551.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХСДВИГОВОГО РЕЖИМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАЗРЫВА ПО РАЗЛОМУ С ГЕТЕРОГЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 2022 г. А. М. Будков¹, С. Б. Кишкина^{1, *}, Г. Г. Кочарян¹

¹Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия

**E-mail: SvetlanK@gmail.com* Поступила в редакцию 10.02.2022 г. После доработки 15.02.2022 г. Принята к публикации 15.02.2022 г.

На основе результатов численного моделирования в статье рассмотрены закономерности формирования сверхсдвигового разрыва (скорость распространения фронта выше скорости поперечных волн в материале) вдоль однородной и гетерогенной поверхностей модельного разлома. Неоднородность свойств задавалась в виде фрикционных пятен, разупрочняющихся при сдвиге, между которыми расположены области со стабильным трением. Подобная постановка восходит к известной модели *asperities* [Kanamori, Stewart, 1978]. В настоящей работе использованы данные сейсмологических и геодезических наблюдений для оценки характерных размеров участков разломной зоны, "запертых" в межсейсмический период. Расчеты показали, что характерные размеры неоднородностей на плоскости скольжения в значительной степени определяют особенности распространения динамического разрыва. Необходимым условием трансформации разрыва в сверхсдвиговый режим является достаточно быстрое фрикционное разупрочнение. Возникновение наблюдаемых особенностей волнового поля (относительно слабое затухание, увеличение амплитуды колебаний на некотором расстоянии от гипоцентра, преобладание движения в направлении, параллельном разлому и т.д.) не требует нелинейности среды и не является результатом генерации "ударной волны", как предполагается в некоторых публикациях, а представляет собой лишь следствие интерференции волновых фронтов. Взаимодействие областей с разными фрикционными свойствами может приводить к возникновению таких эффектов, как переход к сверхсдвиговому режиму, возникновение динамических импульсов скольжения, которые повторно разрушают ранее сдвинутые в процессе крипа участки разлома, торможение разрыва. Судя по результатам расчетов, на шероховатых/волнистых участках контактных поверхностей с близко расположенными зонами фрикционного разупрочнения, генерация сверхсдвигового разрыва более вероятна. При этом распространение такого разрыва с затухающей амплитудой смещения может быть устойчиво на локально более гладких участках.

Ключевые слова: очаг землетрясения, разлом, режимы скольжения, скорость разрыва, сверхсдвиговый разрыв, численное моделирование, фрикционные свойства, шероховатость поверхности. **DOI:** 10.31857/S0002333722040019

введение

Разрешение современных методов сейсмологии и космической геодезии позволяет не только измерить среднее смещение по разрыву землетрясения и сброс напряжений, но и оценить их распределение как во времени, так и в пространстве [Shao et al., 2011; Metois et al., 2017; Михайлов и др., 2020; и др.]. Вариация этих параметров в пределах одного разрыва оказывается весьма значительной, что, несомненно, связано с неоднородностью структуры, фрикционными свойствами и уровнем напряжений на плоскости тектонического разлома, с подвижкой по которому ассоциируется землетрясение [Scholz, 2019]. Вероятно впервые связь между землетрясениями и разломами земной коры была отмечена два века назад, при землетрясении Kutch $M \sim 7.7 \pm 0.2$ 1819 г. в Индии [Bodin, Horton, 2004]. После работ G. Gilbert (1884) и В. Koto (1893) и, в особенности H. Reid (1910), представления о том, что неглубокое землетрясение есть результат динамического проскальзывания по тектоническому разлому, стали доминирующей парадигмой. Как отмечает C. Scholz, согласно ранним работам G. Gilbert "землетрясение происходит, когда напряжение, накапливаемое на разломе, становится достаточно большим, чтобы преодолеть начальное трение" [Scholz, 1992]. Удобство математического аппарата механики трещин привело к тому, что трение отошло на второй план и разрушение в очаге землетрясения стало ассоциироваться с эффективной прочностью участка земной коры [Chinnery, 1964]. В рамках альтернативной модели прерывистого скольжения, которая в механике землетрясений ассоциируется, прежде всего, с известной работой [Brace, Byerlee, 1966], динамика развития разрыва зависит не столько от прочности, сколько от стабильности или нестабильности фрикционных свойств разлома. Ключевую роль для зарождения и распространения разрыва играют такие характеристики как упрочнение (рост эффективного коэффициента трения µ) или разупрочнение (снижение µ) разлома в процессе скольжения.

Сложная топография бортов разлома приводит к концентрации напряжений в областях "действительного контакта неровностей" и появлению относительно разгруженных областей. В последних происходит осаждение минералов, переносимых флюидами [Turcotte, Schubert, 1982], что способствует формированию прослоев слабых материалов, богатых филосиликатами с фрикционными свойствами скоростного упрочнения [Ikari et al., 2013]. Концентрация напряжений, напротив, приводит к более эффективному растворению поверхностных слоев геоматериала и образованию "свежих" контактов, для которых характерны фрикционные свойства скоростного разупрочнения. Таким образом, на разных иерархических уровнях формируется фрикционная гетерогенность поверхности скольжения. Существенную роль играют и свойства флюида, абсорбируемого в виде тонких пленок на поверхности зерен [Moore, Lockner, 2007; Кочарян, Остапчук, 2015; Roesner et al., 2020].

Неоднородность фрикционных свойств оказывает непосредственное влияние на характер сейсмического излучения. Согласно ряду современных моделей, разрывы зарождаются в локализованных областях повышенного напряжения (пониженной прочности), либо на участках фрикционного разупрочнения [Kocharyan, Kishkina, 2021]. За пределами этого участка скорость смещения быстро снижается, вновь увеличиваясь на соседних пятнах. При этом, чем выше суммарная доля участков с разупрочнением, тем выше оказывается доля энергии деформации, идущей на излучение упругой волны в высокочастотной части спектра [Батухтин и др., 2019]. В рамках модели разлома, развиваемой в работах [Noda et al., 2013; и др.], коэффициент трения по разлому соответствует закону Байерли, однако с сильным динамическим разупрочнением, что позволяет разрыву распространяться через участки, которые между крупными событиями проявляют свойства ползучести.

Скорость распространения разрыва *Vr* варьируется в широких пределах — от сверхнизких значений, соответствующих событиям медленного скольжения, до величин, значительно превышающих скорость распространения поперечных волн Cs. В последнем случае говорят о сверхсдвиговом (supershear) режиме. Хотя в большинстве случаев средняя величина Vr находится в диапазоне от 1100 до 3100 м/с, соответствующем классическим представлениям, по данным работы [Chouneta et al., 2018] около 25% из 96 проанализированных землетрясений с магнитудой M_w от 6.4 до 8.1 имели среднюю скорость разрыва в диапазоне от 3100 до 4500 м/с. Наиболее известные события с "быстрым" разрывом это: 1999 г. – *M*_w 7.4 Izmit (Турция) [Bouchon et al., 2001; и др.]; 2001 г. – M_w 7.9 Kunlun (Китай) [Bouchon, Vallee, 2003; Vallée, Dunham, 2012]; 2002 г. – *M*_w 7.9 Denali Fault (Аляска) [Ellsworth et al., 2004, Bouchon et al., 2010; и др.]; 2013 г. – M_w 7.5 Craig (Аляска) [Yue et al., 2013]; 2018 г. – M_w 7.5 Palu (острова Сулавеси) [Bao et al., 2019; Bhat, 2021] и др.

При этом следует иметь в виду, что в некоторых случаях аномально высокую скорость разрыв имеет лишь на ограниченных участках разлома, так что пиковые значения могут оказаться заметно выше средних значений, указанных выше. Так, для землетрясения Denaily Fault сверхсдвиговый режим был отмечен на участке разлома длиной около 38 км, при длине разрыва на поверхности основного разлома свыше 220 км (полная длина разрыва 318 км) [Haeussler, 2004]. Впрочем, судя по результатам, представленным в работе [Bao et al., 2019], при землетрясении 2018 г. M_w 7.5 Palu скорость распространения в 4.1 км/с устойчиво наблюдалась на протяжении всего разрыва. При этом событии сверхсдвиговая скорость распространения разрыва была зарегистрирована высокоскоростными датчиками GPS [Bhat, 2021].

Интерес к этому режиму распространения разрыва связан с тем, что амплитуда колебаний грунта в группе поперечных волн на возникающих плоских фронтах, аналогичных фронтам Маха, затухает существенно медленнее, чем при "нормальных" субрелеевских разрывах [Das, 2015], что очевидно может приводить к значительному возрастанию интенсивности сотрясений как в окрестности разрыва, так и на значительных расстояниях. Результаты интерференции поперечных волн при сверхсдвиговом разрыве, иногда не вполне корректно, называют "ударными волнами" [Bhat, 2021; Das, 2015; Павленко, 2019].

Эффект увеличения скорости распространения разрыва до значений, превышающих теоретически возможную величину для плоских трещин отрыва — скорость волны Релея $C_{\rm R}$, — был обнаружен в начале 70-х годов прошлого века сначала в лаборатории [Burridge, 1973], а затем и теоретически [Andrews, 1976]. Существует по крайней мере два объяснения возникновения та-

ких явлений. Первую модель называют механизмом Барриджа–Эндрюса. В работе [Burridge, 1973] аналитически показано существование области концентрации напряжений, которая распространяется перед фронтом первичной трещины со скоростью C_s. Этот пик напряжений постепенно увеличивается по величине до тех пор, пока не будет преодолена локальная прочность разлома. В результате образуется так называемая "дочерняя трещина", которая первоначально отделена от основной части разрыва. Передний фронт дочерней трещины начинается как нестабильный сверхсдвиговый разрыв, который затем быстро ускоряется и переходит в устойчивый сверхсдвиговый разрыв. Задний фронт быстро сливается с основным разрывом, в результате чего вся трещина оказывается сверхсдвиговой. Условием возникновения сверхсдвигового разрыва является разупрочнение поверхности контакта при сдвиге и достаточный уровень фоновых напряжений [Andrews, 1976]

Причины возникновения этой области концентрации напряжений до конца неясны. Так, например, [Psakhie et al., 2015] связали ее с образованием упругого вихря, который развивается перед трещиной и распространяется с высокой скоростью. Трещина может ускоряться до скорости продольной волны, если величина касательных напряжений в упругом вихре достигает прочности материала на сдвиг до отрыва вихря. После отрыва упругого вихря от трещины амплитуда напряжений в вихре снижается, поскольку теряется источник поступления упругой энергии.

Вторая модель связана с наличием на пути распространения трещины более жесткого включения или локального участка зоны скольжения с более высокой фрикционной прочностью. Наличие этих особенностей также может напрямую приводить к динамическим концентрациям напряжений и локализованной нестабильности, которые способны вызывать сверхсдвиговый разрыв [Dunham, Archuleta, 2004; Стефанов, 2006].

Хотя понимание основных механизмов распространения межзвуковой трещины достигнуто, многие важные вопросы до сих пор не исследованы. К ним, в частности, относится влияние гетерогенности разлома на закономерности распространения разрыва.

В настоящей работе мы на основе численной модели рассматриваем закономерности формирования сверхсдвигового разрыва вдоль однородной и гетерогенной поверхности разрыва и приводим некоторые результаты расчетов, позволяющие лучше понять механику этого важного явления. Кроме того, мы сочли уместным провести анализ некоторых наблюдательных сведений о структуре деформационных процессов в очаговых зонах землетрясений. Эти данные могут оказаться полезными для оценки макроскопической гетерогенности фрикционных характеристик разломных зон.

АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ СВЕДЕНИЙ О ХАРАКТЕРНЫХ РАЗМЕРАХ ЗОН "ASPERITIES"

Хорошо известно, что на любом иерархическом уровне - от образцов горной породы до меганадвигов – в области контакта блоков выделяются особые зоны локальных контактов неровностей [Scholz, 2019], так называемые, asperities [Kanamori, Stewart, 1978]. В зависимости от фрикционных и структурных свойств этих зон могут быть реализованы различные режимы скольжения по разлому – от крипа до динамических разрывов с различной скоростью распространения [Кочарян, 2016]. Сведения и о свойствах, и о размерах этих зон весьма ограничены. Можно выделить несколько источников данных, которые позволяют опосредованно судить хотя бы о характерных размерах зон asperities и плотности их расположения в зоне разлома.

Для сейсмических событий относительно небольшого размера с магнитудой до 4.5-5 имеется определенное количество данных о кластеризации очагов. Использование развитых сейсмических методов регистрации и обработки данных позволяет локализовать источники небольших событий с высокой точностью, что и сделало возможным выявление "повторных" землетрясений, которые разрывают разлом практически в одном и том же месте. Для таких событий характерна близость магнитуд и форм сигнала, постоянство рекуррентного времени. Достаточно большой набор накопленных данных [Bourouis, Bernard, 2007; Uchida, Burgmann, 2019] заставил предположить, что в таких случаях землетрясения - это результат подвижки одного и того же разлома/фрагмента разлома [Uchida, Burgmann, 2019 и ссылки там]. Отталкиваясь от этих предположений и определяя параметры разрыва, можно оценивать размеры зон asperities и их расположение на поверхности разлома.

Для более крупных землетрясений модель разрыва строится, исходя из имеющихся данных о параметрах сильных движений в ближней зоне, результатов регистрации сейсмических волн на региональных и телесейсмических расстояниях и/или геодезических данных (радарной спутниковой интерферометрии *InSAR Interferometric Synthetic Aperture Radar* или данных *GPS*) [Shao et al., 2011; Scholz, 2019; Chen et al., 2020, Михайлов и др., 2020; и др.].

По результатам геодезических измерений определяется коэффициент сейсмической эффек-

тивности χ или сейсмическое сцепление (англ. термин *seismic coupling*) [Scholz, 2019]:

$$\chi = \frac{\dot{P}_s}{v_p S_f},\tag{1}$$

где: $P_s = \frac{M_0}{G} = \int_S u dS; M_0$ — сейсмический мо-

мент; G – модуль сдвига; u – косейсмическое смещение; S_f – площадь разрыва; v_p – скорость смещения плиты под действием тектонических сил. Предполагается, что в районе *asperities*, где разлом заперт в межсейсмический период, $\chi \approx 1$, т.е. все перемещение набирается за счет подвижки при землетрясении. В окружающей области скольжение условно стабильно (скольжение стабильно при квазистатической нагрузке, но может стать нестабильным при динамической нагрузке выше определенной величины), а коэффициент сейсмической эффективности $0 < \chi < 1$. На участках крипа, где крупных землетрясений нет, величина коэффициента χ невелика.

По понятным причинам, такие измерения информативны, главным образом, на участках типа зон субдукции, где достаточно велики скорости смещения плит и происходят крупные землетрясения.

Чтобы локализовать пространственно-временную эволюцию разрыва по заданной плоскости, используются, как правило, телесейсмические данные: объемные и поверхностные волны, поскольку такая интеграция позволяет повысить разрешение по глубине результатов инверсии. Длина разрыва подбирается с учетом скорости его образования, которая, в среднем, выбирается в диапазоне 2.5–3 км/с.

Необходимые для оценок характерных размеров asperities данные о величинах косейсмического смещения по разлому оказалось возможным получить из каталога землетрясений Геологической службы США (United States Geological Survey, USGS¹). Для этого нами были выбраны все события в каталоге, которые содержат модели разрывов. Помимо базовых параметров каталога землетрясений (время, координаты очага), такая выборка событий содержит независимые оценки магнитуды, глубины и механизм очага для каждого землетрясения, поскольку эти параметры тесно связаны с моделированием разрывов, проведенным для каждого конкретного события. Результаты содержат модель поверхности разрыва и функцию времени источника (STF) — или скорость изменения сейсмического момента - землетрясения. Примеры моделей поверхности разрыва и скорости изменения сейсмического момента приведены на рис. 1.

Для каждой пространственной зоны локализации скольжения (*asperities*) выбранных событий (землетрясений, которые содержат модели разрывов) мы оценили размеры области, которая содержит максимальные (вплоть до 2/3 от максимума) амплитуды скольжения. Полученная зависимость размера зон *asperities* от масштаба землетрясения характеризуется соотношением:

$$\sqrt{S_A} = 6.33 \times 10^{-6} M_0^{0.31}, \tag{2}$$

где: S_A — площадь пятна в км²; M_0 — сейсмический момент землетрясения в Н · м. Эти оценки показаны на рис. 2 вместе с данными о характерных размерах *asperities*, приведенными в работе [Ko-charyan, Kishkina, 2021], которые обобщены зависимостью:

$$\sqrt{S_A} = 6.33 \times 10^{-6} M_0^{0.34}.$$
 (3)

В общем, величина $S_A^{0.5}$ довольно близка к эмпирическим зависимостям, используемым для оценки характерных длин разрывов землетрясения от величины сейсмического момента, которые приведены во многих работах и обобщены в монографии [Кочарян, 2016]. Некоторые из них показаны на рис. 2 пунктиром. При этом параметр $S_A^{0.5}$ областей, интерпретируемых как *asperity*, в среднем в 1.5–3 раза меньше длины разрыва. Определенные по телесейсмическим данным, размеры этих зон оказываются еще меньше. Так что можно предположить, что зоны *asperities* занимают около 20–30% от всей площади разрыва.

Собранные на рис. 2 результаты получены при анализе данных, которые интерпретировались разными авторами с использованием разных методов, коротко рассмотренных выше. Разброс данных довольно велик, поскольку решение задачи инверсии предполагает подбор целого ряда параметров и интерпретаций. При этом можно говорить, что общая зависимость размера зон *asperities* от масштаба землетрясения характеризуется близкими соотношениями, с показателем степени ~0.3. Такое значение отвечает характеристикам геометрического подобия, которое обычно хорошо выполняется при рассмотрении характеристик сейсмичности в широком диапазоне магнитуд [Kocharyan, Kishkina, 2021].

МЕТОД

Задача о распространении разрыва на контакте двух однородных упругих блоков решалась методом численного математического моделирования. Рассматривалась система, состоящая из двух упругих блоков (плотность $\rho_0 = 2.5 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$, коэффициент Пуассона v = 0.25, скорость продольных волн $C_p = 6000 \text{ м/c}$, скорость поперечных волн $C_s = 3460 \text{ м/c}$). В качестве начальных условий задано поле однородных сдвиговых напряжений $\sigma_{xv} = \tau_0$.

¹ https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/.



Рис. 1. Пример пространственного расположения зон локализации скольжения (слева) и приведенной скорости изменения момента (справа) для землетрясения в Новой Зеландии (а) 04.03.2021 г., $M_w = 8.1$, d = 28.9 км (амплитуда подвижки рассчитана через каждые 5 с) и в Греции (б) 30.10.2020 г., $M_w = 7.0$, d = 21 км (амплитуда подвижки рассчитана через каждые 10 с). По данным USGS. Цифры на левой панели отмечают порядок локализации зон *asperities*, который реализуется в ходе землетрясения. Жирным контуром выделены области, которые содержат максимальные (вплоть до 2/3 от максимума) амплитуды скольжения. Ось X в направлении простирания; Y - в направлении падения плоскости разлома. Начало координат приурочено к местоположению источника.

Сопротивление сдвигу по границе между блоками задано в виде трения с разупрочнением:

$$\tau = T(\Delta u) \operatorname{sign}\left(\frac{\partial \Delta u}{\partial t}\right), \quad \frac{\partial \Delta u}{\partial t} \neq 0, \tag{4}$$

где:
$$T(\Delta u) = \begin{cases} \tau_u - \frac{(\tau_u - \tau_f)\Delta u}{d_0}, & \Delta u < d_0 \\ \tau_f, & \Delta u \ge d_0 \end{cases}$$
; $u - \text{отно-}$

сительное перемещение бортов; т_и – пиковая

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

фрикционная прочность; τ_f — остаточная фрикционная прочность; d_0 — амплитуда перемещения, при котором трение спадает с пикового до остаточного значения. В процессе скольжения касательные напряжения на контакте всегда равны τ_f .

Для нормировки длины использовался параметр $L_{c} = \frac{8 \,\mu (\lambda + \mu)}{\pi \, (\lambda + 2\mu)} \frac{G}{(\tau_{0} - \tau_{f})^{2}} -$ критическая гриффитсовская полудлина трещины [Andrews, 1976]. Здесь:



Рис. 2. Зависимость размера зон asperities от масштаба землетрясения. Размеры asperitis получены с помощью: I – сейсмических данных [Kocharyan, Kishkina, 2021 и ссылки там]; 2 – геодезических данных [Kocharyan, Kishkina, 2021 и ссылки там]; 3 – сейсмических данных (по каталогу USGS); 4 – зависимость (2); 5 – зависимость (3); 6–8 – соотношения между сейсмическим моментом и длиной разрыва для разных событий (по работе [Кочарян, 2016]).

 λ и µ — коэффициенты Ляме; $G = \frac{1}{4}(\tau_u - \tau_f)d_0 -$ эффективная энергия трещинообразования; τ_0 – величина фоновых сдвиговых напряжений.

Задавались следующие параметры модели: $\tau_u = 16 \text{ МПа}, \tau_f = 5 \text{ МПа}, d_0 = 1.8 \text{ мм}, а величина$ τ_0 могла изменяться в разных сериях расчетов. Далее все характерные размеры будут указываться в единицах $L_c - \hat{L} = L/L_c$, а время нормировано, как $\hat{t} = (tC_s)/L_c$.

Для активации распространения трещины, на небольшом участке контактной границы $0 \le x \le L_0$ инициировался сброс напряжений, распространяющийся со скоростью $V_{r0} = 0.6c_s$. Для этого в расчетном узле искусственно задавалось смещение на 10% превышающее пороговое значение u_0 , при котором трение выходит на уровень фоновых напряжений τ_0 . Параметр L_0 в расчетах варьировался в пределах $L_0 = (3-6)L_c$ $(\hat{L}_0 = 3-6)$. Для проведения вычислений использовался двумерный программный комплекс [Архипов и др., 2003], разработанный на основе лагранжева численного метода "Тензор". Расчеты выполнялись в плоской постановке. Ось *х* декартовой системы координат лежит в плоскости контактной границы, ось *у* перпендикулярна этой плоскости.

Размеры расчетной области $\hat{\Sigma}$ в разных вариантах варьировались от 120 × 120 до 180 × 180. Использовалась равномерная расчетная сетка с ячейками размером \hat{l} 0.015 × 0.015.

Расчеты показали, что участок сброса напряжений должен иметь достаточную величину. При $\hat{L}_0 \leq 3$ процесс формирования разрыва затухает в непосредственной близости от участка инициирования.

Напряженное состояние контакта удобно характеризовать параметром безразмерной меры прочности разлома:

$$S = \frac{\tau_u - \tau_0}{\tau_0 - \tau_f}.$$
 (5)

В работе [Andrews, 1976] было показано, что при S > 1.77 переход в режим сверхсдвигового распространения разрыва не происходит. На рис. 3 приведены соотношения между безразмерной мерой прочности S, пиковой τ_u и остаточной τ_f фрикционной прочностью разлома, уровнем фоновых напряжений τ_0 . Как видно из рисунка, чем

более "хрупкий" разлом (ниже отношение $\frac{\tau_f}{\tau_u}$), тем при более низком уровне средних напряжений (меньшие значения параметра $\frac{\tau_0}{\tau_u}$) может произойти переход к сверхсдвиговому разрыву.

В расчетах, результаты которых приводятся ниже, использовалось значение $S \ge 0.8$, т.к. согласно [Liu et al., 2014] при S < 0.72-0.76 переход в сверхсдвиговый режим происходит по иному механизму. Этот диапазон лежит вне интересов настоящей публикации.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ОДНОРОДНОГО КОНТАКТА

В использованном представлении разлома в виде поверхности скольжения с трением, условием старта разрыва является превышение сдвигающими напряжениями пороговой величины τ_u . В силу малости градиента направленной вдоль направления скольжения *x*-компоненты тензора напряжений σ_{xx} , уровень сдвигающих напряжений определяется величиной касательной компоненты σ_{xy} . Соответственно, в рамках принятой модели трения, для старта разрыва требуется, чтобы сдвиговое напряжение превысило фоновое напряжение на величину $\Delta \tau = \tau_u - \tau_0$:

$$\sigma_{xy} \ge \tau_u = \tau_0 + \Delta \tau. \tag{6}$$

Примеры результатов расчета для разрыва с однородной фрикционной поверхностью приведены на рис. 4-рис. 6. В этих расчетах длина начального участка инициирования $\hat{L}_0 = 4-6$. Время на графиках отсчитывается от момента выполнения условия (6) в точке x = 0. На рис. 4 показаны эпюры скоростей смещения грунта, полученные в двух расчетных вариантах с разными значениями безразмерной меры прочности: S = 2.0 ($\tau_0 = 8.7$ МПа, $L_c = 18.8$ м) и S = 0.8 (при этом фоновые напряжения $\tau_0 = 11.1$ МПа, $L_c = 6.75$ м).

В соответствии с данными рис. 3, при S = 0.8должен иметь место переход субрелеевского режима распространения разрыва в сверхсдвиг, а при S = 2.0 формирование сверхсдвигового разрыва не происходит. Действительно, расчетный вариант с S = 2.0 (рис. 4а), демонстрирует волновую картину типичную для обычного субрелеевского режима распространения разрыва. В этом случае явно превалирует нормальная к плоскости разлома компонента скорости движения среды.

На рис. 4б видна соответствующая трансформация эпюр компонент вектора скорости смещения среды по мере удаления от точки старта разрыва. В точке $\hat{x} = 17.8$ скорость распространения все еще соответствует c_s (переходная зона). На расстоянии $\hat{x} > 18$ вперед выходит пик массовой скорости, опережающий фронт поперечной волны. Начиная с расстояний $\hat{x} \approx 30$ происходит окончательное формирование сверхсдвигового разрыва. Вперед выходит продольная волна, за которой следует движение со сдвигом фаз тангенциальной и нормальной составляющих скорости, характерным для волн поверхностного типа (помечено на рис. 4б буквой "*R*"). Анализ расчетных данных показывает, что скорость распространения вдоль разлома этого цуга колебаний составляет ~3200 м/с, что примерно соответствует скорости распространения волны Релея в материале блоков ($C_{\rm R} = 3180$ м/с). В целом, в зоне сверхсдвига поле деформации характеризуется ростом отношения амплитуд тангенциальной и нормальной составляющих скорости смещения с расстоянием, т.е. преимущественным направлением смещения материала вдоль разлома.

Векторное поле скорости в момент времени $\hat{t} = 25.6$ (рис. 5а) имеет вид, характерный для субрелеевского режима распространения разрыва с квазисферическими волновыми фронтами. Буквами "*p*" и "*s*" отмечены положения фронтов продольной и поперечной волны. Как уже отмечалось, для начала дифференциального движения по разлому требуется, чтобы сдвиговое на-

Рис. 3. Соотношение между безразмерной мерой прочности *S*, пиковой τ_u и остаточной τ_f фрикционной прочностью, фоновым уровнем напряжений τ_0 . При *S* > 1.8 формирование сверхсдвигового разрыва не происходит.

пряжение превысило фоновое напряжение то на величину Δτ. Амплитуды волны напряжений на фронте продольной волны в данном случае оказывается недостаточно для выполнения этого условия, так что скольжения по разлому не наблюдается. Условие (6) выполняется лишь на фронте поперечной волны "s". Момент выполнения (6) будем называть "стартом дифференциального движения". Здесь фактически начинается формирование разрыва. Для излучения разрывом упругой энергии нужно, чтобы амплитуда дифференциального смещения по разлому и превысила пороговое значение и₀, при котором величина трения снижается до уровня фоновых напряжений т₀. Эта стадия, которую мы будем называть "активным разрывом" или "активной стадией скольжения", формируется за фронтом поперечной волны. На рисунке отчетливо видно положение "активного разрыва". Эта зона характеризуется максимальными для всей области возмущения значениями скорости движения среды, которые в рассматриваемый момент времени составляют величину около 1 м/с.

Показанное на рис. 56 векторное поле скорости смещения материала в момент времени $\hat{t} = 51.2$ иллюстрирует движение среды в режиме сверхсдвига. Разрыв, распространяясь со скоростью, близкой к скорости продольных волн, обгоняет фронт поперечной волны. Образующи-





Рис. 4. Эпюры скорости смещения $(1 - u_x, 2 - u_y)$ на различных расстояниях от участка инициирования разрыва, полученные в расчетных вариантах S = 2.0 (a) и S = 0.8 (6).

еся при этом вторичные поперечные волны в результате интерференции формируют конический волновой фронт, положение которого на рис. 5б отмечено буквой "*c*". Распространение сверхсдвиговой трещины на начальном этапе сопровождается постоянным ростом максимальной скорости смещения среды, инициируемого разрывом. В момент времени $\hat{t} = 51.2$ величина максимальной скорости смещения в активной зоне разрыва уже превышает 2 м/с. Годографы моментов старта дифференциального движения и начала активной стадии скольжения приведены на рис. 6. В расчетном варианте с S = 0.8 за пределами участка инициирования $(\hat{x} = \hat{L}_0 = 4)$ фронтальная часть разрыва распространяется вдоль интерфейса со скоростью поперечной волны, слегка обгоняя активную зону разрыва, распространяющуюся со скоростью волны Релея. На расстоянии $\hat{x} \approx 25$ скорость распространения активного участка разрыва быстро уве-



Рис. 5. Векторное поле скорости в разные моменты времени: (a) -t = 25.6, (б) -t = 51.2. Шкала соответствия цвета величине скорости в [м/с]. Вариант S = 0.8.

личивается и достигает величины c_p . Наличие небольшого переходного участка $\hat{x} \approx 24-25$ на кривой 2 обусловлено перестроением связанного с активным участком разрыва волнового пакета в процессе перехода к сверхсдвигу. Эти изменения в характере движения можно видеть на рис. 4б. В расчетном варианте с S = 2.0 реализуется только субрелеевский режим развития скольжения (кривая 3). Скорость распространения разрыва на начальном участке примерно соответствует скорости на участке инициирования ($0.6C_s$) и постепенно увеличивается с расстоянием.

На рис. 7 для момента времени $\hat{t} = 51.3$ показаны пространственные распределения величин касательных напряжений σ_{xy} и эквивалентных напряжений (по критерию энергии формоизменения) [Тимошенко, Гудьер, 1975]:

$$\sigma_{_{3KB}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \times$$

$$\times \sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2}.$$
(7)

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

При этом рассматриваются "динамические" напряжения (сформировавшиеся за счет распространения разрыва). Т.е. из полных величин касательных напряжений вычтено значение фонового сдвигового напряжения τ_0 .

В это время разрыв распространяется уже в режиме сверхсдвига. На рис. 7а в окрестности фронтальной части разрыва выделяется небольшая эллиптическая область повышенных касательных напряжений. Анализ векторных полей скорости показывает, что эта область связана с характерным вихревым движением среды. Наибольшая величина касательных напряжений в этой зоне составляет ~5 МПа и превышает пороговый уровень старта дифференциального движения $\Delta \tau = 4.9 \text{ M}\Pi a$, т.е. относительное смещение бортов начинается в зоне вихревого движения. Ранее подобный результат был продемонстрирован в работе [Psakhie et al., 2015]. Область максимальных касательных напряжений "*R*" отстает и связана с распространением поверхностной волны



Рис. 6. Годографы моментов старта дифференциального движения (1) и начала активной стадии скольжения (2, 3): 1, 2 - S = 0.8; 3 - S = 2.0. Для удобства пунктиром показаны наклоны годографов для продольной, поперечной и релеевской волн.

(см. рис. 4), где и набирается основная часть относительного перемещения бортов (зона "основной трещины"). Можно видеть, что при трансформации разрыва в сверхсдвиговый режим область максимальных эквивалентных напряжений перемещается из зоны "основной трещины" во фронтальную зону разрыва (рис. 76). При этом уровень $\sigma_{_{экв}}$ во фронтальной зоне разрыва примерно в 2 раза превышает напряжения в зоне "основной трещины".

В целом результаты, полученные при моделировании распространения разрыва по однородной поверхности, хорошо соответствуют теоретическим представлениям и результатам ранее проведенных численных расчетов [Andrews, 1976; Psakhie et al., 2015], что свидетельствует о корректности модели и работоспособности программы.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ФРИКЦИОННЫХ СВОЙСТВ

В рассматриваемой серии расчетов развития процесса скольжения по гетерогенному контакту, неоднородность фрикционных свойств моделировалась в виде участков двух типов – "*FW*" (*Friction weakening*), с разупрочнением в соответствии с (4), и "*FS*" (*Friction stable*) с постоянным уровнем сопротивления сдвигу, равным фоновому напряжению $\tau = \tau_0$. Это соответствует схеме в которой в



Рис. 7. Пространственное распределение величин сдвиговых напряжений σ_{xy} (а) и эквивалентных напряжений (б) (по критерию энергии формоизменения) в момент времени $\hat{t} = 51.2$. Режим сверхсдвига. Шкала соответствия цвета величине напряжений в МПа.

"межсейсмический" период активные участки (*asperities*) зафиксированы и не испытывают перемещения, а пассивные участки находятся в состоянии медленного крипа.

В расчетах протяженность *FS*-участков варьировалась от $\Delta \hat{x} = 3.7$ до полной длины блока. Годографы момента начала активной стадии, полученные в расчетах со стабильными участками разной протяженности приведены на рис. 8. Начало первого *FS*-участка соответствует координате


Рис. 8. Годографы момента начала дифференциального движения и активной стадии скольжения: (a) – начало активной стадии скольжения при различной протяженности участка со стабильным трением; $1 - \Delta \hat{x} = 0$; $2 - \Delta \hat{x} = 3.7$; $3 - \Delta \hat{x} = 7.4$; $4 - \Delta \hat{x} = 11.1$; $5 - \Delta \hat{x} = 14.8$; $6 - \Delta \hat{x} = 18.5$; $7 - \Delta \hat{x} = 22.2$; $8 - \Delta \hat{x} = 29.6$ inf – весь участок со стабильным трением. Во всех случаях начало стабильного участка расположено в точке $\hat{x} = 14.8$; (б) – начало активной стадии (1) и начало дифференциального движения (2); $\Delta \hat{x} = 14.8$.

 $\hat{x} = 14.8$. Специально проведенные расчеты показали, что при достаточной удаленности от участка начальной инициации трещины, расположение начала зоны стабильного трения относительно начала координат не играет принципиальной роли. Отметим лишь, что переход в сверхсдвиговый режим происходит при этом на разных расстояниях от начала трещины.

При анализе годографов на рис. 8 следует иметь в виду совершенно разный отклик на распространение разрыва FW- и FS-участков разлома. Распространение старта дифференциального движения бортов на FS-участке происходит со скоростью продольной волны. Поскольку в этих зонах при $\tau \geq \tau_0$ трение всегда полностью мобилизовано, то при ускорении скольжения, инициированном динамическим воздействием, дополнительного фрикционного сопротивления на этих участках не возникает. Соответственно, распространяющаяся вдоль разлома слабая продольная волна, интенсивности которой недостаточно, чтобы сдвинуть запертые FW-участки (asperities), вызывает скольжение на участках со стабильным трением. Именно поэтому в том случае, когда вся граница имеет свойства стабильного трения (кривая $\Delta \hat{x} = \inf$ на рис. 8) разрыв, разогнавшись до скорости продольной волны, распространяется так по всей длине разлома.

Годографы момента начала активной стадии скольжения имеют определенные особенности при прохождении разрывом *FS*-участка (рис. 8). Эти кривые обозначают момент начала "активной" стадии (достижения величины относительного смещения $u = u_0$). Хотя на участке со стабильным трением "активной стадии" как таковой нет, формально условие $u = u_0$ там оказывается выполненным раньше, чем это было бы в случае *FW*-трения (отрицательный наклон годографа). Напротив, перед запертым участком активный участок разрыв формально тормозится, а затем постепенно разгоняется при распространении по *FW*-области.

При больших размерах участка с постоянным трением ($\Delta \hat{x} \ge 18.5$) разрыв останавливается. Это связано с тем, что распространение разрыва на *FS*-участке не сопровождается выделением упругой энергии, запасенной в блоке, и, следовательно, связанная с разрывом сейсмическая волна постепенно затухает. Если на пути такого разрыва оказывается очередной *FW*-участок с более высоким уровнем фрикционной прочности могут возникнуть условия для остановки разрыва (как в расчетных вариантах с $\Delta \hat{x} \ge 18.5$ на рис. 8). Это единственный механизм остановки разрыва в рамках используемой модели. В случае инициации разрыва на однородной *FW*-поверхности, не

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022



Рис. 9. Годографы момента начала активной стадии скольжения для гетерогенных поверхностей с разными характеристиками $\delta = \Delta x/L_{asp}$. Для (а): $1 - \delta = 0$; $2 - \delta = 0.2$; $3 - \delta = 0.5$; $4 - \delta = 1.0$; Для (б): $1 - \delta = 0$; $2 - \delta = 2.0$; $3 - \delta = 2.5$.

содержащей *FS*-участков, трещина распространяется сколь угодно долго (пример на рис. 6). Этот эффект хорошо виден на рис. 8б, где для одного из вариантов расчета в дополнении к годографу начала активной стадии приведен годограф начала дифференциального движения.

Во второй серии расчетов контактная поверхность между блоками представляла собой чередование *FW*-участков протяженностью L_{asp} (*S* = 0.8), и *FS*-участков протяженностью Δx . Гетерогенная поверхность начинается с координаты $\hat{x} = 14.8$. *FW*-участков Протяженность составляла $\hat{L}_{asp} = L_{aps} / L_c \approx 7.4$. Для удобства, в качестве безразмерной характеристики гетерогенной поверхности скольжения принят параметр $\delta = \Delta x / L_{asp}$, который варьировался в расчетах от 0 до 2.5. Соответственно, чем больше величина параметра δ , тем меньше доля участков с разупрочнением (asperities). Остальные размеры по-прежнему нормируются на величину L_c. На рис. 9 приведены годографы $t_r(x)$ распространения разрыва для различных расчетных вариантов.

При однородном разупрочнении $\Delta x = 0$ переход к сверхсдвиговому разрыву происходит на расстоянии $\hat{x} \approx 25$. С увеличением длины участков со стабильным трением переход происходит все дальше от начала гетерогенности. При $\delta \ge 1.0$ картина осложняется особенностями на переходных участках, но в конечном итоге во всех вариантах, кроме $\delta = 2.5$, скорость распространения трещины превысила величину c_s . При $\delta = 2.5$ (доля участков с разупрочнением менее 30%) разрыв останавливается.

Проследим в деталях особенности распространения разрыва вдоль гетерогенной поверхности. На рис. 10 представлено распределение максимальной амплитуды горизонтальной составляющей скорости скольжения на однородной границе и на поверхности, содержащей *FS*-участок.

В случае наличия на контактной поверхности участка с постоянным трением происходит резкое локальное уменьшение амплитуды скорости скольжения (рис. 10). При достаточно большой протяженности пассивного участка (более $\Delta \hat{x} \ge 18.5$ при S = 0.8) разрыв останавливается. В противном случае, амплитуда скорости дифференциального движения восстанавливается на последующем "активном" участке разупрочнения. Затем начинается трансформация субрелеевского разрыва в сверхсдвиговый режим (на рис. 10 – расстояние $\hat{x} \sim 26.5$). На гетерогенной поверхности раздела такие скачки амплитуды сдвига происходят вблизи каждого *FS*-участка.

Следует ожидать, что при меньшей протяженности *FW*-участков, если после *FS*-участка максимальная амплитуда сдвиговой составляющей не успеет достаточно увеличиться для сдвига следующего запертого *FW*-пятна, остановка разрыва будет происходить при меньших значениях δ .



Рис. 10. Пространственное распределение амплитуды горизонтальной составляющей скорости на контактной границе: 1 – однородная контактная поверхность; 2 – на отрезке $\hat{x} = 14.8$ –18.4 расположен *FS*-участок с постоянным трением.

В расчетном варианте $\delta = 2.5$ наличие на годографе участков с отрицательным наклоном кривой (рис. 9б) является следствием сложной структуры волнового поля движения среды при распространении разрыва вдоль гетерогенной поверхности с большим значением параметра δ. Продольная сейсмическая волна, возникающая на участке инициации разрыва, огибает запертый FW-участок разлома (asperity) и, несмотря на малую амплитуду, вызывает скольжение на пассивных участках, т.к. трение там уже уравновешено фоновыми сдвиговыми напряжениями в массиве. Фронт этой продольной волны обозначен буквой "p" на рис. 5а. Вследствие этого, критерий $u = u_0$, на пассивных участках выполняется раньше, чем на предшествующем соседнем FW-участке.

При сохранении общей картины развития процесса, количественно значения параметров, при которых реализуются те или иные режимы распространения разрыва, сильно зависят от величины параметра *S*.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом настоящей работы является демонстрация того факта, что характерные размеры фрикционных неоднородностей на плоскости скольжения в значительной степени определяют особенности распространения динамического разрыва, в том числе в сверхсдвиговом режиме.

Как и следовало ожидать, интегральные свойства разрыва определяются соотношением жест-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

костей вмещающего массива и разлома. Под жесткостью разлома понимается удельная скорость снижения сопротивления сдвигу в процессе скольжения [Кочарян, 2016]. Достаточно быстрое фрикционное разупрочнение является необходимым условием трансформации разрыва в сверхсдвиговый режим. Средний уровень касательных напряжений в окрестности разлома должен быть сопоставим по величине с предельной прочностью контакта. При этом чем более "хрупкий" разлом (ниже величина остаточной фрикционной прочности по сравнению с пиковым значением), тем при более низком уровне средних напряжений может произойти переход к сверхсдвиговому разрыву. В используемой постановке задачи сверхсдвиговый разрыв, возникнув на однородной фрикционной поверхности, распространяется, не снижая скорости. Возникновение наблюдаемых особенностей волнового поля (относительно слабое затухание, увеличение амплитуды колебаний на некотором расстоянии от гипоцентра, преобладание движения в направлении параллельном разлому и т.д.) не требует нелинейности среды и не является результатом генерации "ударной волны", как предполагается, например, в работе [Павленко, 2019], а представляет собой лишь следствие интерференции волновых фронтов. Вопросы генерации так называемого "звукового удара" в акустике детально изложены в обзоре [Руденко, Маков, 2021].

На гетерогенной поверхности взаимодействие областей с разными фрикционными свойствами может приводить к возникновению разнообразных эффектов, таких как переход к сверхсдвиговому режиму, возникновение динамических импульсов скольжения, которые повторно разрушают ранее сдвинутые в процессе крипа участки разлома, торможение разрыва. На каждом участке контактной поверхности, где отсутствует разупрочнение при сдвиге, происходит локальное уменьшение амплитуды скорости скольжения, а на следующем "активном" участке разупрочнения скорость дифференциального движения возрастает. После выхода на длинный участок со стабильным трением, сверхсдвиговый разрыв продолжает распространяться со скоростью, близкой к скорости продольной волны, хотя амплитуда дифференциального движения затухает. В результате разрыв останавливается, встретив запертый участок (asperity).

Хотя сведения о характерных размерах *asperities* (контактных зон, "участков разупрочнения", "зон высокой сейсмической эффективности" и т.д.) "*in situ*" едва ли можно считать надежными, различные данные позволяют грубо оценить площадь, занятую ими, как 20–40% от площади разрыва. Судя по результатам расчетов (рис. 7), такое расстояние между участками разупрочнения не противоречит возможности распространения "быстрых" разрывов, хотя вероятность их остановки или перехода в субрелеевский режим высока, поскольку распределение участков разупрочнения весьма неравномерное [Кочарян, Остапчук, 2022]. Возможно, более надежные данные могут быть получены при анализе характеристик микросейсмичности на отдельных участках разлома [Matsuzawa et al., 2002; Кочарян, Остапчук, 2022].

Таким образом, судя по результатам расчетов, на "шероховатых" (волнистых) участках контактных поверхностей, с относительно близко расположенными контактными зонами, генерация сверхсдвигового разрыва более вероятна. При этом устойчивое распространение такого разрыва с затухающей амплитудой смещения может быть устойчиво на локально более гладких участках. Подобный результат был получен в работе [Bruhat et al., 2016].

Мы использовали простейшую модель снижения уровня сопротивления сдвигу по мере накопления деформации, чтобы в первом приближении провести анализ влияния участков с различными законами трения на эволюцию разрыва. Среди разных вариантов описания фрикционного разупрочнения, мы выбрали именно соотношение (3) для того, чтобы сравнить наши результаты для однородного разрыва с данными работы [Andrews, 1976]. По-видимому, если использовать иную модель трения, например *Rate State friction* [Deiterich, 1978; и др.], количественные результаты расчета будут иными, но качественная картина, по нашему мнению, останется прежней.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 22-27-00565).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Архипов В.Н., Борисов В.А., Будков А.М. и др. Механическое действие ядерного взрыва. М.: Физматлит. 2003. 550 с.

Батухтин И.В., Будков А.М., Кочарян Г.Г. Особенности старта и разрыва наразломах с гетерогенной поверхностью. Триггерные эффекты в геосистемах. Материалы V Международной конференции. 2019. С. 137–149.

Кочарян Г.Г. Геомеханика разломов. М.: Геос. 2016. 424 с.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Влияние вязкости тонких пленок на закономерности фрикционного взаимодействия блоков горной породы // Докл. РАН. 2015. Т. 463. № 3. С. 343–346.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Мезоструктура зоны скольжения тектонического разлома // Физ. мезомех. 2022. Т. 25. № 4.

Михайлов В.О., Тимошкина Е.П., Смирнов В.Б., Хайретдинов С.А., Дмитриев П.Н. К вопросу о природе постсейсмических деформационных процессов в районе землетрясения Мауле, Чили, 27.02.2010 г. // Физика Земли. 2020. № 6. С. 38–47.

Павленко О.В. Ударная волна как возможный механизм генерации аномально высоких ускорений при землетрясении Тохоку 11 марта 2011г. (M = 9.0) // Докл. РАН. 2019. Т. 484. № 1. С. 98–103.

Руденко О.В., Маков Ю.Н. Звуковой удар: от физики нелинейных волн до акустической экологии (обзор) // Акустический журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 3–30. https://doi.org/10.31857/S0320791921010032

Стефанов Ю.П. Об инициации и распространении разрывов в разломной зоне // Физическая мезомеханика. 2008. Т. 11. № 1. С. 94–100.

Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука. 1975. 576 с.

Andrews D. J. Rupture velocity for plane strain shear cracks // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. P. 5679.

Bao H., Ampuero J.-P., Meng L., Fielding E.J., Liang C., Milliner C.W.D., Feng T., Huang H. Early and persistent supershear rupture of the 2018 magni- tude 7.5 Palu earthquake // Nat. Geosci. 2019. V. 12. P. 200–205. https://doi.org/10.1038/s41561-018-0297-z

Bhat H.S. Supershear earthquakes. Theory. Experimenrs. Observations. Selfpublished 2020.

https://harshasbhat.github.io/files/Bhat2021a.pdf

Bodin P., Horton S. Source Parameters and Tectonic Implications of Aftershocks of the Mw 7.6 Bhuj Earthquake of 26 January 2001 // Bulletin of the Seismological Society of America 2004. V. 94 (3). P. 818–827.

Bouchon M., Vallee M. Observation of long supershear rupture during the magnitude 8.1 Kunlunshan earthquake // Science 2003. V. 301. № 5634. P. 824–826. https://doi.org/10.1126/science.1086832

Bouchon M., Karabulut H., Bouin M.-P., Schmittbuhl J., Vallée M., Archuleta R., Das S., Renard F., Marsan D. Faulting characteristics of supershear earthquakes // Tectonophysics. 2010. V. 493. P. 244–253. https://doi.org/10.1016/j.tecto.2010. 06.011

Bouchon M., Bouin M. P., Karabulut H., Toksoz M. N., Diet-

rich M., Rosakis A. J. How fast is rupture during an earthquake? New insights from the 1999 Turkey earthquakes // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. № 14. P. 2723–2726. https://doi.org/ 2001GL013112

Brace W.F., Byerlee J.D. Stick-slip as a mechanism for earthquakes // Science. 1966. V. 153. P. 990–992.

Bruhat L., Fang Z., Dunham E.M. Rupture complexity and the supershear transition on rough faults // J. Geophys. Res. Solid Earth. 2016. V. 121. P. 210–224. https://doi.org/10.1002/2015JB012512

Burridge R. Admissible speeds for plane-strain self-similar shear cracks with friction but lacking cohesion // J. R. Astr. Soc. 1973. V. 35. P. 439.

Chen X., Carpenter B.M., Reches Z. Asperity Failure Control of Stick–Slip Along Brittle Faults. Pure Appl. Geophys. 2020. V. 177. P. 3225–3242. https://doi.org/10.1007/s00024-020-02434-y

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

Chinnery M.A. The strength of the earth's crust under horizontal shear stress // J. Geophys. Res. 1964. V. 69. P. 2085–2089.

Chouneta A., Valléea M., Causseb M., Courboulex F. Global catalog of earthquake rupture velocities shows anticorrelation between stress drop and rupture velocity // Tectonophysics 2018.V. 733. № 9. P. 148–158.

https://doi.org/10.1016/j.tecto.2017.11.005

Das S. Supershear Earthquake Ruptures– Theory, Methods, Laboratory Experiments and Fault Superhighways: An Update. Perspectives on European Earth- quake Engineering and Seismology / A. Ansal (ed.). 2015. Springer. P. 1– 20. https://doi.org/10.1007/978-3-319-16964-4\ 1

Dunham E.M., Archuleta R.J. Evidence for a supershear transient during the 2002 Denali fault earthquake // Bull. Seism. Soc. Am. 2004. V. 94. № 6. P. S256–S268. https://doi.org/10.1785/0120040616

Ellsworth W.L., Celebi M., Evans J.R., Jensen E.G., Kayen R., Metz M.C., Nyman D.J., Roddick J.W., Spudich P., Stephens C.D. Near-field ground motion of the 2002 Denali fault, Alaska, earthquake recorded at pump station 10 // Earthq. Spectra 2004. V. 20. P. 597–615.

https://doi.org/10.1193/1.1778172

Haeussler P.J. et al. Surface rupture and slip distribution of the Denali and Totschunda faults in the 3 November 2002 M 7.9 earthquake, Alaska // Bull. Seism. Soc. Am. 2004. V. 94. P. S23–S52.

https://doi.org/10.1785/0120040626

Ikari M.J., Marone C., Saffer D.M., Kopf A.J. Slip weakening as a mechanism for slow earthquakes // Nature Geosciences. 2013. V. 6. P. 468–472.

https://doi.org/10.1038/NGEO18198

Ji C., Wald D.J., Helmberger D.V. Source description of the 1999 Hector Mine, California earthquake; Part I: Wavelet domain inversion theory and resolution analysis // Bull. Seism. Soc. Am. 2002. V. 92. № 4. P. 1192–1207.

Ji C., Helmberger D. V., Wald D. J., Ma K. F. Slip history and dynamic implications of the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earth-quake // J. Geophys Res-Sol Ea. 2003. V. 108(B9).

Kanamori H., Stewart G.S. Seismological aspects of the Guatemala earthquake of February 4, 1976 // J. Geophys. Res. 1978. V. 83. P. 3427–3434.

Kocharyan G.G., Kishkina S.B. The Physical Mesomechanics of the Earthquake Source// Physical Mesomechanics. 2021. V. 24(4). P. 343–356.

https://doi.org/10.1134/S1029959921040019

Liu C., Bizzarri A., Das S. Progression of spontaneous inplane shear faults from sub-Rayleigh to compressional wave rupture speeds // J. Geophys. Res. 2014. V. 119. P. 8331– 8345.

https://doi.org/10.1002/2014JB011187

Matsuzawa T., Igarashi T., Hasegawa A. Characteristic small-earthquake sequence off Sanriku, Northeastern Honshu, Japan // Geohpys. Res. Lett. 2002. V. 29. № 11. P. 1543.

https://doi.org/10.1029/2001GL014632

Metois M., Vigny C., Socquet A. Interseismic coupling, megathrust earthquakes and seismic swarms along the Chilean subduction zone $(38^{\circ}-18^{\circ} \text{ S})$ // Pure Appl. Geophys.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

2017. V. 173. № 5. P. 1431–1449. https://doi.org/10.1007/s00024-016-1280-5

Moore D.E., Lockner D.A. Friction of the smectite clay montmorillonite: A review and interpretation of data / Dixon T.H., Moore J.C. (eds.). The Seismogenic Zone of Subduction Thrust Faults. New York: Columbia University Press. 2007. P. 317–345. http://cup.columbia.edu/book/theseismogenic-zone-of-subduction-thrust-faults/9780231138666

Noda H., Lapusta N., Kanamori H. Comparison of average stress drop measures for ruptures with heterogeneous stress change and implications for earthquake physics // Geophys. J. Int. 2013. V. 193. № 3. P. 1691–1712. https://doi.org/10.1093/gji/ggt074

Okada T., Matsuzawa T., Hasegawa A. Comparison of source areas of M4.8 0.1 repeating earthquakes off Kamaishi, NE Japan– Are asperities persistent features? // Earth Planet. Sci. Lett. 2003. V. 213. P. 361–374.

Psakhie S.G., Shilko E.V., Popov M.V., Popov V.L. Key role of elastic vortices in the initiation of intersonic shear cracks // Physical Review. 2015. V. E91. P. 063302. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.91.063302

Roesner A., Ikari M.J., Saffer D.M., Stanislowski K., Eijsink A.M., Kopf A.J. Friction experiments under in-situ stress reveal unexpected velocity-weakening in Nankai accretionary prism samples // Earth Planet. Sci. Lett. 2020. V. 538. P. 116180.

https://doi.org/10.1016/j.epsl.2020

Scholz C.H. The mechanics of earthquakes and faulting. 3rd edition. Cambridge: Cambridge University Press. 2019. 517 p.

Scholz CH. Paradigms or Small Change In Earthquake Mechanics. Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks A Festschrift in Honor / W.F. Brace. *B. Evans, T. Wang* (eds.). Academic Press Limited. 1992. P. 505-517.

Shao G.F., Li X.Y., Ji C., Maeda T. Focal mechanism and slip history of the 2011 *M*-*w* 9.1 off the Pacific coast of To-hoku Earthquake, constrained with teleseismic body and surface waves // Earth Planets Space. 2011. V. 63(7). P. 559–564.

Turcotte D.L., Schubert G. Geodynamics. Application of Continuum physics to geological problems. NY: Wiley. 450 р. (перевод Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика: Геологические приложения физики сплошных сред. Т. 2. М.: Мир. 1985. 360 с.)

Vallée M., Dunham E. M. Observation of far-field Mach waves generated by the 2001 Kokoxili supershear earthquake // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. https://doi.org/10.1029/2011GL050725

Zhang X.F., Wanpeng H., Li D., Wang L., Shuai Y., Wang L., Yongzhe. The 2018 Mw7.5 Papua New Guinea earthquake: A dissipative and cascading rupture process // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. https://doi.org/10.1029/2020GL089271

Modeling Supershear Rupture Propagation on a Fault with Heterogeneous Surface

A. M. Budkov^a, S. B. Kishkina^{a, *}, and G. G. Kocharyan^a

^aSadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *e-mail: SvetlanK@gmail.com

The formation of supershear rupture (with a slip front propagation velocity higher than S-wave velocity in the material) along a homogeneous and heterogeneous model fault surface is analyzed based on the results of numerical simulation. Heterogeneity of the properties is specified by friction spots weakening at shear, interspersed with stable friction segments between them. Such a problem statement goes back to the well-known asperity model (Kanamori and Stewart, 1978). In this paper, we use seismological and geodetic data to estimate the characteristic sizes of the segments of a fault zone that are locked during interseismic period. The calculations have shown that the characteristic sizes of the inhomogeneities on the slip plane largely determine the pattern of dynamic rupture propagation. A necessary condition for rupture transition into supershear is a sufficiently rapid frictional weakening. The observed wavefield features (a relatively weak attenuation, an increase in the amplitude of oscillations at some distance from the hypocenter, the predominant motion in the direction parallel to the fault, etc.) do not necessarily need a nonlinear medium and are not the result of generation of a "shock wave," as assumed in some publications, but are only a product of wavefront interference. The interaction between areas with different frictional properties can lead to rupture transition to supershear, generation of dynamic slip pulses which re-fracture the fault segments that have been previously displaced by the creep process, and slowdown of rupture propagation. Judging by the results of the calculations, rupture acceleration into supershear is more probable on rough/undulating segments of the contact surfaces with closely spaced frictional weakening zones. At the same time, propagation of such a rupture with a decaying displacement amplitude can be stable on locally smoother segments.

Keywords: earthquake source, a fault, sliding modes, rupture velocity, supershear rupture, numerical modeling, frictional properties, surface asperity УДК 550.34.01+550.348.433

ИНИЦИАЦИЯ РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД ФЛЮИДАМИ РАЗНОЙ ВЯЗКОСТИ

© 2022 г. Т. И. Карцева², В. Б. Смирнов^{1, 2, *}, А. В. Патонин³, Д. С. Сергеев², Н. М. Шихова³, А. В. Пономарев², С. М. Строганова², В. О. Михайлов^{1, 2}

¹Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия ²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия ³Геофизическая обсерватория "Борок" ИФЗ РАН, г. Борок, Россия *E-mail: vs60@mail.ru Поступила в редакцию 02.02.2022 г. После доработки 09.02.2022 г. Принята к публикации 16.02.2022 г.

В лабораторных условиях выявлены закономерности режима акустической эмиссии (АЭ) при инициации разрушения в образцах горных пород флюидами различной вязкости. Проведена серия экспериментов с образцами песчаников и гранитов, пористость которых отличалась на порядок, с флюидами, вязкость которых изменялась в пределах двух порядков. Рассмотрены эффекты внедрения флюида в сухие образцы и повышения порового давления в насышенных образцах. Поровое давление изменялось как резкими ступенями, так и плавными циклами нарастания-убывания. При инжекции флюидов в сухие образцы задержка активизации АЭ соответствует времени распространения фронта флюида, рассчитанному в рамках модели поршневого вытеснения флюидом воздуха в поровом пространстве. При инициации разрушения скачками порового давления флюида в насышенных образнах задержка отклика оказалась сушественно больше, чем дают расчеты по модели линейной пьезопроводности с постоянным коэффициентом гидравлической диффузии, и значительно меньше, чем время распространения фронта флюида в сухом образце. При плавных изменениях порового давления в насыщенных образцах выявлены характерные изменения режима АЭ: минимальные значения наклона графика повторяемости приходятся на интервалы максимумов акустического отклика. максимальные – на фазы нарастания и спада порового давления. Экспериментальные результаты, полученные на разнопористых материалах и разновязких флюидах, могут быть полезны при анализе натурных данных как в районах техногенной сейсмичности, связанной с водохранилищами и закачкой флюидов в скважины, так и при интерпретации особенностей сейсмического режима тектонической и вулканической активности в зонах субдукции.

Ключевые слова: разрушение горных пород, разновязкие флюиды, акустическая активность, наклон графика повторяемости.

DOI: 10.31857/S0002333722040056

введение

Из опубликованных экспериментов по разрушению горных пород, производимых закачкой жидкостей разной вязкости, большинство направлено на исследование возможностей повышения качества методов нефтеотдачи пластов, таких, например, как гидроразрыв пласта (ГРП) или метод повышения нефтеотдачи вытеснением углеводородов фронтом закачанной в пласт воды [David et al., 2015; Ishida et al., 2004; Cornelio et al., 2020]. При этом внимание в основном обращается на прояснение механики образования разломов под действием разновязких флюидов и на тип получающихся разломов. В качестве жидкостей с различной вязкостью могут использоваться вода, нефть, масла с разными химическими свойствами, гели, глицерин.

В работе [David et al., 2015] исследовался характер разрушений при закачке воды и специального масла (*fluorinert oil*), вязкость которого в 24 раза больше, чем у воды. Предпосылками для этой работы была проблема взаимодействия разных флюидов с породой и влияние этого взаимодействия на проседание месторождений при активной выработке и использовании методов увеличения нефтеотдачи с помощью закачки воды в нефтенасыщенный пласт. Проводились два типа экспериментов. В критически нагруженные образцы песчаника закачивались масло или вода. В другом эксперименте поровое пространство образца заполнялось маслом, далее он подвергался нагрузке до околокритических значений и затем в него закачивалась вода. Исследования показали, что вода оказывала наиболее разрушительное действие во всех экспериментах. Авторы связали это с бо́льшим смачиванием у воды, чем у масла. В работе [Ishida et al., 2004] также поднимается вопрос о разном характере разрушений от воды и от масла в применении к гидроразрыву пород. Для метода ГРП основной задачей является увеличить проницаемость пласта для лучшего притока углеводородов. Эффективнее в этом случае будут разрывы пласта с образованием большего количества трещин отрыва, нежели сдвиговых разрывов. Эксперименты на граните с водой и маслом с вязкостью в 80 раз большей, чем у воды, показали, что более вероятным образование трещин отрыва оказывается при использовании масла.

В работе [Cornelio et al., 2020] рассмотрен вопрос о влиянии вязкости флюидов, закачиваемых в пласт, на активацию разломов. Это важно для проблемы техногенной сейсмичности, появляющейся при применении методов увеличения нефтеотдачи месторождений вышеперечисленными способами или при захоронении жидких или газообразных отходов, для которой фактор давления флюида обычно исследовался в первую очередь. В экспериментах на гранитах авторы использовали две сильно различающиеся по вязкости жидкости – воду и глицерин с вязкостью на 3 порядка выше, чем у воды. Основным выводом данной работы оказалось то, что вязкость не влияет на начало реактивации разлома, но определяет тип деформации.

Для получения более широкого ряда вязкостей помимо воды и масла используют водные растворы глицерина [Segur, Oberstar, 1951], воздух или азот. Диапазон вязкостей такого ряда жидкостей варьируется в пределах пяти порядков, что позволяет, к примеру, исследовать в лабораторном эксперименте ряд вулканических процессов, обусловленных движениями флюидов от газов до вязких андезитовых магм. В работе [Clarke et al., 2019] была проведена серия экспериментов на предварительно растресканных осевыми нагрузками образцах гранитов с закачкой азота, воды, растворов глицерина с процентной долей глицерина 60, 85 и 100%. Интерес в данной работе представляла способность флюидов разной вязкости инициировать разрушения, то есть подсчитывалось общее количество зарегистрированных событий. Также исследовался частотный состав регистрируемых акустических сигналов, что важно для понимания вулканических и геотермальных процессов, демонстрирующих сигналы различного частотного состава. По результатам экспериментов выяснилось, что высоковязкие флюиды инициируют меньше событий акустической эмиссии, сигналы более низкочастотны, возникают через большее время от закачки.

В работе [Смирнов и др., 2022] экспериментальные исследования применялись для прояснения особенностей сейсмического режима наведенной сейсмичности. В этой работе на основе данных каталога землетрясений в области наведенной сейсмичности Койна-Варна в Западной Индии за всю историю сейсмологических наблюдений в этом районе были проанализированы сезонные вариации параметров сейсмического режима, связанные с годовыми колебаниями уровня воды в водохранилищах. Были выявлены локальные максимумы сейсмической активности, отвечающие известным механизмам немедленного и задержанного отклика резервуарной сейсмичности и закономерные изменения наклона графика повторяемости землетрясений с минимумами, приходящимися на интервалы максимумов активности, что характерно для развития разрушения по сценарию ЛНТ (лавинно-неустойчивого трещиннообразования). Максимумы наклона графика повторяемости не удалось четко соотнести с фазами изменения активности. Они были отнесены авторами работы [Смирнов и др., 2022] к фазам нарастания и спада уровня воды. Для прояснения этой идеи в работе [Смирнов и др., 2022] был рассмотрен пилотный эксперимент по пилообразному изменению порового давления воды в предварительно критически нагруженном образце гранита, отобранного с глубины 548 м из скважины Phansavale (КВН05) [Khanna et al., 2020] в рамках программы глубинного бурения в области наведенной сейсмичности Койна-Варна в Западной Индии [Gupta, 2017]. В лабораторном эксперименте характер изменения давления в цикле нарастания-убывания имитировал сезонные колебания уровня воды в водохранилищах. Был проведен анализ вариаций параметров акустического режима: акустической активности и наклона графика повторяемости. В двух сериях эксперимента, состоящих из циклов увеличения-уменьшения порового давления, были выявлены характерные вариации параметров, схожие с обнаруженными в натурной сейсмичности в области Койна-Варна: с минимумом наклона графика повторяемости, приходяшимся на максимум активности. и с максимумами. приходящимися на фазы подъема и спада порового давления.

В эксперименте задавалось изменение порового давления вне связи его с двумя известными механизмами повышения порового давления в природных условиях: вследствие сжатия каркаса породы во всем объеме или в результате распространения порового давления от поверхности в сейсмогенную область. В работе [Смирнов и др., 2022] отмечалось, что выявленные в цикле увеличения—уменьшения порового давления изменения акустического режима можно соотносить как с мгновенным, так и с задержанным откликом сейсмического режима в натурных условиях. Но для задержанного отклика нужно учитывать его запаздывание относительно инициирующего увеличения давления воды на дно водохранилища, обусловленного диффузией в земную кору воды (при заполнении водохранилища) или порового давления (при эксплуатации водохранилища).

Результаты лабораторного исследования задержки процесса разрушения при флюидной инициации изложены в работе [Смирнов и др., 2020]. Результаты экспериментов по инициации разрушения горных пород инжекцией воды в сухие образцы показали, что задержка акустического отклика (отражающего задержку процесса разрушения) относительно его инициации инжекцией воды с поверхности сухого образа определяется скоростью распространения фронта обводнения. Для описания движения фронта обводнения и увеличения порового давления была предложена модель поршневого вытеснения воздуха водой, которая показала хорошее согласие с экспериментальными данными. В работе [Смирнов и др., 2020] также было отмечено, что для тех же образцов задержка акустического отклика при инициации разрушения увеличением давления воды на "входе" в водонасышенный образец оказалась в разы меньше, чем в случае обводнения сухого образца.

Настоящая работа развивает исследования, начатые в работах [Смирнов и др., 2020; 2022], с целью выявления особенностей инициации разрушения в горных породах при использовании флюидов различной вязкости. Поскольку скорость распространения флюида или порового давления определяется, в первую очередь, фильтрационно-емкостными свойствами (ФЕС) породы и вязкостью флюида, мы варьировали как ФЕС, так и вязкость флюида. В настоящей работе рассмотрены в совокупности экспериментальные результаты, полученные нами ранее [Смирнов и др., 2020; 2022], и новые данные с разновязкими флюидами.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Распространение фронта порового давления *Р* во флюидонасыщенных пористых средах в простейшем случае описывается уравнением диффузии, известным как уравнение пьезопроводности [Адушкин, Турунтаев, 2015; Shapiro, 2015]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D\nabla^2 P. \tag{1}$$

Параметр *D* известен как коэффициент гидравлической диффузии, его величина определяется ФЕС, сжимаемостями флюида и каркаса породы [Shapiro, 2015]:

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

$$D = \frac{k}{\eta S},\tag{2}$$

где k — проницаемость породы, η — вязкость флюида. Параметр S (в англоязычной терминологии storage coefficient) зависит от пористости среды, упругих свойств флюида и твердого каркаса. В работе [Shapiro, 2015] приведены приближенные выражения для S:

$$S = \frac{\Phi}{K_f} \tag{3}$$

для высокопористых сред и

$$S = \phi \left(\frac{1}{K_f} + \frac{1}{K_{gr}} \right) \tag{4}$$

для низкопористых сред. Здесь ϕ — пористость, K_f и K_{gr} — модули всестороннего сжатия флюида и зерен каркаса, соответственно. В наших экспериментах использовались высокопористые песчаники и низкопористые граниты. Для последних $K_{gr} \gg K_f$, и вторым слагаемым в скобке (4) можно пренебречь. Следовательно, в нашем случае и для песчаников, и для гранитов выражение (2) для коэффициента гидравлической диффузии принимает вид:

$$D = \frac{kK_f}{\eta\phi} = \frac{k}{\eta\phi\beta},\tag{5}$$

где через $\beta = 1/K_f$ обозначена сжимаемость флюида.

Время распространения фронта давления τ на расстояние *l* определяется величиной *D* и задается формулой [Shapiro, 2015]:

$$\tau = \frac{l^2}{4\pi D} = \frac{\eta \phi}{kK_f} l^2.$$
 (6)

Распространение фронта обводнения в изначально сухом образце может быть описано поршневой моделью вытеснения из порового пространства воздуха нагнетаемым в образец флюидом [Смирнов и др., 2020]. В рамках этой модели время распространения фронта флюида на расстояние *l* от торца образца, через который нагнетается флюид, задается формулой:

$$t_0 \approx \varepsilon \frac{\eta \phi}{kP} l^2, \tag{7}$$

где: P – давление, под которым нагнетается флюид; ε – безразмерный коэффициент, зависящий от условий протекания на торце образца, противоположном тому, с которого производится нагнетание флюида. Значение этого коэффициента, определенное в работе [Смирнов и др., 2020] эмпирически для условий наших экспериментов, оказалось равным 0.7.

№	Шифр образца	Порода	Флюид	Проницаемость k, мД	Пористость ф
1*	BuPz-3	Песчаник	Вода	23	0.158
2*	BuPp-07	Песчаник	Вода	45	0.17
3	BuPp-26	Песчаник	Раствор глицерина 60%	45	0.17
4	BKM-464-6-Zh	Гранит	Вода	0.1	0.03
5*	KBH-5-548-1	Гранит	Вода	0.013	0.013
6*	BKM-167-4	Гранит	Вода	0.047	0.02
7*	KBH-5-548-3	Гранит	Вода	0.15	0.0072
8	BKM-464-5-Zh	Гранит	Раствор глицерина 85%	0.1	0.03
9	BKM-464-4-Zh	Гранит	Раствор глицерина 85%	0.1	0.03

Таблица 1. ФЕС образцов и вязкости флюида

Примечания: В шифрах образцов: Ви – песчаники Буффало; ВКМ – керны из скважины в Воронежском кристаллическом массиве; КВН – керны из скважины в области наведенной сейсмичности Койна–Варна, Западная Индия (см. [Смирнов и др., 2020; 2022]). Жирным шрифтом отмечены значения, измеренные на конкретных образцах; остальные значения являются типичными для соответствующих коллекций.

Таблица 2. Параметры флюидов (при температуре 20°С)

Концентрация глицерина, % по весу	Вязкость, Па · с	Сжимаемость, 1/Па
0 (вода)	1.005×10^{-3}	4.6×10^{-10}
60	10.8×10^{-3}	3.3×10^{-10}
85	109×10^{-3}	3.0×10^{-10}

Из формул (6) и (7) видно, что влияние ФЕС материала и вязкости флюида на время распространения как фронта давления во флюидонасышенных образцах, так и фронта обводнения в сухих определяется параметром *m*, равным:

$$m = \frac{\eta \phi}{k}.$$
 (8)

Из (8) видно, что пропорциональное сочетание флюидов разной вязкости η и образцов с разными ФЕС (пористостью ϕ и проницаемостью k) может образовать системы со схожими величинами параметра m.

В табл. 1 приведены сведения о ФЕС образцов и флюидах, рассматриваемых в настоящей работе. Данные предыдущих экспериментов, использованные в работах [Смирнов и др., 2020; 2022], помечены в первом столбце звездочкой. Пористость использованных песчаников и гранитов отличалась примерно на порядок. В качестве флюидов использовались вода и раствор глицерина в воде, разная концентрация которого позволяла варьировать его вязкость в диапазоне двух порядков. В табл. 2 представлены сведения о вязкости растворов согласно работе [Segur, Oberstar, 1951] и их сжимаемости, рассчитанной по данным работы [Whalley, Heat, 1976] с учетом температурной зависимости из работы [Fine, Millero, 1973]. Эксперименты проводились в лаборатории ГО "Борок" на сервоуправляемом прессе INOVA. Описание лабораторного оборудования представлено в работах [Патонин и др., 2013; 2018].

Специально высушенный образец вначале подвергался в условиях всестороннего сжатия одноосному нагружению с постоянной скоростью деформации до момента ускорения нарастания активности АЭ, отвечающего приближению напряжения к пределу прочности. Далее скорость нагружения уменьшалась на порядок, и с верхнего торца в образец инжектировался под заданным давлением флюид. Нижний торец был непроницаем для флюида. После этого в насышенном таким образом флюидом образце увеличивалось поровое давление. Применялись два режима изменения порового давления: скачками с последующей постоянной величиной давления заданной величины (ступенькой) и "зубчиками" – поровое давление плавно увеличивалось от начального до заданного максимального, а затем плавно уменьшалось. Такие "зубчики" повторялись по три раза, образуя серии. На всех стадиях осевое нагружение проводилось в режиме управления прессом по деформации (strain control).

Подробное описание системы регистрации событий АЭ и принципов ее использования для изучения режима АЭ представлено в работе

N⁰	Шифр образца	Сухой образец, задержка АЭ t _d , с	Флюидонасщенный образец, задержка АЭ т _f , с	Стандартное отклонение S_{τ} оценки τ_f , с	<i>m</i> (по формуле (8)), Па · с/м ²
1	BuPz-3	5	1.2	2.5	6.90×10^{9}
2	BuPp-07	6.7	0.8	_	3.80×10^{9}
3	BuPp-26	46	4.9	2.7	4.08×10^{10}
4	BKM-464-6-Zh	30	3.2	5	3.02×10^{11}
5	KBH-5-548-1	22.4	3.8	2.5	1.01×10^{12}
6	BKM-167-4	149	17.2	2.7	4.28×10^{11}
7	KBH-5-548-3	128	18.7	1.9	4.82×10^{10}
8	BKM-464-5-Zh	—	23.8	2.3	3.27×10^{13}
9	BKM-464-4-Zh	_	26.1	1.3	3.27×10^{13}

Таблица 3. Задержки отклика акустической эмиссии

Примечание: Прочерки столбце значений *t*_d для образцов ВКМ-464-5-Zh и ВКМ-464-4-Zh означают отсутствие отклика АЭ на инжекцию флюида в сухие образцы.

[Смирнов, Пономарев, 2020]¹. События АЭ регистрируются системой датчиков, расположенных как на цилиндрической поверхности образца, так и встроенных в пуансоны пресса, которые прижимают датчики к торцевым поверхностям образца. Датчик, встроенный в пуансон пресса, обладает большей эффективной чувствительностью. Для анализа использовался акустический бюллетень – набор времен и амплитуд сигналов АЭ, зарегистрированных этим датчиком. Он аналогичен сейсмическому бюллетеню отдельной сейсмической станции. Данные акустического бюллетеня не позволяют судить о локализации акустических событий, но содержат на порядок больше событий по сравнению с данными каталога событий, лоцированных по записям датчиков на цилиндрической поверхности образца. В качестве энергетического класса события АЭ использовалась величина, сходная с магнитудой (энергетическим классом) землетрясения: $K = 2 \lg A$, где A - амплитуда импульсаАЭ в относительных единицах. Отличие заключается в том, что, не зная локации источника, нельзя учесть затухание сигнала по мере распространения волны от источника к приемнику. Амплитуда А задана в относительных единицах, поскольку абсолютная калибровка аппаратуры не проводилась.

На первой стадии бюллетень событий АЭ подвергался анализу на однородность по представительному классу, и проводилась соответствующая селекция данных бюллетеня [Смирнов, Пономарев, 2020].

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

Истории нагружения в четырех новых экспериментах (номера 3, 4, 8, 9 в табл. 1) вместе с акустической активностью, рассчитанной по бюллетеню событий АЭ, представлены на рис. 1, рис. 2. Остальные истории нагружения можно найти в работах [Смирнов и др., 2020; 2022].

ЗАДЕРЖКИ ОТКЛИКА АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Для каждой ступеньки повышения порового давления были произведены оценки задержки акустического отклика относительно момента достижения максимума ступеньки порового давления. За время задержки принималась разность времен достижения акустической активности локального максимума и времени "подачи" ступеньки давления флюида на торец образца. Время максимума определялось визуально по графикам акустической активности, на рис. 3 показан типичный пример. В табл. 3 представлена сводка полученных оценок задержек. Для первой ступеньки порового давления, отвечающей инжекции флюида в сухой образец. приведены сами значения, для последующих ступеней, отвечающих повышению порового давления в насыщенных образцах, приведены средние геометрические значения задержек и их стандартные отклонения.

ЗАДЕРЖКА ОТКЛИКА ПРИ ОБВОДНЕНИИ СУХОГО ОБРАЗЦА

Из формул (6) и (7) видно, что параметр *m*, задаваемый формулой (8), определяет влияние

¹ https://cloud.mail.ru/public/rfq3/CNDPQRZ7r



Рис. 1. История нагружения образцов в экспериментах: (a) – BuPp-26 (3); (б) – BKM-464-6-Zh (4), в скобках указаны номера согласно табл. 1. Обозначения кривых: *1* – задаваемая деформация; *2* – истинная деформация образца (с учетом жесткости пресса); *3* – осевая нагрузка; *4* – давление всестороннего сжатия; *5* – поровое давление; *6* – акустическая активность. Числами с указателями обозначены задержки максимумов акустической активности относительно ступенек порового давления, в секундах. Жирным шрифтом обозначены задержки при инжекции в сухой образец.

ФЕС материала и вязкости флюида на время распространения фронта флюида или фронта давления. Для расчета времени распространения фронта на единичное расстояние следует поделить *m* на соответствующий "силовой" параметр: в случае фронта флюида — на величину скачка инициирующего давления (7), в случае фронта давления в насыщенном образце — на модуль сжатия флюида (6).

На рис. 4а представлена зависимость произведения задержки отклика АЭ при инжекции флюида в сухие образцы (t_d в табл. 3) на величину соответствующего инициирующего скачка давления P от параметра m. На рис. 4а видно, что все точки за исключением двух, обозначенных цифрами *1* и 2, хорошо ложатся на прямую зависимость от *m*. Это означает, что задержка отклика АЭ пропорциональна времени распространения фронта флюида *t*₀ в поршневой модели (7). Действительно, согласно (7)

 $t_0 P \sim \frac{\eta \phi}{k} = m$, и линейная зависимость эмпирических задержек от величины *m*, показанная на рис.

За, означает пропорциональность времени задержки отклика АЭ времени распространения фронта.

На рис. 5 детально представлена история нагружения для образца BKM-464-6-Zh, отвечающего выпавшей на рис. 4а из линейной зависимо-



Рис. 2. История нагружения образцов в экспериментах: (a) - BKM-464-5-Zh (8); (б) - BKM-464-4-Zh (9), в скобках указаны номера согласно табл. 1. Все обозначения как на рис. 1.

сти точке 2. На рис. 5 видно, что рост акустической активности начался (момент отмечен стрелкой) еще до начала инжекции флюида в образец (вертикальная пунктирная линия). Это означает, что активизация разрушения в этом случае отражала его саморазвитие, а не была обусловлена инжекцией флюида. Соответственно, формально определенную задержку оклика АЭ в 30 с следует связывать в данном случае с кинетикой разрушения, а не с движением фронта флюида, время t_0 которого, согласно формуле (7) оценивается в 530 с. Аналогичное предположение было сделано в работе [Смирнов, 2020] о причине выпадения точки 1, отвечающей образцу KBH-5-548-1.

На рис. 4б представлена диаграмма рассеяния эмпирических значений задержки АЭ t_d (табл. 3) и теоретических значений, рассчитанных соглас-

теоретические значения хорошо согласуются с эмпирическими (за исключением точек 1 и 2). Этот результат подтверждает вывод работы [Смирнов и др., 2020], сделанный по данным лабораторных экспериментов с одной вязкостью. На рис. 4 данные опыта с песчаником BuPp-26 при вязкости флюида на порядок большей, чем в работе [Смирнов и др., 2020], показаны красной точкой. Видно, что она ложится в общую линейную зависимость.

но поршневой модели по формуле (7). Видно, что

В опытах с низкопористыми образцами ВКМ-464-5-Zh и ВКМ-464-4-Zh и высоковязким флюидом (см. табл. 1) мы не обнаружили отклика АЭ на инжекцию флюида в сухие образцы (пик активности, заметный около инициирующей ступени на рис. 26, возник до начала инжекции). Оценка согласно поршневой модели (из формулы (7))

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022



Рис. 3. Пример выделения максимумов акустической активности (фрагмент эксперимента на образце BKM-464-6-Zh, рис. 1б). Обозначения кривых – как на рис. 1.



Рис. 4. Задержки отклика АЭ при инжекции флюидов в сухие образцы: (а) – времена задержки, умноженные на скачок давления; прямая – линия регрессии при исключении точек 1 и 2; (б) – времена задержки, прямая соответствует $t_d = t_0$, t_0 согласно формуле (7). Цифрами помечены: 1 – образец КВН-5-548-1, 2 – ВКМ-464-6-Zh (объяснение в тексте).

глубины проникновения флюида *l* в образцы в этих опытах за время ступеньки в 300 с (см. рис. 2б) составляет 4 мм – менее 10% размера образца. Отсутствие отклика АЭ в этом случае объясняется, по-видимому, незначительным объемом области инжекции, что косвенно также подтверждает справедливость поршневой модели при инжекции разновязких флюидов в сухие образцы.

ЗАДЕРЖКА ОТКЛИКА ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ ПОРОВОГО ДАВЛЕНИЯ ВО ФЛЮИДОНАСЫЩЕННЫХ ОБРАЗЦАХ

На рис. ба представлена диаграмма рассеяния отношения экспериментальных задержек отклика АЭ τ_f (табл. 3) к сжимаемости флюида β (табл. 2) и значений величины *m*. Согласно модели линей-



Рис. 5. Фрагмент истории нагружения образца BKM-464-6-Zh: инжекция воды в сухой образец (см. рис. 16). Обозначения кривых: 1 – задаваемая деформация; 2 – истинная деформация образца (с учетом жесткости пресса); 3 – осевая нагрузка; 4 – давление всестороннего сжатия; 5 – поровое давление; 6 – акустическая активность. Вертикальной пунктирной линией показан момент нарастания ступеньки порового давления при инжекции флюида, стрелкой – время начала роста акустической активности.

ной пьезопроводности отношение времени распространения фронта давления т к сжимаемости β в насыщенной среде пропорционально *m*: согласно (6) $\tau/\beta = ml^2$.

Рис. 6а демонстрирует нелинейную зависимость эмпирических значений τ_f/β от *m* (на рисунке использованы дважды логарифмические оси). Регрессионная оценка дает $\tau/\beta \sim m^{0.3}$. Это свидетельствует, что зависимость задержки АЭ от *m* гораздо более слабая, чем дает линейная теория (формула 6), и задержка отклика АЭ не определяется в полной мере временем распространения фронта давления в рамках линейной модели пьезопроводности. На рис. 6б представлена диаграмма рассеяния значений эмпирической задержки отклика АЭ τ_f и теоретического времени распространяя фронта давления τ (согласно (6)). Видно, что $\tau_f \gg \tau$ – точки лежат гораздо выше показанной на рисунке сплошной линии $\tau_f = \tau$.

Согласно линейной диффузионной модели пьезопроводности время распространения фронта давления (6) не зависит от величины инициирующего скачка давления флюида. Рассмотрим с этой точки зрения задержки отклика АЭ. На рис. 7 представлены диаграммы рассеяния значений τ_f

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

и 1/*P* для тех опытов, в которых варьировалась величина скачка порового давления.

На рис. 7 видно, что величина задержки отклика уменьшается с увеличением величины скачка давления, что указывает на отклонение задержки отклика АЭ от диффузионной фильтрационной модели.

Зависимость времени распространения фронта флюида от скачка давления характерна для поршневой модели: из (7) следует, что $t_0 \sim 1/P$, и коэффициент пропорциональности определяется величиной $m = \frac{\eta \phi}{k}$. На рис. 8 представлена зависимость коэффициента пропорциональности *a* из регрессии $\tau_f = a \frac{1}{P} + b$ (см. рис. 7) от величины *m*. На рис. 8 видно, что значения *a* увеличиваются с увеличением *m*. Все точки, за исключением одной, отвечающий низкопористому образцу ВКМ-464-5-Zh и высоковязкому флюиду, ложатся на прямую в дважды логарифмическом масштабе. Соответствующая регрессия имеет вид:

$$\lg a = (0.6 \pm 0.1) \lg m - (6 \pm 1). \tag{9}$$

В случае поршневой модели для задержки фронта флюида, согласно (7), следует ожидать $a \sim m$. В случае линейной диффузионной модели



Рис. 6. Задержки отклика АЭ при скачках порового давления в насыщенных образцах: (a) – отношение задержек отклика АЭ τ_f (табл. 3) к сжимаемости флюида β (табл. 2). Пунктиром показана линия регрессии $lg\left(\frac{\tau_f}{\beta}\right) = (0.3 \pm 0.1) lg m + (6 \pm 1);$ (б) – времена задержки отклика АЭ τ_f как функция теоретических времен распространения фронта порового давления τ (согласно (6)); сплошная кривая: $\tau_f = \tau$. Красными точками показаны данные экспериментов с высоковязкими флюидами (растворами глицерина).



Рис. 7. Зависимость времени задержки отклика АЭ от обратной величины скачка порового давления: (a) – BKM-167-4; (b) – BKM-464-6-Zh; (b) – BuPp-26; (г) – BKM-464-5-Zh; (д) – BuPz-3; (е) – KBH-5-548-3. Обозначения: *1* – закачки в сухие образцы; *2* – закачки в насыщенные флюидом образцы; *3* – линии регрессии для насыщенных образцов.

для задержки фронта порового давления, как отмечалось выше, должно быть a = 0. Регрессия (9)

дает для *a* соотношение $a \sim m^{0.6}$. Это соотношение соответствует промежуточному положению между поршневой и диффузионной моделями. Выше мы видели, что абсолютные величины задержек отклика АЭ во флюидонасыщенных образцах оказались больше, чем предсказывает механизм линейной диффузии, но меньше, чем дает чисто поршневой механизм. Вопрос о природе отклонения задержки отклика АЭ во флюдонасыщенных образцах от линейной модели пьезопроводности остается открытым. Не имея сейчас экспериментальных измерений движения фронта порового давления, мы не можем сказать, где кроется причина расхождения: в более сложном распространении фронта давления или в особенностях инициации разрушения. Можно лишь предположить несколько возможных механизмов.

Первое предположение связано с влиянием развивающегося процесса разрушения на ФЕС образцов. Кажется очевидным, что по мере развития разрушения увеличивается пористость и проницаемость материала за счет образования новых трещин. Это означает, что коэффициент гидравлической диффузии D не остается постоянным. а уравнение (1) может стать нелинейным. и движение фронта давления уже не будет подчиняться рассмотренным нами простым закономерностям. Такой механизм применительно к волнам разрушения в горных породах и земной коре при флюидной инициации разрушения рассмотрен в работе [Shapiro, 2015]. Кроме этого, увеличение пористости вследствие достаточно интенсивного развития трещиноватости может создать в образце незаполненную флюидом дополнительную пустотность. В этом случае, как отмечалось в работе [Смирнов и др., 2020], "включится" поршневой механизм движения флюида, что приведет как к уменьшению скорости распространения фронта, так и к появлению зависимости задержки времени распространения фронта от скачка порового давления. Эта зависимость не будет, по-видимому, чисто "поршневой" — пропорциональной 1/P, — поскольку поршневой механизм будет действовать вместе с диффузионным.

Второе предположение связано с тем, что задержка отклика АЭ на флюидную инициацию может быть обусловлена не только динамикой порового давления, но и кинетикой собственно процесса разрушения. Примеры этому можно найти в работе [Смирнов, Пономарев, 2020]. Факторы, определяющие скорость кинетики разрушения, изучены в настоящее время недостаточно хорошо для получения надежных количественных оценок. Но известны физические меха-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022



Рис. 8. Диаграмма рассеяния значения наклонов линейной регрессии *a* (рис. 7) и величин *m*. Линия – регрессия в дважды логарифмическом масштабе. Красными точками обозначены эксперименты с растворами глицерина: точка с меньшим *m* соответствует эксперименту на образце BuPp-26, с большим – BKM-464-5-Zh.

низмы и модели зависимостей кинетических характеристик процесса разрушения от величин как действующих в среде, так и дополнительных инициирующих напряжений [Журков, 1968; Narteau et al., 2002; 2009; Смирнов, Пономарев, 2020]. Возможно, они объясняют обнаруженное нами уменьшение величины задержки отклика АЭ при увеличении инициирующего скачка порового давления.

ЦИКЛЫ УВЕЛИЧЕНИЯ–УМЕНЬШЕНИЯ ПОРОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Режимы с циклами плавного увеличения уменьшения порового давления во флюидонасыщенных образцах был реализованы в двух из рассматриваемых в этой статье опытах с различными вязкостями флюида. Один опыт был на образце гранита KBH-5-548-3 с водой, его результаты были рассмотрены в работе [Смирнов и др., 2022]. Второй был выполнен на песчанике BuPp-26 с 60% раствором глицерина, вязкость которого на порядок выше, чем у воды. Но, поскольку, пористости образцов гранита и песчаника тоже отличались на порядок, значения параметра *m* в этих опытах оказались практически одинаковыми: 4.82×10^{10} Па · с/м² в опыте на граните и 4.08×10^{10} Па · с/м² в опыте на песчанике (см. табл. 1).

По данным этих опытов на стадиях плавного увеличения и уменьшения порового давления



Рис. 9. Изменение акустической активности и наклона графика повторяемости по данным двух опытов с плавным изменением порового давления: (а), (б) – соответственно, первая и вторая серии опыта на образце гранита KBH-5-548-3 с водой (с изменениями из работы [Смирнов и др., 2022]); (в) – серия I; (г) – серия II; (д) – серия III; (е) – серия IV; (ж) – серия V опыта на образце песчаника BuPp-26 с раствором глицерина (см. рис. 1а). В серии I был исключен третий "зубчик" давления, поскольку на нем в образце произошло образование макротрещины со значительным сбросом напряжений (см. рис. 1а). Обозначения кривых: 1 – поровое давление; 2 – энергетический класс акустического события; 3 – акустическая активность; 4 – наклон графика повторяемости.

анализировались изменения параметров акустического режима: акустической активности и наклона графика повторяемости, характеризующего соотношение сильных и слабых событий. Как отмечалось во введении, целью таких лабораторных исследований, начатых нами в работе [Смирнов и др., 2022], было прояснение особенностей сейсмического режима сезонных компонент наведенной сейсмичности. Методика анализа акустического режима подробно описана в работе [Смирнов и др., 2022]. Суть ее заключается в синхронном накоплении данных по отдельным циклам нарастания-спада порового давления (такие циклы мы для краткости назвали "зубчиками", см. рис. 1а для опыта на образце BuPp-26). Акустические события, относящиеся к каждому "зубчику", накапливались в сводных бюллетенях, которые затем подвергались статистическому анализу. Результаты оценок акустической активности и наклона графика повторяемости по таким сводным бюллетеням приведены на рис. 9, где скомпилированы для совместного рассмотрения новые результаты, полученные на образце песчаника BuPp-26, и опубликованные в работе [Смирнов и др., 2022] – по образцу гранита KBH-5-548-3.

На рис. 9 для всех серий с "острым" максимумом кривой порового давления (все рисунки, за исключением рис. 9е видно, что минимум наклона графика повторяемости приходится на интервал времени, близкий к максимуму акустической активности. При этом в каждом цикле увеличения—уменьшения порового давления наблюдается несколько локальных максимумов наклона графика повторяемости. На стадию увеличения давления приходится, как правило, один максимум, на стадию спада — один или два максимума.

На рис. 9е, с растянутым во времени максимумом порового давления, видно, что на стадию увеличения давления приходится один максимум наклона графика повторяемости (также, как и для режимов с "острым" максимумом кривой порового давления). А далее, на стадии постоянного и уменьшающегося порового давления видно три максимума наклона графика повторяемости.

Результаты анализа данных этих экспериментов с инициацией разрушения плавными нарастаниями—спадами порового давления в разновязких флюидах указывают на наличие унифицированного сценария активизации акустической активности (отражающее активизацию процесса разрушения) и наличие различных сценариев ее релаксации.

На стадии активизации при нарастании порового давления наблюдается более или менее выраженное увеличение наклона графика повторяемости с последующим существенным спадом, совпадающим по времени с нарастанием акустической активности. Такие изменения, отвечающие сценарию слияния и роста трещин (известному в сейсмологии как сценарий ЛНТ), наблюдаются на стадии активизации многих переходных режимов натурной и антропогенной сейсмичности [Смирнов, Пономарев, 2020]. Приуроченность минимума наклона графика повторяемости к максимуму активности также известна для инициированных флюидом сейсмических режимов [Потанина и др., 2011; Смирнов, Пономарев, 2020].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лабораторные исследования с разновязкими жидкостями подтвердили, что при резких (ступенчатых) изменениях порового давления в образцах горных пород наблюдается задержанный отклик АЭ.

При инжекции флюидов разной вязкости в сухие образцы задержка активизации АЭ соответствует времени распространения фронта, рассчитанному в рамках предложенной в работе [Смирнов и др., 2020] модели поршневого вытеснения воздуха флюидом. С физической точки зрения инициация разрушения при заполнении флюидом изначально сухого порового пространства может быть обусловлена как эффектом увеличения порового давления, так и физико-химическими процессами на поверхности трещин (эффект Ребиндера). Оба эти механизма актуальны для различных переходных сейсмических режимов [Смирнов, Пономарев, 2020].

В экспериментах по инициации разрушения скачком порового давления в насыщенных флюидом образцах отклик АЭ также надежно зафиксирован с задержкой после инициирующего скачка давления. Однако величина задержки оказалась существенно больше, чем дают расчеты по модели линейной пьезопроводности с постоянным коэффициентом гидравлической диффузии, и значительно меньше, чем время распространения фронта флюида в сухом образце. Имеющиеся экспериментальные данные сейчас не позволяют нам дать однозначное объяснение такой ситуации. Можно лишь указать возможные механизмы, которые сводятся либо к изменению ФЕС горных пород по мере развития в них разрушения, либо к кинетике собственно процесса разрушения, инициированного скачком порового давления. Нельзя исключить и одновременного действия обоих механизмов.

Известен натурный эксперимент, в котором регистрируются разные признаки наличия этих механизмов [Guglielmy et al., 2015]. Эксперимент состоял в ступенчатой закачке воды в скважину, пробуренную через разлом в осадочном бассейне на юго-востоке Франции. Наблюдались два этапа отклика среды на повышение давления: первый асейсмический крип, сопровождаемый значительным увеличением проницаемости; второй по мере нагнетания и распространения флюида в глубь среды, инициация микросейсмичности и незначительное изменение проницаемости. Для прояснения причины отличия задержек АЭ от времен распространения фронтов давления в насыщенных породах необходимо проведение специальных лабораторных экспериментов, в которых независимыми методами (не связанными с наблюдением за АЭ) будет отслеживаться распространение фронта флюида в сухих образцах и фронта давления во флюидонасыщенных. Первая задача может быть решена на основе измерений электропроводности образцов на профилях вкрест направления распространения фронта флюида, привлечения данных о скоростях и затуханиях волн на таких профилях, а также по данным о расходе флюида, поступающего в образец. Решение задачи по отслеживанию распространения фронта давления в насыщенных образцах применительно к имеющимся у нас возможностям лабораторных экспериментов требует отдельного методического исследования.

Для прояснения возможной взаимосвязи динамики ФЕС горных пород с процессом их разрушения необходимы экспериментальные исследования формирования и изменения ФЕС в процессе разрушения. Пилотные результаты свидетельствуют о возможности проведения таких исследований на современном прессовом оборудовании Центра коллективного пользования "Петрофизика, геомеханика и палеомагнетизм" ИФЗ РАН².

Выявленный в наших лабораторных исследованиях факт неоднозначности связи времени задержки инициированного флюидами разрушения с временем распространения фронта давления во флюидонасыщенных средах, представляется актуальным для качественной и количественной интерпретации природных сейсмических эффектов, связанных с динамикой флюидов и изменениями их давления. В частности, в задачах наведенной и триггерной сейсмичности, обусловленной водохранилищами, проницаемости областей земной коры под водохранилищами и в их окрестности оценивают в подавляющим большинстве случаев по задержке сейсмического отклика на вариации уровня воды в водохранилищах [Михайлов и др., 2017]. Наши результаты свидетельствуют, что такие оценки могут быть выполнены по поршневой модели при обводнении областей изначально сухой пористой среды эксперименты показали, что в такой ситуации время задержки АЭ практически совпадает с расчетным временем распространения фронта флюида. Но в случае распространения фронта давления в насыщенной среде это не так – задержка АЭ оказалась существенно больше модельных оценок по линейному уравнению пьезопроводности. Соответственно, оценки проницаемости в земной коре по задержкам сейсмического отклика, основанные, по сути, на том же линейном уравнении пьезопроводности, без учета механизмов дополнительной задержки отклика разрушения (пока еще не ясных) могут оказаться сильно заниженными.

Второе обстоятельство, на которое следует обратить внимание, это наличие двух механизмов динамики флюида, актуальных при рассмотрении процесса флюидной инициации разрушения: поршневое вытеснение при распространении фронта флюида в сухой пористой среде и диффузия давления (уравнение пьезопроводности) в насыщенной флюидом среде. В среде с одними и теми же ФЕС времена распространения фронтов согласно этим механизмам существенно различны. Из формул (6) и (7) следует, что отношение времени распространения фронта давления в насыщенной среде т равно:

$$\frac{t_0}{\tau} \approx \sqrt{\frac{K_f}{P}}.$$
(10)

Мы пренебрегли в (10) коэффициентом $\varepsilon \approx 1$ из (7). Характерная величина модуля всестороннего сжатия флюида K_f — первые ГПа (для воды $K_f = 2.2$ ГПа), а величины инициирующих изменений порового давления оцениваются в первые МПа (для плотины высотой 100 м давление столба воды на дно водохранилища равно 1 МПа). Следовательно, отношение K_f/P под корнем в (10) составляет около трех порядков, что дает для отношения t_0/τ оценку около 30. Это значит, что в сухой среде время распространения инициирующего фронта в 30 раз больше, чем в насыщенной флюидом. Такое существенное различие следует,

² Отчет о НИР "Развитие фундаментальных основ и методологии лабораторного, полевого и обсерваторского геофизического эксперимента", № госрегистрации аааа-а19-119111290091-9, М., ИФЗ РАН, 2021, 152 с.

очевидно, учитывать при расчетах в задачах, связанных с наведенной сейсмичностью. В частности, при заполнении водохранилища, инфильтрация воды через его дно в относительно сухую земную кору, может происходить гораздо медленнее, чем распространение фронта давления в уже насыщенной коре при сезонных колебаниях уровня водохранилища в процессе его эксплуатации. Эмпирическое свидетельство подобного отличия в области наведенной сейсмичности Койна—Варна в Западной Индии отмечалось в работах [Смирнов и др., 2017; Смирнов, Пономарев, 2020].

При плавных изменениях порового давления в насыщенных образцах горных пород лабораторные исследования позволили выявить характерные изменения режима АЭ. В цикле нарастания убывания порового давления флюида минимальные значения наклона графика повторяемости приходятся на интервалы максимумов акустического отклика. Максимумы наклона графика повторяемости приходятся на фазы нарастания и спада порового давления. Характер изменения акустической активности в совокупности с наклоном графика повторяемости на стадии активизации разрушения согласуется с характерным для активизации переходных сейсмических режимов сценарием постепенного перераспределения процесса разрушения от младших к старшим масштабным уровням.

Закономерности изменения режима АЭ оказались схожими в двух экспериментах, проведенных на различных горных породах (песчаник и гранит), обладающих различающейся на порядок пористостью, при использовании флюидов с различающейся на порядок вязкостью. Недостаточное количество экспериментов не позволяет сделать аргументированного заключения, является ли схожесть сценария возбуждения переходного акустического режима следствием универсальности механизма инициации разрушения разновязкими жидкостями, или же сыграла роль определенная пропорциональность ФЕС образцов и вязкостей флюидов – значения параметра *т* из (8) для двух опытов были практически одинаковыми. Если верно второе, то параметр *m* может оказаться характеристикой, контролирующей область универсальности выявленных закономерностей инициации разрушения разновязкими жидкостями.

Отметим, что флюидная инициация разрушения в своих приложениях не ограничивается только техногенной сейсмичностью, связанной с водохранилищами или закачкой флюидов в скважины. Многие процессы, развивающиеся в зонах субдукции и вулканических районах, ассоциируются с движением флюидов разной вязкости под давлением. Вязкости флюидов варьируются в широком диапазоне: от 10^5 Па · с для андезитовых магм до 10^{-5} Па · с для газов. В этой связи результаты лабораторного исследования инициации разрушения горных пород при инжекции флюидов разной вязкости могут оказаться полезными для интерпретации особенностей сейсмического режима тектонической и вулканической активности в зонах субдукции.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в соответствии с государственными заданиями Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук и физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Лабораторные эксперименты проведены в Центре коллективного пользования "Петрофизика, геомеханика и палеомагнетизм" ИФЗ РАН при финансовой поддержке грантами Министерства образования и науки № 14.W03.31.0033 и № 075-15-2021-628 "Геофизические исследования, мониторинг и прогноз развития катастрофических геодинамических процессов на Дальнем Востоке РФ".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Турунтаев С.Б. Техногенная сейсмичность-индуцированная и триггерная. 2015.

Журков С.Н. Кинетическая концепция прочности твердых тел // Вестник АН СССР. 1968. № 3. С. 46–52.

Михайлов В.О., Арора К., Пономарев А.В., Шринагеш Д., Смирнов В.Б., Чадда Р. Наведенная сейсмичность в районе водохранилищ Койна и Варна, Индия: обзор современных данных и гипотез // Физика Земли. 2017. № 4. С. 28–39.

Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Исаева А.В. и др. Флюидная инициация разрушения в сухих и водонасыщенных горных породах // Физика Земли. 2020. № 6. С. 1–21.

Смирнов В.Б., Пономарев А.В. Физика переходных режимов сейсмичности. М.: РАН. 2020. 412 с.

Смирнов В.Б., Потанина М.Г., Карцева Т.И., и др. Сезонные вариации наклона графика повторяемости землетрясений в наведенной сейсмичности в области Койна–Варна, Западная Индия // Физика Земли. 2022. № 3. С.

Смирнов В.Б., Шринагеш Д., Пономарев А.В., Чадда Р., Михайлов В.О., Потанина М.Г., Карташов И.М., Строганова С.М. Режим сезонных вариаций наведенной сейсмичности в области водохранилищ Койна–Варна, Западная Индия // Физика Земли. 2017. № 4. С. 40–49.

Патонин А.В., Пономарев А.В., Смирнов В.Б. Аппаратно-программный лаборатор-ный комплекс для решения задач физики разрушения горных пород // Сейсмические приборы. 2013. Т. 49. № 1. С. 19–34.

Патонин А.В., Шихова Н.М., Пономарев А.В., Смирнов В.Б. Модульная система непрерывной регистрации акустической эмиссии для лабораторных исследований разрушения горных пород // Сейсмические приборы. 2018. Т. 54. № 3. С. 35–55.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Бернар П. Развитие роевой активности в Коринфском рифте в 2000–2005 гг. // Физика Земли. 2011. № 7. С. 54–66.

Cornelio C., Passelègue F. X., Spagnuolo E., et al. Effect of fluid viscosity on fault reactivation and coseismic weakening // J. Geophysical Research: Solid Earth. 2020. 125(1), e2019JB018883

Clarke J., Adam L., Sarout J., van Wijk K., Kennedy B., Dautriat J. The relation between viscosity and acoustic emissions as a laboratory analogue for volcano seismicity // Geology. 2019. V. 47. № 6. P. 499–503.

Fine R.A., Millero F.J. Compressibility of water as a function of temperature and pressure // The J. Chemical Physics. 1973. V. 59. № 10. C. 5529–5536.

Guglielmi Y., Cappa F., Avouac J. P., Henry P., Elsworth D. Seismicity triggered by fluid injection–induced aseismic slip // Science. 2015. V. 348. № 6240. P. 1224–1226.

Gupta H.K. Koyna, India, an ideal site for near field earthquake observations // Jour. Geol. Soc. India. 2017. V. 90. P. 645–652.

David C., Dautriat J., Sarout J., Delle Piane C., Menéndez B., Macault R., Bertauld D. Mechanical instability induced by water weakening in laboratory fluid injection tests // J. Geophysical Research: Solid Earth. 2015. V. 120. № 6. C. 4171–4188.

Ishida T., Chen Q., Mizuta Y., Roegiers J. C. Influence of fluid viscosity on the hydraulic fracturing mechanism // J. Energy Resour. Technol. 2004. V. 126. № 3. C. 190–200.

Khanna T.C., Arora K., Raza H. et al. Bore-hole well-cores provide evidence for crustal heterogeneity beneath the Koyna-Warna reservoir site, Deccan Volcanic Province, India // J. Geological Society of India. 2020. V. 96. P. 36–42.

Narteau C., Byrdina S., Shebalin P., Schorlemmer D. Common dependence on stress for the two fundamental laws of statistical seismology // Nature. 2009. V. 462. № 3. P. 642–646.

https://doi.org/10.1038/nature08553

Narteau C., Shebalin P., Holschneider M. Temporal limits of the power law aftershock decay rate // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. P. B2359.

Segur J.B., Oberstar H.E. Viscosity of glycerol and its aqueous solutions // Industrial & Engineering Chemistry. 1951 V. 43. P. 2117–2120

Shapiro Serge A. Fluid-induced seismicity. Cambridge University Press. 2015.

Whalley E., Heath J.B.R. Isothermal compressibility of water–glycerol mixtures at 60.0°C measured relative to water // Canadian J. Chemistry. 1976. V. 54. № 14. C. 2249–2251.

Initiation of Rock Fracture by Fluids of Different Viscosities

T. I. Kartseva^b, V. B. Smirnov^{a, b, *}, A. V. Patonin^c, D. S. Sergeev^b, N. M. Shikhova^c, A. V. Ponomarev^b, S. M. Stroganova^b, and V. O. Mikhailov^{a, b}

^aFaculty of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

^bSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^cGeophysical Observatory "Borok," Schmidt Institute of Physics of the Earth, Borok, Yaroslavl oblast, Russia

*e-mail: vs60@physics.msu.ru

The acoustic emission (AE) patterns observed in the laboratory conditions under the initiation of fracture in rock samples by fluids of different viscosities are revealed. A series of the experiments with sandstone and granite samples whose porosities differ by an order of magnitude and with fluids whose viscosities vary within two orders of magnitude have been conducted. The effects of fluid injection into dry samples and the increase in the pore pressure in the saturated samples were investigated. Pore pressure was changed both in abrupt steps and in smooth cycles of increases and decreases. In the case of fluid injection into dry samples, the delay of AE activation corresponds to the time of fluid front propagation calculated assuming the model of pistontype air displacement by a fluid in pore space. In the case of fracture initiation by the jumps in fluid pore pressure in saturated samples, the time delay of the response is substantially longer than predicted by the linear piezoconductivity model with constant hydraulic diffusivity and significantly shorter than the time of fluid front propagation in a dry sample. At smooth variations of the pore pressure in saturated samples, the experiments revealed the characteristic changes of the AE regime: the minimum b-values fall in the intervals of the maxima of the acoustic response, and the maximum b-values occur during the rise and fall phases of the pore pressure rise. The results obtained in the experiments on the rock samples with different porosities using fluids with different viscosities can be useful in the analysis of the field data both in the regions of manmade seismicity associated with the reservoir operations and fluid injection in wells and in the interpretation of the seismicity patterns due to tectonic and volcanic activity in the subduction zones.

Keywords: rock fracture, fluids with different viscosities, acoustic activity, b-value

166

УДК 550.34,534.6,534.87,620.1

ВАРИАЦИИ СПЕКТРОВ СИГНАЛОВ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПРИ ЛАБОРАТОРНЫХ ИСПЫТАНИЯХ ОБРАЗЦОВ ГОРНЫХ ПОРОД

© 2022 г. Н. М. Шихова¹, А. В. Патонин¹, А. В. Пономарёв^{1, *}, В. Б. Смирнов^{1, 2}

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ), г. Москва, Россия ²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

**E-mail: avp@ifz.ru* Поступила в редакцию 02.02.2022 г. После доработки 08.02.2022 г. Принята к публикации 10.02.2022 г.

В условиях трехосной деформации на управляемом гидравлическом прессе, при всестороннем давлении 5, 10 и 15 МПа, проведены эксперименты на песчанике, базальте и граните. Эксперименты на песчанике и базальте проводились с подачей и последующей модуляцией давления порового флюида (вода), а на граните – без подачи флюида. Регистрировались как сигналы акустической эмиссии (АЭ), возникающие в процессе разрушения материала, так и сигналы ультразвукового зондирования (УЗ) по 16 направлениям. По данным ультразвукового зондирования обнаружено изменение спектра мощности сигналов УЗ на разных стадиях испытания образца. Показано, что изменения медианы спектра мощности сигналов УЗ (медианной частоты $-f_{\rm med}$) могут достигать более 100% в зависимости от степени разрушения породы, при этом изменения в спектральном составе сигналов УЗ динамичнее отражают развитие трещиноватости в образце, чем скорости распространения упругих волн. Обнаружена зависимость медианной частоты от прикладываемой осевой нагрузки. Показано, что при насыщении флюидом сухого образца происходит сильное смещение $f_{\rm med}$ в область низких частот. Смещение отдельных спектральных составляющих сигналов зондирования может служить индикатором изменений, происходящих в образце. Уменьшение величины $f_{\rm med}$ свидетельствует об увеличении степени разрушенности образца. Наиболее ярко этот эффект проявляется на высокопористых песчаниках.

Ключевые слова: лабораторное моделирование, ультразвуковое зондирование, трещиноватые среды, спектральный анализ.

DOI: 10.31857/S000233372204010X

введение

Оценка напряженно-деформационного состояния горных пород и композитных материалов рассматривается в качестве одной из приоритетных задач геоконтроля. Для решения этой задачи в настоящее время привлекается широкий спектр геофизических методов, среди которых перспективными считаются акустические методы. основанные на анализе изменения кинематических и динамических характеристик упругих волн при распространении их в трещиноватой геосреде [Черепецкая и др., 2003]. Анализу подвергаются в основном волновые формы самих сигналов акустической эмиссии, возникающие в процессе разрушения материала. Волновые формы сигналов ультразвукового зондирования используются как для определения скоростей распространения упругих волн, так и для установления связи этих скоростей с добротностью геосреды. При

этом демонстрируется возможность селективной оценки величин межзерновой и трещинной пористости для горных пород [Жуков, Кузьмин, 2021]. Тем не менее, часть исследователей анализируют спектры сигналов ультразвукового зондирования на различных стадиях нагружения геоматериала [Stanchits et al., 2003]. Этими авторами отмечается усиление затухания высокочастотных составляющих спектра при увеличении трещиноватости среды. Одним из механизмов, вызывающих затухание волн на неоднородностях – микротрещинах, меньших по размеру, чем длина волны является то, что затухание вызывается кластерами зерен, а не отдельными зернами, и этот механизм является доминирующим [Blair, 1990]. В лабораторных экспериментах для эффективного исследования горной породы акустическими методами ультразвукового зондирования желательно использовать высокочастотную область ультразвукового диапазона.

При исследовании волнового поля, формируемого посылкой волнового пакета в случайно-трещиноватую среду, замечено [Виноградов и др., 1992; Шамина, 2005], что в общем случае трещиноватая среда является азимутально-частотным фильтром. Для сравнительно узкополосного сигнала, в зависимости от соотношения L/λ (где Lхарактерный размер неоднородности; λ – длина волны) среда может представлять собой фильтр низких частот, фильтр высоких частот или режекторный фильтр в том случае, когда частота максимума спектра волнового пакета близка к собственной частоте среды [Виноградов, Соловьева, 1999]. Там же указывается, что при вариациях угла между трещинами и осью нагружения от 0 до 90° отлельные составляющие спектра изменяются в несколько раз. Полученные [Виноградов и др., 1989] результаты показывают, что в направлении сжатия скорость упругих волн и преобладающая частота изменяются определенным образом с увеличением нагрузки. Скорость продольной волны вдоль оси нагружения (при нагрузках менее 80% от предела прочности образца) увеличивается, а преобладающая частота уменьшается.

При анализе спектральных составляющих сигналов ультразвукового зондирования изменение формы спектра, сдвиг резонансной или смещение медианной частот определяется наличием "мягких" неоднородностей в микроструктуре горных пород [Шкуратник, Мартынюк, 2014]. С.А. Стрижковым на моделях случайно-трещиноватых сред показано [Стрижков, 1981], что преобладающая частота волны ультразвукового импульса уменьшается при увеличении длины трещины вплоть до размеров, равной длине волны. Для высокочастотной части спектра трещина (ансамбль трещин) представляет собой крупномасштабную неоднородность, и эта часть спектра рассеивается в малом телесном угле. Для низкочастотной части спектра эта же трещина (ансамбль трещин) представляет собой мелкомасштабную неоднородность и является причиной изотропного рассеивания. Амплитудно-частотная зависимость проходящего импульса от плотности трещин в диапазоне 200–600 кГц имеет немонотонный характер с максимумом при соотношении длины трещины к длине волны примерно 0.5 [Стрижков, 1981], и концентрации трещин 10-15 см⁻³.

С.Д. Виноградов отмечает [Виноградов, 2005], что ориентированная трещиноватость вносит анизотропию в среду без напряжений, в то время как при случайной трещиноватости анизотропия появляется лишь при приложении анизотропной нагрузки. Полученные этими авторами данные свидетельствуют о том, что на амплитуду принимаемого сигнала УЗ изменение угла влияет сильнее, чем изменение числа трещин. Особенно сильно изменение угла между трещинами и линией излучатель-приемник сказывается при максимальном числе трещин. В работе [Шамина, Локайчик, 1992] выявлено, что с увеличением размера дефектов в среде, по мере приближения их размеров к длине зондирующей волны, амплитуды Р- и S-волн уменьшаются тем больше, чем больше размер дефектов. Однако в ряде случаев при увеличении базы прозвучивания наблюдается увеличение амплитуд. При этом авторы на качественном уровне показали, что коэффициент затухания упругих волн пропорционален квадрату частоты при отношении длины дефекта к длине зондирующей волны близком к 1. В работе [Teisseyre et al., 1985] также отмечается, что преобладающая частота упругих волн, проходящих сквозь микроморфную среду, по мере роста количества дефектов плавно приближается к постоянной величине, которая связана с пространственным распределением, направленностью и размерами дефектов, определяющих эту среду.

Отмечается, что как в работах по интерпретации данных региональных исследований, так и при интерпретации волновых полей от разрывных нарушений, результаты физического моделирования упоминаются очень редко [Кузин, 2013]. При лабораторных исследованиях, ввиду небольших размеров самих испытуемых образцов и выраженных резонансных свойств, используемых для приема сигнала пьезодатчиков, не удавалось выявить четкую зависимость спектральных характеристик сигналов акустической эмиссии от изменений напряженного состояния материала и его анизотропных свойств. Сильная зависимость спектра принимаемых акустических сигналов, излучаемых трещиной, от угла подхода волны к датчику не позволяет однозначно оценивать происходящие изменения. Развитие деформаций песчаника при одноосном нагружении характеризуется изменением формы спектров и центральных частот сигналов акустической эмиссии, вычисленных методом Хуана–Гильберта [Zhang et al., 2016]. Этими авторами для каждой из шести стадий разрушения выделены характерные комбинации присутствия трех кластеров частот – низких (50-150 кГц), средних (200-250 кГц) и высоких (300-400 кГц) с типичным распределением амплитуд спектральных составляющих.

Анализ спектральных составляющих принимаемых сигналов ультразвукового зондирования в лабораторных исследованиях проводится редко. При исследовании связи роста нагрузки с объемом песка разного размера зерен и связанными с этим изменениями в доминантной частоте и амплитуде принимаемого ультразвукового сигнала показано, что при увеличении нагрузки и уменьшении доли пустот между зернами доминирующая частота принимаемого УЗ сигнала может увеличиться в 3–4 раза [Gheibi, 2018]. В последних работах ряда исследователей отмечается, что оценка связанных с разрушениями горных пород вариаций амплитуды и средней частоты ультразвукового сигнала зондирования признается удачным подходом для характеристики процессов разрушения в горных породах. Одновременно указывается, что изменения непосредственно скоростей распространения упругих волн оказываются гораздо менее чувствительными к микромасштабным механическим изменениям [Shirole et al., 2020].

Задача настоящей работы — на основании проведенного анализа спектров мощности принимаемых сигналов ультразвукового зондирования, получаемых в лабораторных экспериментах, проводимых в условиях контролируемого сложного напряженно-деформированного состояния в условиях флюидной инициации целых и "разломных" образцов, изучить поведение медианной частоты сигналов УЗ. Оценить степень ее изменения в ходе всего эксперимента. Определить меру изменений медианной частоты, отражающей изменение напряженно-деформационного состояния и свойств образца.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ЛАБОРАТОРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Испытания образцов горных пород проводились на управляемом гидравлическом прессе INOVA [Патонин и др., 2013] в условиях трехосной деформации при всестороннем давлении 5, 10 и 15 МПа и избыточном осевом давлении до 350 МПа. В качестве исходного материала использовались высокопористый песчаник с пористостью 18-20%, базальт с пористостью 0.1% и гранит с пористостью 0.01%. Для повышения пористости базальта и гранита применялась методика увеличения трещинной компоненты пористости методом прогрева материала при температуре до 400°С [Казначеев, 2019]. В результате неоднородного теплового расширения материала формируется новая сеть микротрещин, которая увеличивает общую пористость. Данная методика положительно показала себя в аналогичных исследованиях, при этом общая пористость материала возрастала примерно в 10 раз [Смирнов и др., 2020]. Предварительно подготовленные образцы, цилиндры высотой 60 и диаметром 30 мм, запаивались в жакет из отожженной медной пластины, толщиной 0.1 мм и устанавливались в специальную ячейку для испытания [Патонин и др., 2013]. Система регистрации ультразвуковых сигналов состояла из 16 пьезоэлектрических датчиков, равномерно расположенных на поверхности образца. Половина этих датчиков могла работать в режиме излучения ультразвукового импульса (рис. 1).

Система регистрации на основе модулей ADM212x40M записывала волновые формы сигналов акустической эмиссии со всех 16 приемных

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022



Рис. 1. Образец в ячейке для испытания с системой 16 ультразвуковых датчиков (4 линейки по 4 датчика в двух ортогональных плоскостях) и схема направлений ультразвукового прозвучивания (плоскость *XOZ*).

датчиков с разрешением 12 бит и частотой оцифровки 2.5 МГц на канал. Через заданные интервалы времени система с регистрации сигналов АЭ переключалась на подачу ультразвуковых импульсов по выбранным направлениям – 8 горизонтальных и 8 наклонных направлений (см. рис. 1) [Патонин и др., 2013]. При этом частота оцифровки волновых форм ультразвукового зондирования повышалась до 40 МГц на канал. Сигналы с генератора импульсов Г5-63 амплитудой 60 вольт подавались на датчики-излучатели. Коэффициент усиления предварительных усилителей составлял 40 дБ при полосе пропускания (на уровне 0.7) от 5 кГц до 1.25 МГц. Циклы зондирования повторялись с интервалом 20 с. В одном цикле зондирования проводились измерения по 16 направлениям. Длительность записи одной волновой формы сигнала зондирования составляла 10240 точек оцифровки или 256 мкс. Это означало, что упругая волна успевала пробежать всю длину образца до 10 раз. Образец нагружали с постоянной скоростью деформации 10⁻⁵ с⁻¹ при контролируемом всестороннем давлении. В опытах на песчанике и базальте на уровне 80% от предела прочности материала в верхнюю часть образца инжектировалась вода.

Спектр мощности зарегистрированных сигналов УЗ вычислялся методом Уэлча [Марпл, 1990]. Для расчетов использовался пакет инженерных приложений Matlab. В качестве количественных характеристик спектра мощности использовались центроид (1) и медианная частота (2). Эти параметры волновых форм используются не только в сейсмологии [Беседина и др., 2020], но и при анализе сигналов АЭ в лабораторных экспериментах [Остапчук и др., 2016; Kocharyan et al., 2018]:

$$f_{c} = \frac{\sum_{i=1}^{n} f_{i}A_{i}}{\sum_{i=1}^{n} A_{i}},$$
(1)

где: $f_i - i$ -я частота спектра; A_i – ее амплитуда; n – количество анализируемых частот спектра. Медианная частота f_{med} находится из условия:

$$\int_{f_{\min}}^{f_{med}} S(f) df = \int_{f_{med}}^{f_{max}} S(f) df, \qquad (2)$$

где S(f) — спектр мощности, а f_{\min} и f_{\max} — минимальные и максимальные частоты спектра.

Качественно эти две оценки нам представлялись схожими, для анализа мы использовали расчет медианной частоты спектра мощности f_{med} . При этом f_{med} служит емкой интегральной количественной характеристикой, которая отражает перераспределение дисперсии сигнала по частотам в процессе изменений условий нагружения образца [Беседина и др., 2020; Косharyan et al., 2018]. Для детального анализа динамики медианной частоты нами были использованы волновые формы, зарегистрированные на датчиках, находящихся в верхней части образца (рис. 1). Такое расположение максимально приближено к месту инжекции поровой жидкости.

СПЕКТРЫ СИГНАЛОВ УЗ НА ЭТАЛОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

В лабораторных исследованиях для регистрации сигналов акустической эмиссии и сигналов ультразвукового зондирования используются пьезоэлектрические датчики. Имея высокую чувствительность, эти датчики обладают рядом недостатков. Геометрические размеры пьезокристалла определяют их резонансные характеристики. Демпфирование (уменьшение их добротности) приводит к понижению чувствительности датчика. Уменьшение их габаритов, и соответствующий переход в область высоких резонансных частот, также уменьшает чувствительность датчиков. Поэтому все исследователи подбирают размеры и конфигурацию самих пьезокристаллов, исходя из поставленных задач и размеров исследуемого объекта (с тем, чтобы размеры пьезокристалла, по возможности, были меньше длины регистрируемой волны). Эти условия не всегда возможно соблюдать. Учесть все возникающие частотные искажения в этой системе достаточно трудно. Для выявления частотных характеристик системы ультразвукового зондирования мы провели тестирования эталонного образца из алюминия при всестороннем давлении 10 МПа. Расчет количественных характеристик спектров мощности принимаемых ультразвуковых волн от источника сигналов, не меняющего свои характеристики в ходе всего эксперимента, в этом случае был выполнен для подтверждения неизменности характеристик приемо-передающего измерительного тракта при изменениях условий нагружения образца. При этом предполагается, что характеристики алюминия меняются несущественно при используемых нами давлениях. На рис. 2 показан спектр мощности сигналов ультразвукового зондирования для одного из направлений при увеличении осевой нагрузки до 135 МПа. Поскольку абсолютная калибровка датчиков не производилась, этот и все последующие спектры рассчитывались по сигналам на выходе тракта регистрирующей системы, выраженным в мВ. Эта шкала была неизменной во всех экспериментах, что позволяет сравнивать между собой спектры мощности как в ходе отдельного эксперимента, так и в разных экспериментах.

Как можно видеть из рис. 2, основные моды и медианная частота не зависят от прикладываемого осевого давления. Немного увеличивается высокочастотная составляющая спектра при неизменности ее формы. Соответственно можно говорить о том, что ни сами пьезокристаллы, ни зона контакта образец—датчик не претерпевают существенных изменений при изменении величины осевого давления.

Далее мы попытались оценить степень влияния инжектируемой жидкости на спектральные характеристики ненагруженного образца. Для этого при комнатных условиях, без всестороннего, порового и осевого давления мы инжектировали воду в образец высокопористого песчаника. Соответствующие изменения спектра мощности для одного из выбранных направлений показаны на рис. 3.

На рис. 3 видно, что при инжекции воды спектральные составляющие перераспределяются в область низких частот. Высокочастотная составляющая сигнала УЗ затухает сильнее, причем влияние флюида очень существенно. Амплитуда принимаемой ультразвуковой волны в полностью насыщенном песчанике падает более, чем в 100 раз. Аналогичный эффект изменения спектрального состава наблюдался при инжекции воды в образец гранита [Stanchits et al., 2003].

ЭКСПЕРИМЕНТ НА ПЕСЧАНИКЕ

Эксперимент проводился на образце мелкозернистого песчаника с пористостью 18.5%. Начальное всестороннее давление 10 МПа. Образец



Рис. 2. Спектр мощности сигналов ультразвукового зондирования на образце из алюминия при различных осевых давлениях: I - 1 МПа; 2 - 65 МПа; 3 - 135 МПа. Положение пунктирной линии соответствует значению медианной частоты $f_{\rm med}$.



Рис. 3. Изменение спектра мощности сигнала ультразвукового зондирования при инжекции воды в образец песчаника: *1* – сухой; *2* – частично насыщенный; *3* – полностью насыщенный. Положение пунктирной линии соответствует значению медианной частоты *f*_{med}.

нагружался с постоянной скоростью деформации

 1.2×10^{-5} с⁻¹ до 900 с (рис. 4). Затем скорость деформации была уменьшена в 4 раза. На 1600 с испытания в образец инжектировали воду под давлением 2.5 МПа. Подача флюида в образец осуществлялась ступенями по 1 МПа. После каждой смены порового давления (*Pp*) выдерживалась пауза 200 с. На 2500 с испытания осевая нагрузка упала, что говорит об образовании в образце магистрального разлома, и поровое давление было сброшено до 0.1 МПа. Верхняя часть сформированного разлома вышла на край основания образца под углом 30° к оси нагружения. Увеличение

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022



Рис. 4. Динамика осевой нагрузки (F), медианной частоты (f_{med}), порового давления (Pp), скорости продольных волн (Vp) и интенсивности потока (АЭ) в эксперименте с песчаником.

всестороннего давления до 20 МПа привело к зажатию берегов сформированного магистрального разлома. На рис. 4 приведены вариации осевой нагрузки (F), f_{med}, скоростей распространения упругих волн (Vp) и порового давления (Pp). Следующий этап нагружения (начиная с 2500 с) проходил при всестороннем давлении 20 МПа с той же постоянной скоростью нагружения. Постепенно скорость роста осевой нагрузки уменьшается. Неизменность уровня интенсивности потока акустической эмиссии говорит о том, что происходит плавное скольжение берегов магистрального разлома. На фоне этого снова было увеличено поровое давление. При этом мы задавали ступенчатый режим изменения порового давления. Ступени прироста порового давления на 4 МПа чередовались со сбросом на 2 МПа.

По завершении ступенчатого цикла поровое давление было сброшено до 0.1 МПа и после небольшой паузы вновь поднято до 5 МПа. Третий, завершающий цикл изменения порового давления осуществлялся путем плавной его модуляции в виде треугольных импульсов. При этом длительность фазы подъема Pp была в 2 раза короче фазы его сброса. Полный размах изменения Pp в этих циклах составлял 1 МПа. Скорости распространения продольных волн от начала эксперимента и до момента образования магистрального разлома быстро падают с 3.3 до 2.6 км/с (примерно на 20%). Далее, в течение всего эксперимента их изменения не превышают 5%.

На рис. 5 приведены спектры мощности сигналов УЗ первой трети эксперимента. Спектр мощности на 100 секунде испытания (кривая *1* на рис. 5) характеризует начальное состояние образца.



Рис. 5. Спектры мощности УЗ сигнала на отдельных временных интервалах эксперимента с песчаником: 1 - 100 с; 2 - 1500 с; 3 - 3600 с испытания. Положение пунктирной линии обозначает соответственное положение медианной частоты f_{med} .

Спектр мощности на этапе формирования магистрального разлома при инжектировании флюида (1500 с испытания) показан на рис. 5 (кривая 2). Как можно видеть из рисунка, в несколько раз возрастает высокочастотная составляющая (примерно 310 кГц) и появляется среднечастотная (примерно 230 кГц). Понижение высокочастотной составляющей до уровня 0.5 от начального и появление превалирующей низкочастотной составляющей (около 100 кГц) наблюдается после образования магистрального разлома (3600 с испытания, кривая 3 на рис. 5).

ЭКСПЕРИМЕНТ НА БАЗАЛЬТЕ

На базальте эксперимент до конца испытания проходил при неизменном всестороннем давлении, равном 10 МПа. Пористость исходного материала составляла 0.1%. Для повышения пористости образец был предварительно выдержан в течение часа при температуре 400°С [Казначеев и др., 2019]. Эта процедура увеличила начальную трещинную пористость до 4%. Испытание образца проходило с постоянной скоростью деформации 0.6×10^{-6} c⁻¹. На рис. 6 показана история нагружения с подачей порового давления, соответствующее изменение медианной частоты, скорости распространения упругих волн и интенсивности потока АЭ в ходе эксперимента.

В отличие от песчаника базальт имеет прочность в несколько раз большую. Формирование магистрального разлома на этом материале может

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

носить лавинообразный характер. Для исключения аварийной ситуации и растяжения по времени процесса образования магистрального разлома режим нагружения образца был переведен с постоянной скорости деформации в режим с контролем потока сигналов АЭ [Патонин и др., 2013]. Особенность этого режима в том, что как только интенсивность акустической эмиссии превышает заданный порог, деформация образца приостанавливается, что приводит к падению интенсивности АЭ и возобновлению деформации. Режим контроля потока АЭ использовался только на этапе формирования магистрального разлома (6000-9500 с). На графике интенсивности АЭ этого этапа видны характерные изменения потока, связанные с приостановлением осевой деформации. После выхода нагрузочной кривой на некоторый постоянный уровень в образец была инжектирована вода (9400 с). Процесс инжекции сопровождался резким ростом интенсивности акустической эмиссии (с 1-5 событий в секунду до 50-100 событий в секунду), падением несущей способности материала и образованием магистрального разлома. Максимальная осевая нагрузка в эксперименте не превышала 337 МПа. После образования магистрального разлома осевая нагрузка упала до 150 МПа, и осевая деформация образца была остановлена (10000 с). На 14000 с эксперимента в образен стали подавать молулирующее поровое давление (Рр). Амплитуда модуляции Рр увеличивалась от цикла к циклу на интервале 14000-17000 с. С 17000 с осевая деформация образца была возобновлена и началась



Рис. 6. Динамика осевой нагрузки (F), медианной частоты (f_{med}), порового давления (Pp), скорости продольных волн (Vp) и интенсивности потока (AE) в эксперименте с базальтом.

периодическая модуляция порового давления постоянным размахом в 1 МПа. Так же как в опыте с песчаником наибольшие изменения скоростей распространения упругих волн происходили на участке до момента образования магистрального разлома (13%). Далее, до конца испытания, изменения скоростей не превышали 3%. На рис. 7 приведены спектры мощности сигналов УЗ на различных этапах испытания.

На начальном этапе нагружения двумодальный вид спектра мощности (кривая 1 на рис. 7) соответствует неразрушенному образцу. Этап упругой деформации образца (при осевой нагрузке около 50% от предела прочности) характеризуется существенным ростом амплитуды высокочастотной составляющей при неизменной амплитуде низкочастотной составляющей спектра (кривая 2 на рис. 7). Инжекция воды в область магистрального разлома приводит к резкому (в 10–20 раз) уменьшению амплитуды спектра мощности на всех частотах и смещению f_{med} в область более низких частот (кривая 3 на рис. 7).



Рис. 7. Спектры мощности УЗ сигнала на отдельных временных интервалах эксперимента с базальтом: 1 - 120 с; 2 - 5014 с; 3 - 10326 с испытания. Положение пунктирной линии обозначает соответственное положение медианной частоты f_{med} .

ЭКСПЕРИМЕНТ НА ГРАНИТЕ

В отличие от двух, ранее представленных экспериментов, эксперимент на граните проходил на сухом образце без подачи порового давления. Исходная трещинная пористость материала так же была увеличена при температуре 400°С [Казначеев и др., 2019] с 0.01 до 1.2%. В ходе эксперимента всестороннее давление изменялось ступенями и составляло на последовательных стадиях нагружения 5, 10 и 15 МПа. Осевая нагрузка на каждой из стадий прикладывалась циклически (рис. 8), причем максимальное значение нагрузки в каждом последующем цикле увеличивалось. На первом этапе испытания при всестороннем давлении 5 МПа происходило проращивание магистрального разлома. На 4-м цикле нагрузки этого этапа, при подходе к пределу прочности, после длительной паузы из режима с постоянной скоростью деформации перешли в режим контроля потока АЭ с опцией аварийного отката [Патонин и др., 2013] и продолжили нагружение до момента образования магистрального разлома. Режим контроля потока АЭ с опцией аварийного отката отличается от простого контроля потока АЭ тем, что при достижении потока сигналов АЭ установленного значения пресс резко (на заданную величину) уменьшает осевую деформацию. То есть происходит быстрый, принудительный сброс осевой нагрузки. Данный режим используется нами только в опытах на гранитных материалах. В момент образования магистрального разлома (4300 с) осевая нагрузка упала с 225 до 60 МПа. После этого всестороннее давление было увеличено до 10 МПа. Тем самым берега сформированного разлома были зажаты. Сразу после образования магистрального разлома осевое нагружение образца было остановлено. Это предотвратило скольжение берегов сформированного разлома. Следующие циклы осевого нагружения образца проходили при всестороннем давлении 10 МПа. На последнем цикле подъема осевой нагрузки III этапа при 120 МПа увеличение осевой деформации не приводило к увеличению нагрузки. Это означало, что осевая нагрузка превысила силу трения берегов магистрального разлома и осевая деформация происходит за счет смещения берегов.

На 6800 с испытания осевая нагрузка была сброшена, а всестороннее давление увеличено. Завершающий этап IV испытания проходил при всестороннем давлении 15 МПа. На третьем цикле подъема осевой нагрузки этого этапа ее значение превысило максимальное значение предыдущего этапа. Лишь на четвертом цикле, при осевом давлении 145 МПа берега магистрального разлома начали проскальзывать. С этого момента (6500 с эксперимента) изменилось поведение медианной частоты. Вместо противофазного изменения f_{med} от нагрузки (4500–6500 с эксперимента) стало синфазное ее изменение (6500–9500 с эксперимента). На рис. 9 приведены спектры мощности сигналов УЗ на различных этапах испытания.

В отличие от предыдущих двух экспериментов, на разных стадиях испытания нет ярко выраженного изменения вида спектра мощности. Начальный этап нагружения (кривая 1 на рис. 9) характеризуется наиболее высоким значением f_{med} , величина которой падает перед образованием



Рис. 8. Динамика осевой нагрузки (*F*), медианной частоты (f_{med}), порового давления (*Pp*), скорости продольных волн (*Vp*) и интенсивности потока (АЭ) в эксперименте с гранитом. Римскими цифрами I–IV обозначены участки изменения f_{med} , соответствующие разным этапам испытания.

магистрального разлома (кривая 2 на рис. 9). На заключительном этапе испытания f_{med} возвращается к первоначальному значению (кривая 3 на рис. 9). Диапазон изменения f_{med} лежит в пределах 270–317 кГц. На образцах песчаника и базальта этот диапазон гораздо шире (150–360 кГц).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценку доверительных интервалов медианной частоты можно провести с помощью двух подходов: статистического и аналитического. Проведение нескольких повторных записей сигналов зондирования (с последующим вычислением спектра мощности) для каждой точки эксперимента не осуществлялось, однако на некоторых стадиях проведенных экспериментов можно выделить участки, где условия испытаний оставались неизменными. То есть ультразвуковые зондирования, соответствующие этим временным интервалам, можно считать многократными повторами волновых форм и использовать их для статистического анализа разброса вычисленной медианной частоты. Мы провели такой анализ для участка с



Рис. 9. Спектры мощности УЗ сигнала на отдельных временных интервалах эксперимента с гранитом: *1* – 30 с; *2* – 3973 с; *3* – 8056 с испытания. Положение пунктирной линии обозначает соответственное положение медианной частоты *f*_{med}.

Частота f, кГц

11000 с по 13000 с эксперимента, представленного на рис. 6. Среднее значение медианной частоты на этом интервале для 33 ультразвуковых форм составило 230 ± 0.047 кГц, что свидетельствует об устойчивости оценок медианной частоты используемым алгоритмом и низкой величине разброса этого параметра.

Добавим также, что для расчета медианной частоты использовалась стандартная функция medfreq пакета Матлаб. По определению медианой частоты (2) основной вклад в погрешность ее вычисления вносят ошибки расчета интеграла от спектра мощности по заданному отрезку частот численным методом прямоугольников (используемого в Матлаб при расчете медианной частоты) и стандартные погрешности оценок спектра мощности. Доверительные интервалы спектральных оценок приведены нами на графиках S(f)(рис. 3, рис. 5 и рис. 7), и не превышают 10% от величин S(f). Относительная погрешность метода прямоугольников для вычисления интегралов в правой и левой частях формулы (2) также не превосходит первых процентов. Следовательно, интервал погрешностей расчета медианной частоты не превышает первых процентов от ее приведенного значения.

В проведенных экспериментах на образцах горных пород (песчаник, базальт, гранит) с многофакторным внешним влиянием (осевая нагрузка, всестороннее и поровое давления) обнаружены сложные, "разнознаковые" (увеличение—уменьшение) изменения медианной частоты спектров мощности. При этом мы наблюдаем, что в зависимости от состояния, в котором находится образец, отклик медианной частоты на один и тот же воздействующий фактор может изменяться. Данное поведение говорит о комплексном влиянии характеристик среды на распределение спектральных составляющих сигналов.

Как отмечалось во введении, известны различные механизмы влияния ряда факторов на величину и частотную зависимость затухания. В полученных эмпирических результатах в некоторых случаях можно видеть проявление некоторых из этих факторов:

а). Сжатие порового пространства при увеличении осевой (и всесторонней) нагрузки на стадиях, когда другие факторы (разрушение, флюид) еще не проявляются.

На начальном этапе нагружения (первые сотни секунд) происходит сжатие порового пространства. Косвенным подтверждением этого процесса является незначительное увеличение интенсивности потока АЭ, медленный прирост осевой нагрузки при неизменной скорости деформации и незначительное уменьшение объема образца (уменьшение радиуса образца). Во всех трех представленных экспериментах в это время наблюдается временное понижение f_{med} . Дальнейшее увеличение осевой нагрузки проходит в условиях квазилинейной (упругой) деформации материала. Этот процесс во всех трех экспериментах сопровождается резким повышением медианной частоты.

б). Развитие трещиноватости в сухих образцах без существенного увеличения напряжений на стадии начала дилатансии характеризуется уменьшением скорости роста осевой нагрузки, повышением интенсивности потока АЭ и увеличением диаметра образца. На этом этапе мы не наблюдаем общей тенденции поведения медианной частоты. Тем не менее, на песчанике и граните (рис. 4 и рис. 8) прослеживается тенденция понижения f_{med} . На образце базальта (рис. 6) мы видим сильные флуктуации $f_{\rm med}$ с некоторым трендом в сторону понижения. Сильная зависимость изменения $f_{\rm med}$ от ориентации трещиноватости, отмеченная рядом авторов [Виноградов и др., 1992; Шамина, 2005], наиболее ярко проявляется на гранитных и базальтовых образцах. В отличие от образца песчаника, который имеет слабую анизотропию и равномерный по размерам зерен состав. породы базальтов и гранитов имеют более неравномерную, крупно-блочную структуру (размеры зерен первые мм). Мы предполагаем, что по этой причине формируемая в них на этом этапе сеть микротрещин обладает выраженной анизотропией, что и вносит флуктуации в поведение $f_{\rm med}$.

в). При первой подаче порового давления флюида (вода) начинается обводнение порового и трещинного пространства. Как и при инжекции воды в ненагруженный образец (рис. 3), в опытах на песчанике и базальте (рис. 4 и рис. 6) наблюдается резкое понижение $f_{\rm med}$ за счет падения высокочастотных составляющих спектра. Во всех трех экспериментах, на представленных геоматериалах в середине испытания формируется магистральный разлом, который делит образец на два больших блока. При модуляции порового давления на образце базальта (рис. 6) наблюдается корреляция f_{med} и порового давления. Такой четкой картины корреляции мы не наблюдаем на образце песчаника (рис. 4). Можно предположить, что это связано с высокой (18-20%) пористостью песчаника. Наличие большого количества флюида в межпоровом пространстве нивелирует другие факторы, возможно влияющие на изменение f_{med} . На сухом образце гранита (рис. 8) после образования магистрального разлома наблюдается зависимость $f_{\rm med}$ от прикладываемой осевой нагрузки. При этом на первых трех циклах изменения осевой нагрузки изменения $f_{\rm med}$ находятся в противофазе. Начиная с четвертого цикла модуляции осевой нагрузки изменения f_{med} синфазны. Особенность этого эксперимента в том, что при формировании магистрального разлома на 4500 с (рис. 8) мы предотвратили скольжение берегов свежесформированного разлома, зажав его повышением всестороннего давления. На первых трех циклах изменения осевой нагрузки не происходит смещения берегов разлома. Лишь на четвертом цикле осевой нагрузки берега начинают проскальзывать. Это подтверждается резким всплеском потока АЭ. В это время в области магистрального разлома появилась зона дробления. Мы предполагаем, что именно она и вызвала изменение знака корреляции $f_{\rm med}$ и осевой нагрузки.

Обобщая анализ поведения f_{med} в представленных лабораторных экспериментах можно сказать, что в случае одновременного воздействия нескольких факторов сложно, а порой невозможно дать однозначную, объективно-обоснованную интерпретацию обнаруженных вариаций медианной частоты, равно как и других исследуемых спектральных особенностей сигналов ультразвукового зондирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена серия экспериментов с образцами различных горных пород (песчаника, гранита и базальта). Проанализированы типичные режимы нагружения, применяемые в лаборатории при решении задач изучения особенностей процесса разрушения горных пород в условиях контролируемого сложного напряженно-деформированного состояния при флюидной инициации целых и "разломных" образцов. Обнаружены характерные изменения медианной частоты ультразвуковой зондирующей волны при существенных изменениях осевой нагрузки, всестороннего и порового давлений. Показано, что изменения медианной частоты УЗ волн могут быть существенными в зависимости от условий испытания и развития трещиноватости породы. Эксперименты показали, что меняется как величина затухания, так и его частотная зависимость. Изменения в спектральном составе сигналов ультразвукового зондирования оказались чувствительны как к трещиноватости образца, так и к степени заполнения флюидом его порового пространства. На этапе нагружения до 80% от предела прочности образца обнаружена прямая зависимость медианной частоты от приложенного напряжения. Показано, что динамика медианной частоты как интегральной характеристики спектра мощности, отражает ряд механизмов частотной зависимости затухания, включая обводненность и относительную степень разрушенности среды. Уменьшение величины $f_{\rm med}$ свидетельствует об увеличении величины раздробленности материала, которая может послужить причиной полного разрушения образца. Сложное и неоднозначное поведение медианой частоты при наличии нескольких влияющих факторов не позволяет делать объективные заключения об условиях, в которых находится горная порода. Тем не менее, медианная частота может служить индикатором изменений, происходящих в геосреде. Вариации медианной частоты отражают перераспределение энергии записанного сигнала по частотам, что является следствием изменения частотной зависимости коэффициента затухания. В условиях отсутствия калибровки источников и приемников колебаний "по АЧХ" мониторинг затухания и его частотной зависимости можно проводить на основе спектрального состава записей, унифицированных по величине и спектральному составу импульсов ультразвукового зондирования.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН.

Исследования проводились в Центре коллективного пользования "Петрофизика, геомеханика и палеомагнетизм" ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Айвазян С.А., Бухштабер В.М., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. Прикладная статистика. Классификация и снижение размерности. М.: Финансы и статистика. 1989. 607 с.

Беседина А.Н., Кишкина С.Б., Кочарян Г.Г., Ряховский И.А. Анализ микросейсмического фона до и после сильных землетрясений на примере чилийской зоны субдукции // Физика Земли. 2020. № 2. С. 10–20.

Виноградов С.Д., Троицкий П.А., Соловьева М.С. Влияние трещиноватости и напряжений в среде на параметры распространяющихся упругих волн // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989. № 4. С. 42–56.

Виноградов С.Д., Троицкий П.А., Соловьева М.С. Изучение распространения упругих волн в среде с ориентированной трещиноватостью // Физика Земли. 1992. № 5. С. 14–34.

Виноградов С.Д., Соловьева М.С. Параметры упругих волн, распространяющихся в нагруженной трещиноватой среде // Физика Земли. 1999. № 4. С. 68–74.

Виноградов С.Д. Трещиноватая среда и упругие волны // Геофизические исследования. 2005. Вып. 2. С. 3–15.

Жуков В.С., Кузьмин Ю.О. Экспериментальные исследования влияния трещиноватости горных пород и модельных материалов на скорость распространения продольной волны // Физика Земли. 2020. № 4. С. 39–50. https://doi.org/10.31857/S0002333720040109

Казначеев П.А., Майбук З.Ю., Пономарев А.В. Оборудование и методика исследования термоакустоэмиссионных эффектов памяти в горных породах // Сейсмические приборы. 2019. Т. 55. № 1. С. 29–45.

Кузин А.М. Физическое моделирование рассеянных волн в интерпретации сейсмических данных. Сборник научных трудов УкрГГРИ. 2013. № 4. С. 52–60

Марпл-мл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения М.: Мир. 1990. 265 с.

Остапчук А.А., Павлов Д.В., Марков В.К., Крашенинников А.В. Исследование сигналов акустической эмиссии при сдвиговом деформировании трещины //Акустический журн. 2016. Т. 62. № 4. С. 503–512.

Патонин А.В., Пономарев А.В., Смирнов В.Б. Аппаратно-программный лабораторный комплекс для решения задач физики разрушения горных пород // Сейсмические приборы. 2013. Т. 49. № 1. С. 19–34. Стрижков С.А. Исследование характера частотных изменений Р-волны на моделях случайно-трещиноватых сред // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1981. № 5. С. 92–96.

Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Исаева А.В., Бондаренко Н.Б., Патонин А.В., Казначеев П.А., Строганова С.М., Потанина М.Г., Chadha R.K., Arora К. Флюидная инициация разрушения в сухих и водонасыщенных горных породах // Физика Земли. 2020. № 6. С. 86–105.

Шамина О.Г., Локайчик Т. Распространение упругих волн в физических моделях случайно-неоднородных сред // Физика Земли. 1992. № 4. С. 78–86.

Шамина О.Г. Сейсмоакустические методы в геофизических исследованиях Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта. М.: ИФЗ РАН. 2005. 96 с.

Шкуратник В.Л., Мартынюк А.Р. Исследование упруго-нелинейных параметров образцов горных пород на основе анализа сдвига резонансной частоты ультразвукового сигнала под влиянием механического нагружения // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2014. № 7. С. 221–226.

Черепецкая Е.Б., Шкуратник В.Л., Карабутов А.А., Макаров В.Л. Теоретическая оценка параметров ультразвуковых импульсов, возбуждаемых в геоматериалах лазерным излучением // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2003. № 4. С. 11–18.

Blair D.P. A direct comparison between vibrational resonance and pulse transmission data for assessment of seismic attenuation in rocks // Geophys. 1990. V. 55. P. 51–60.

Kocharyan G.G., Ostapchuk A.A., Pavlov D.V. Traces of Laboratory Earthquake Nucleation in the Spectrum of Ambient Noise Article // Scientific reports. 2018. V. 8. \mathbb{N} 1. P. 10764.

Stanchits S. Lockner D., Ponomarev A. Anisotropic Changes in P-Wave Velocity and Attenuation During Deformation and Fluid Infiltration of Granite // Seismological Soc. Amer. 2003. V. 93. № 4. P. 1803–1822.

Shirole D., Hedayat A., Ghazanfari E., Walton G. Evaluation of an Ultrasonic Method for Damage Characterization of Brittle Rocks // Rock Mechanics and Rock Engineering. 2020. V. 53. P. 2077–2094.

Teisseyre R., Dresen L., Kozak J., Waniek L. Physical properties of micromorphic medium: theory and experiment under varying conditions // Acta Geophys. Polonica. 1985. V. XXXIII. № 4. P. 341–356.

Gheibi A., Hedayat A. Ultrasonic investigation of granular materials subjected to compression and crushing // Ultrasonics. 2018. V. 87. P. 112–125

Zhang J., Peng W., Liu F., Zhang H., Li Z. Monitoring Rock Failure Processes Using the Hilbert–Huang Transform of Acoustic Emission Signals // Rock Mech. Rock Eng. 2016. V. 49. P. 427–442.

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 4 2022

Variations in Ultrasonic Signal Spectra for Triaxial Testing of Rock Samples

N. M. Shikhova^a, A. V. Patonin^a, A. V. Ponomarev^a, *, and V. B. Smirnov^a, ^b

^aSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Science, Moscow, Russia ^bLomonosov Moscow State University, Moscow, Russia *e-mail: avp@ifz.ru

Experiments on sandstone, basalt and granite were carried out under conditions of triaxial deformation on a controlled hydraulic press at confining pressure of 5, 10 and 15 MPa. The experiments on sandstone and basalt were conducted with the injection of a fluid (water) and subsequent modulation of a pore-fluid pressure, and the experiments on granite were performed without fluid injection. The acoustic emission (AE) signals arising during fracturing of the material and the echo signals of ultrasonic transducers (US) in 16 directions were recorded. Changes in the power spectra of the recorded US signals at different stages of samples' testing are detected. It is shown that the changes in the median power spectrum of the US signals (median frequency fmed) can reach more than 100% depending on the degree of rock fracture, and, compared to elastic velocities, the changes in the spectral content of the US signals more dynamically reflect the development of fracturing in the sample. The dependence of median frequency on the applied axial load is established. It is shown that in the case of fluid saturation of a dry sample, fmed shifts strongly towards the low frequencies. Shifting of individual spectral components of the US echo signals can serve as an indicator of the changes taking place in the sample. A decrease in fmed testifies to the increase in the degree of destruction (fracturing) of the material. The effect is most pronounced in highly porous sandstones.

Keywords: laboratory modeling, ultrasonic sensing, fractured media, spectral analysis