



ФИЗИКА ЗЕМЛИ

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



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 6, 2024

Медленные деформационные волны в геофизике <i>В.Г. Быков, Ю.О. Кузьмин</i>	3
Особенности электромагнитного поля литосферных источников <i>Н.Г. Мазур, В.А. Пилипенко, Е.Н. Федоров</i>	39
Об ионосферном отклике землетрясений на Филиппинах с ноября по декабрь 2023 г. <i>С.А. Рябова, С.Л. Шалимов</i>	52
Региональные особенности затухания сейсмических волн на территории Северного Кавказа <i>А.С. Зверева, И.П. Габсатарова, Д.В. Лиходеев</i>	64
Вариации содержания ^{222}Rn в наземных и подземных условиях <i>Ю.М. Гаврилюк, А.М. Гангапшев, А.М. Гежаев, В.В. Казалов, В.В. Кузьминов, А.Х. Хоконов, Р.А. Этезов</i>	80
Количественная оценка характерных размеров зерен лабораторных образцов горных пород методом широкополосной оптико-акустической спектроскопии <i>Н.Б. Подымова, А.В. Пономарев, П.А. Казначеев, Т.Э. Багдасарян, М.А. Матвеев, Г.С. Индаков</i>	93
Акитканское землетрясение 27.12.2023 г. ($m_b = 5.4$) в зоне краевого шва Сибирской платформы (Северное Прибайкалье)* <i>Н.А. Гилёва, Я.Б. Радзиминович, В.И. Мельникова, А.И. Филиппова, Е.А. Кобелева, А.С. Фомочкина</i>	112
Сейсмотектоническая позиция очага землетрясения 13.07.2023 г. в восточной части шельфа моря Лаптевых по данным поверхностных волн* <i>А.И. Филиппова, А.С. Фомочкина</i>	127
Спектральные характеристики землетрясений Ключевской группы вулканов* <i>А.П. Молокова, А.А. Скоркина, В.Б. Смирнов</i>	138

Новые модели скоростного строения литосферы Кольского региона по сейсмическим данным*	
<i>А.Г. Гоев, А.И. Филиппова</i>	151
Оценка области повторных толчков по первым афтершокам на месторождениях Хибин*	
<i>А.Ю. Моторин, С.В. Баранов</i>	164
Асимптотика ветвления семейств наименее устойчивых магнитных мод Блоховского типа*	
<i>В.А. Желиговский</i>	178

* Статьи, помеченные звездочкой, являются продолжением Сборника № 5, 2024 г.

МЕДЛЕННЫЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ГЕОФИЗИКЕ

© 2024 г. В. Г. Быков^{1, *}, Ю. О. Кузьмин^{2, **}

¹Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина ДВО РАН, г. Хабаровск, Россия

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: bykov@itig.as.khb.ru

**E-mail: kuzmin@ifz.ru

Поступила в редакцию 12.05.2024 г.

После доработки 26.05.2024 г.

Принята к публикации 28.05.2024 г.

В течение пятидесяти лет учеными из разных стран в различных регионах Земли прямыми и косвенными методами обнаружена миграция коровой деформации и землетрясений, выявлен ее волновой характер, и тем самым доказана реальность существования медленных деформационных волн Земли. В обзоре кратко представлены история развития концепции деформационных волн Земли, некоторые теоретические модели, методы наблюдения и свойства деформационных волн, основные типы геологических структур, генерирующих эти волны. Приведены наиболее значительные результаты теоретических, лабораторных и натурных исследований медленной миграции деформаций.

Ключевые слова: миграция землетрясений, деформационные волны, литосфера, уравнение $\sin$ -Гордона, уединенные волны, автоволны, неустойчивое скольжение.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060012>, **EDN:** RGZTXO

*Светлой памяти
выдающегося российского геомеханика
Виктора Николаевича Николаевского
ПОСВЯЩАЕТСЯ*

1. ВВЕДЕНИЕ

Выяснение физических механизмов передачи тектонических напряжений на границах блоков и литосферных плит, а также процессов и параметров, определяющих формирование и смену режимов скольжения в разломах — это важнейшие проблемы наук о Земле, имеющие принципиальное значение для физики землетрясений, глобальной геодинамики и оценки сейсмической опасности. Коллективное поведение блоков, разломов и землетрясений определяется многочисленными неразделимыми и одновременно протекающими на больших пространственно-временных масштабах процессами, которые невозможно полностью воспроизвести в лабораторных опытах или при математическом моделировании. В этом состоит принципиальное отличие геодинамики и физики землетрясений от классических фундаментальных наук, имеющих дело с задачами,

в которых доминируют один или несколько процессов. Поэтому решение геодинамических проблем нуждается в дополнительных представлениях или инструментах, которые дают возможность количественно оценить поведение исследуемой системы в целом.

В науках о Земле в течение последних 55 лет получила развитие концепция деформационных волн Земли или волновая динамика медленных деформационных процессов, скорости которых на много порядков меньше скоростей обычных сейсмических волн. По сути, обсуждалась возможность переноса возмущений напряженно-деформированного состояния, которые двигаясь от точки к точке, воздействуют на геологическую среду, геофизические поля и процессы.

Первоосновой концепции служит миграция сильных землетрясений — последовательное возникновение землетрясений, образующих упорядоченную структуру в определенном

направлении. Постепенно наступило понимание, что главным механизмом направленной миграции является распространение волнового фронта деформирования, вызывающего дополнительную тектоническую нагрузку и сейсмические подвижки в сегментах разломов. Миграция эпицентров землетрясений на поверхности Земли — это внешнее проявление передачи деформаций внутри Земли.

Примером односторонне направленного перемещения взаимосвязанных природных явлений служит миграция сейсмической и вулканической активности. Возможным фактором, объединяющим эти наблюдения, являются медленные волны деформации.

Миграция аномалий геофизических полей (радоновых, электрокинетических сигналов), миграция сейсмического тремора и медленного скольжения вдоль зон субдукции подтверждают волновой характер перемещения деформаций. Более того, имеется немало прямых и косвенных свидетельств, что медленные тектонические деформации распространяются в виде уединенных волн [Николаевский, 1995; Nikolaevskiy, 1998] и автоволн [Николаевский, 1983; 2008; Кузьмин, 2012; Макаров, Перышкин, 2016].

В последние годы в России и за рубежом на качественно новом уровне активизировались исследования, направленные на выявление медленных возмущений геодинамических полей, которые являются квазипериодическими и могут служить дополнительным подтверждением существования медленных деформационных волн.

Медленные деформационные волны возбуждаются, главным образом, естественными процессами в земной коре и литосфере и проявляются в изменениях сейсмической активности и геофизических полей. Блоковая структура земной коры и литосферы существенно влияет на деформационные, сейсмические, фильтрационные и другие процессы. Именно разломно-блоковая структура геологической среды приводит к генерированию волн различного типа, в том числе, медленных деформационных волн [Быков, 2008], которые в свою очередь воздействуют на геоблоки различного размера, приводя их в относительное движение. Эти движения способны также вызывать генерацию деформационных волн, имеющих другие характеристики (направление, скорость, частоту, длину). Так возникает целый спектр деформационных волн с широким диапазоном скоростей (от 1 до 100 км/год) и длин (от 30 до 200 км), на которые

могут реагировать разломы — природные детекторы деформационных волновых процессов. Выявление связей между движениями тектонических структур и медленными волновыми деформационными процессами имеет первостепенное значение.

Деформографическими, геодезическими и гидрологическими измерениями во многих регионах мира выявлена миграция деформаций со скоростью порядка 10–100 км/год и 1–10 км/сут. [Kasahara, 1979; Bella et al., 1990; Harada et al., 2003; Кузьмин, 1989; 2012; 2020; 2023; Сидоров, Кузьмин, 1989; Reuveni et al., 2014; Yoshioka et al., 2015; Кафтан, 2021; Кафтан, Татаринов, 2022]. Миграция эпицентров землетрясений совпадает по скорости (10–100 км/год) и направлению с перемещением деформаций земной коры [Kasahara, 1979; Барабанов и др., 1988] и гидрологических эффектов [Киссин, 2008]. Накопленные факты указывают на распространение в земной коре волновых деформационных процессов с различными скоростями [Быков, 2005]. Наиболее полные результаты наблюдений направленной миграции землетрясений, прямых и косвенных натурных измерений деформационных волн или их признаков были представлены в работах [Mogi, 1968; Вилькович и др., 1974; Kasahara, 1979; Барабанов и др., 1988; Маламуд, Николаевский, 1989; Невский и др., 1991; Нерсесов и др., 1990; Барабанов и др., 1994]. Эти данные служат мощным фундаментом для физического осмысления многих проблем геодинамики и сейсмологии.

2. ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ КОНЦЕПЦИИ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЛН ЗЕМЛИ

Формирование концепции медленных деформационных (тектонических) волн или деформационных волн Земли в геофизике началось в 1967 г. [Elsasser, 1967] и в значительной степени развивалось на основе двух сделанных в то время открытий: миграции очагов сильных землетрясений вдоль глубинных разломов [Richter, 1958; Mogi, 1968] и глобальной тектоники плит [Isacks et al., 1968]. Представления о литосферных плитах, разделенных мощными разломами и подстилаемых вязкой астеносферой, привели к построению трех типов теоретических моделей деформационных волн: 1) модели слоистые (литосфера—астеносфера) [Elsasser, 1967; Bott, Dean, 1973; Anderson, 1975; Rice, 1980]; 2) модели слоистые с добавлением эффекта изгиба жесткой литосферной плиты [Николаевский, 1983; Николаевский, Рамазанов, 1985];

3) модели разломов с вязкой прослойкой между бортами (вязкоупругие) [Savage, 1971; Ida, 1974; Bella et al., 1990]. Эти модели были предназначены для описания медленных волн напряжений, соответствующих миграции сильных землетрясений вдоль трансформных разломов и желобов (впадин).

По мере накопления данных натурных наблюдений и лабораторных экспериментов были обнаружены новые факты, которые невозможно объяснить в рамках линейной теории упругости (вязкоупругости или упругопластичности). Поиски аналогий и построение новых математических моделей деформирования разломно-блоковых геологических сред были мотивированы именно этими обстоятельствами.

Второй этап развития теории деформационных волн Земли начался после опубликования статьи В.Н. Николаевского [Николаевский, 1995], где предлагалось учитывать вращательные и трансляционные движения отдельных блоков или фрагментов горных массивов в разломных зонах или в теле разлома при относительном смещении его бортов во время крипа или землетрясения. В качестве математической модели было, по сути, постулировано уравнение $\sin$ -Гордона, одним из решений которого являются уединенные волны, схожие по форме с мигрирующими аномалиями геофизических полей вблизи разломов [Николаевский, 1996].

Обнаруженное поведение пространственно-временной миграции современных деформаций в разломных зонах [Кузьмин, 1989; 2012] и динамики сейсмической активности [Спиртус, 2008; 2010] имеет качественное сходство с общими представлениями о возбудимых активных средах [Зыков, 1984; Васильев и др., 1979]. Этот факт послужил физической мотивацией применения автоволновых представлений при математическом моделировании направленной миграции деформаций и землетрясений.

2.1. Упруго-вязкие модели медленных волновых процессов

В 1967 г. американский физик Вальтер Эльзассер, ученик Макса Борна, впервые ввел представление о механизме передачи напряжений вдоль контакта литосфера–астеносфера [Elsasser, 1967]. Он предложил модель взаимодействия литосферы – твердой плиты мощностью h_1 с модулем упругости E_1 и астеносферы – подстилающего слоя “флюида” мощностью h_2 с вязкостью μ (рис. 1). При устойчивом поступательном движении литосферы

профиль линейного распределения скорости с глубиной имеет вид, показанный сплошной линией на рис. 1. Скорость v_x скольжения литосферной плиты длиной L при горизонтальном напряжении σ_x вычисляется по формуле $v_x = \frac{\sigma_x}{\mu} \frac{h_1 h_2}{L}$ [Elsasser, 1969]. Исходя из предположения, что при движении плиты напряжение сдвига $\mu v_x / h_2 = (\mu / h_2) du / dt$ на нижней границе плиты уравнивается общим горизонтальным напряжением $h_1 d\sigma_x / dx$, $\sigma_x = E_1 du / dx$ на краю плиты, Эльзассер записал уравнение для осредненного по толщине плиты смещения u [Elsasser, 1969; 1971]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{h_1 h_2 E_1}{\mu}. \quad (2)$$

Уравнение (1) имеет вид уравнения диффузии или уравнения теплопроводности. Ключевым моментом модели является вязкое сцепление между литосферой и астеносферой, характеризующееся параметром μ / h_2 , который в общем случае зависит от длины волны возмущения. Из стандартного решения уравнения диффузии следует, что среднее расстояние, на которое возмущение распространяется за время t , задается величиной $x = 2\sqrt{\alpha t}$. Вычисленная скорость скольжения плиты v_x имеет порядок 1 см/год, что хорошо согласуется с данными современных GPS-измерений в различных регионах мира [Bird, 2003; Kreemer et al., 2014].

Модель Эльзассера практически сразу была применена для описания миграции деформаций и землетрясений [Bott, Dean, 1973; Anderson, 1975], а в дальнейшем – и для объяснения сопутствующих эффектов [Баранов, Лобковский,

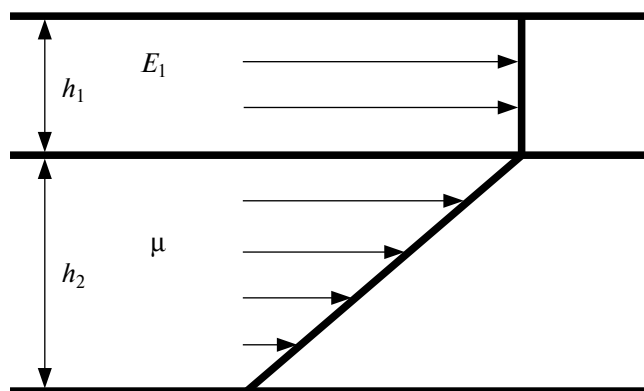


Рис. 1. Модель контактного взаимодействия системы литосфера–астеносфера [Elsasser, 1969].

1980; Баранов и др., 1989; Rydelek, Sacks, 1988; Press, Allen, 1995; Pollitz et al., 1998].

М. Ботт и Д. Дин использовали модель Эльзассера (1), (2) при исследовании миграции напряжений на границах литосферных плит и впервые ввели термин *stress or strain waves* [Bott, Dean, 1973]. Стандартными методами решалась задача по определению реакции упругой плиты конечной длины L на приложение давления P_0 на одном конце плиты (рис. 2). Конец плиты при $x=0$ считался фиксированным и представлял собой границу сжатия. Давление P_0 мгновенно “включалось” на конце плиты $x=L$ в момент времени $t=0$. Уравнение (1) было решено при выбранных начальных: $u=0$ при $t=0$ ($0 \leq x < L$) и граничных: $u=0$ при $x=0$ ($t > 0$) и $(\partial u / \partial x)_{x=L} = -P_0 / E_1$, $t > 0$ условиях.

Предполагая, что давление на границе плиты изменяется как $P = P_0 \sin \omega t$ с периодом $T = 2\pi/\omega$ и, выбрав решение уравнения (1) в виде:

$$u(x, t) = -\frac{P_0}{\sqrt{2kE_1}} e^{-kx} \cos\left(\omega t - kx + \frac{\pi}{4}\right), k = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}, \quad (3)$$

они получили для скорости волны напряжений вдоль литосферной плиты выражение

$$v = \frac{\omega}{k} = \sqrt{2\alpha\omega} = 2\sqrt{\frac{\pi E_1 h_1 h_2}{\mu T}}. \quad (4)$$

Моделирование показало, что приложенное напряжение на границе плиты не может мгновенно воздействовать на всю плиту, но диффузно рассеивается в ней в течение 10^3 – 10^6 лет. Основным фактором, вызывающим медленную миграцию напряжений, является вязкость астеносферы. Согласно (4) скорость волны напряжения зависит от физических свойств литосферы и астеносферы, периода волны и при характерных параметрах континентальной верхней мантии составляет 10–100 км/год.

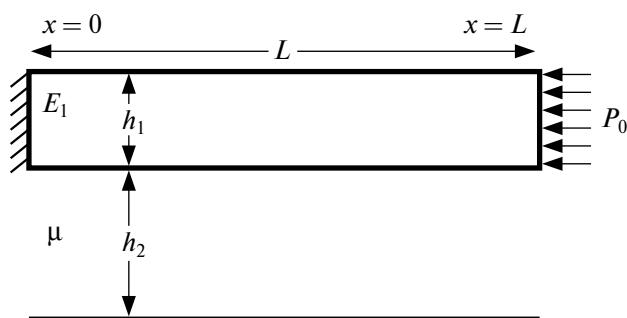


Рис. 2. Модель возбуждения волн напряжения в системе литосфера–астеносфера [Bott, Dean, 1973].

Д. Андерсон обобщил модель Эльзассера с целью выяснения механизма миграции землетрясений в зоне субдукции и оценил скорость деформационной волны вдоль островной дуги [Anderson, 1975]. Волна деформации генерируется в зоне субдукции и распространяется со скоростью v вдоль разлома по простиранию погружающейся плиты (рис. 3). При выбранных параметрах модели ($h_1 = 50$ км, $h_2 = 200$ км, $\mu = 5 \times 10^{18}$ Па·с, $E_1 = 10^{11}$ Па) скорость переноса сдвиговой деформации по прошествии времени $t_1 = 1$ год равна $v = 170$ км/год, и уменьшается до $v = 50$ км/год после прохождения расстояния в 520 км за $t_2 = 10$ лет. Эти расчеты соответствуют данным о скоростях миграции землетрясений [Mogi, 1968; Yoshida, 1988; Кузнецов, Кейлис-Борок, 1997].

Дж. Райс [Rice, 1980] модифицировал модель Эльзассера, заменив ньютоновскую реологию вязкой астеносферы на максвелловскую реологию вязкоупругого тела. Введение этой поправки было необходимо, чтобы учесть то обстоятельство, что астеносфера реагирует на быстрые нагрузки ($t < \tau = \mu/E_1$) как упругое тело, а в низкоскоростном пределе ($t \geq \tau$) отклик астеносферы на нагрузку будет, как и в модели Эльзассера, только вязким. Вязкоупругая модель [Rice, 1980] применима для математического описания скольжения по контакту плит (разлому) двух типов: сброс и надвиг. Здесь представлен вариант модели (5), (6), когда скольжение имеет характер сброса, что удобно для сравнения с моделью Эльзассера:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \left\{ \alpha + \beta \frac{\partial}{\partial t} \right\} \left\{ (1 + \nu)^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right\}, \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{h_1 h_2 E_1}{\mu}, \quad \beta = b \approx \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 h_1, \quad (6)$$

где: b – эффективная длина кратковременного упругого сцепления; ν – коэффициент Пуассона; β/α – время релаксации для модели Максвелла. Для интервалов времени $t \gg \beta/\alpha \approx 1.5$ –15 лет вязкоупругая модель (5), (6) переходит в вязкую модель Эльзассера (1), (2).

Уравнение (5) моделирует, по сути, распространение деформационного фронта в литосфере. Смещение в плите (рис. 4) для больших промежуточных времени записывается в виде [Rice, 1980]:

$$u(y, t) = (\Delta u / 2) \operatorname{erfc}(y / 2\sqrt{\alpha t}), \quad (7)$$

откуда следует, что скольжение распространяется внутрь плиты в виде диффузионной волны.

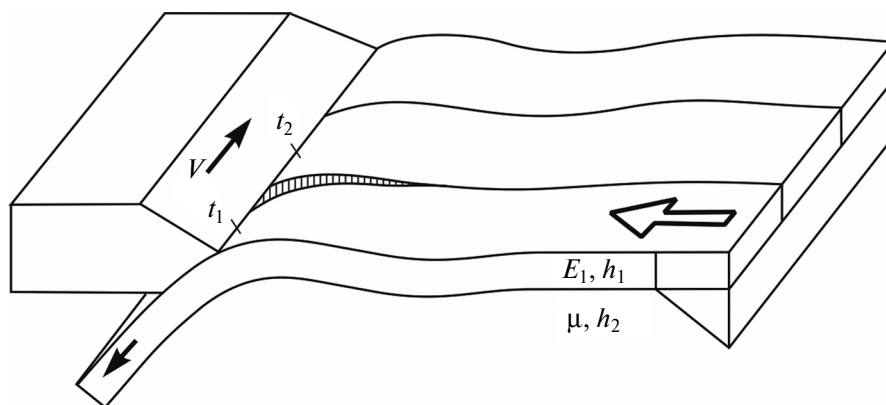


Рис. 3. Модель миграции землетрясений в зоне субдукции [Anderson, 1975].

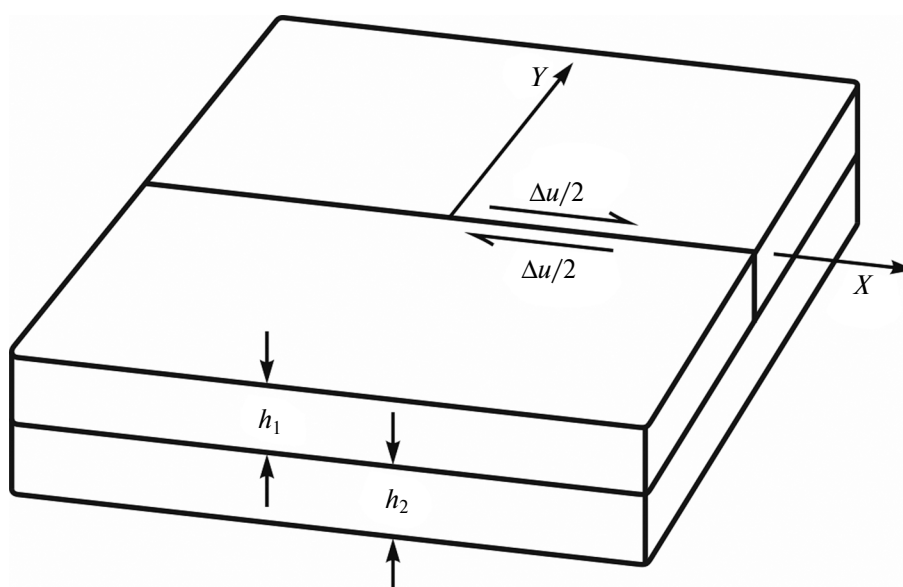


Рис. 4. Модель возбуждения волн напряжения при подвижке в разломе и ее распространения внутри плиты [Rice, 1980].

Вязкоупругая модель [Rice, 1980] была дополнена и применена для анализа распространения деформационных фронтов через кору и литосферу [Lehner et al., 1981]. Было, в частности, показано, что сцепление между литосферой и астеносферой контролирует пространственно-временное распределение цепочки последовательных сильных землетрясений вдоль границ литосферных плит (трансформных разломов). Из модели также следует, что перенос напряжений осуществляется также от границ вглубь плит, что может служить одним из объяснений возникновения внутриплитных землетрясений и их миграции.

Дальнейшая модификация модели Эльзасера состояла в учете латеральной неоднородности литосферы [Albarelli, Bonafede, 1990]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{h_2}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left(h_1 E_1 \frac{\partial u}{\partial x} \right). \quad (8)$$

Основные результаты этой модели заключаются в том, что утонение литосферы обеспечивает высокие амплитуды диффузионного напряжения, а скорость миграции напряжений возрастает с увеличением толщины литосферы. Это, кстати, может служить объяснением причины столь широкого диапазона значений скорости миграции землетрясений в различных сейсмоактивных регионах.

В.Н. Николаевский дополнил модель Эльзасера новым элементом — изгибом литосферной плиты (рис. 5), что привело к строгой математической теории распространения деформационных (тектонических) волн [Николаевский, 1983].

В моделях других исследователей этот эффект не учитывался. Введение вертикальных подвижек, связанных с изгибом литосферы, существенно меняет сценарий эволюции тектонических движений. Результирующая система уравнений записывается для смещений u литосферы вдоль контакта с астеносферой (9) и для вертикальных смещений η на контакте астеносфера–литосфера (10) в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\alpha}{(1-v^2)} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial t} \left(h_2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + \Phi \right) + (v_0 + w_0), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{E_1 h_1^3}{12\gamma(1-v^2)} \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{N}{\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = \\ = \frac{2\mu}{\gamma h_2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + w_0 \right), \end{aligned} \quad (10)$$

где: Φ – ассоциированные перетоки вещества астеносферы; $\partial\Phi/\partial t$ – скорость напорного потока; v_0 – стационарная скорость сдвига литосферы относительно астеносферы; w_0 – стационарная скорость астеносферы; $N = E_1 h_1 (1-v^2)^{-1} \partial u / \partial x$ – действующая на литосферу сжимающая сила; $\gamma = \rho_l g$ – удельный вес литосферной плиты.

Двумерная модель (9), (10) взаимодействия литосферы и астеносферы за счет вертикальных смещений и вязких касательных напряжений на их контакте дает в качестве решений либо периодические волны малой интенсивности (стоячие и диффузионные), либо уединенные волны [Николаевский, 1983; Николаевский, Рамазанов, 1985]. Энергия уединенных тектонических волн пополняется из стационарного астеносферного потока, возникающего при подвижке литосферы по астеносфере, и компенсирует

вязкие потери. Это служит физическим обоснованием автоволнового механизма генерации деформационных (тектонических) волн. Скорость v и длина λ незатухающих тектонических волн определяются скоростью смещения литосферных плит относительно астеносферы v_0 (~ 10 см/год), прогибом литосферы η (~ 10 см) и ее толщиной h_1 (~ 100 км):

$$v = \frac{\delta h_1 v_0}{\eta}, \quad \lambda = v \frac{\mu}{E_1} = \frac{\delta \mu h_1 v_0}{\eta E_1}. \quad (11)$$

Значение v примерно равно 100 км/год (при величине численного коэффициента $\Delta \sim 1$). Причем с уменьшением вязкости астеносферы μ или с увеличением модуля упругости E_1 литосферы длина уединенной волны уменьшается, но скорость остается постоянной. Расчеты показали, что тектонические волны имеют характерный период в 2, 3, 6, 11 лет при эффективной ширине порядка 200 км. Распространение этих уединенных волн может объяснить миграцию сейсмичности на дальние расстояния. Если вертикальные смещения литосферы отсутствуют ($\eta = 0$) и перетоков в астеносфере нет ($\Phi = 0$), то модель (9), (10) при $v^2 \ll 1$ эквивалентна уравнению Эльзассера (1) – уравнению простого горизонтального сжатия–растяжения литосферы.

В диффузионной модели Дж. Сэвиджа движение блоков земной коры вдоль трансформного разлома представлено в виде потока краевых дислокаций [Savage, 1971]. Перенос напряжения по разлому определен в терминах концентрации k и потока q дислокаций. Скорость деформации пропорциональна потоку дислокаций. Диффузионный механизм играет основную роль в динамике потока дислокаций, кинематическое поведение которого контролируется

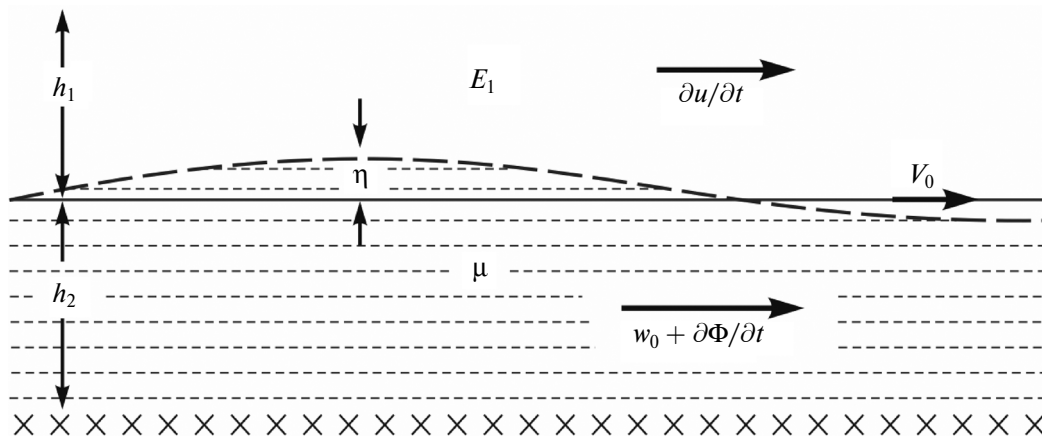


Рис. 5. Схема возбуждения тектонических волн в системе литосфера–астеносфера при изгибе литосферной плиты [Николаевский, Рамазанов, 1985].

физическими свойствами зоны разлома. Результирующее уравнение имеет вид [Savage, 1971]:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -c \frac{\partial q}{\partial x} + D \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}, \quad (12)$$

где $c = \partial q / \partial k$ — скорость, D — коэффициент диффузии. Принципиальный результат заключается в том, что механизм потока дислокаций приводит к “криповым волнам” (*creep waves*) вдоль трансформного разлома — волнам напряжений. По расчетам Дж. Сэвиджа скорость таких волн вдоль трансформного разлома Сан-Андреас составляет порядка 10 км/год, зависит от амплитуды деформации и увеличивается с ее ростом. Согласно гипотезе Дж. Сэвиджа, криповые волны вызывают резкое изменение движения в разломе и связаны с миграцией сильных землетрясений вдоль северо-восточной окраины Тихого океана. По данным о миграции землетрясений было установлено распространение фронта напряжений с северо-запада на юго-восток вдоль разлома Сан-Андреас со скоростью 30–50 км/год [Malin, Alvarez, 1992]. Ё. Ида получено решение в виде медленно движущегося импульса деформации (*slow-moving deformation pulses*) с постоянной скоростью $v = Gd/2\mu$ (μ , d — вязкость и толщина прослойки; G — модуль сдвига вмещающих горных пород) вдоль разлома [Ida, 1974]. Модель дает скорость импульса от 10–100 км/год до 1–10 км/сут.

В модели [Bella et al., 1990] блоки (A , a) земной коры разделены “мягкими” ослабленными переходными зонами (B , b) — прослойками (рис. 6), которые могут представлять собой трещиноватые флюидонасыщенные среды с модулями упругости намного меньшими, чем модули материала блоков. Авторы модифицировали неупругую модель Максвелла и предложили

следующее соотношение для связи напряжение–деформация [Bella et al., 1990]:

$$k \frac{\partial^z \sigma}{\partial t^z} + E \sigma = k E \frac{\partial^z \varepsilon}{\partial t^z}, \quad (13)$$

где: σ , ε — напряжение и деформация; E — модуль упругости (жесткость); k — неупругий параметр, аналог вязкости с размерностью $\text{г}/(\text{см} \cdot \text{с}^{2-z})$. Показатель степени z имеет значение $0 < z < 1$ и при $z = 1$ параметр k принимает размерность динамической вязкости μ , а уравнение (13) соответствует модели Максвелла. Такая замена была обоснована результатами лабораторных низкочастотных измерений [Liu et al., 1976; Caputo, 1979], из которых следует, что классические вязкоупругие модели (Ньютона, Максвелла, Кельвина–Фойгта и др.) неадекватно описывают реологию геоматериалов. Результирующая система уравнений имеет вид [Bella et al., 1990]:

$$\sigma_n = M \frac{\partial^2 s_n}{\partial t^2}, \quad (14)$$

$$k \frac{\partial^z \sigma_n}{\partial t^z} + E_b \sigma_n = \frac{k E_b}{b} \frac{\partial^z}{\partial t^z} [s_{n+1} + s_{n-1} - 2s_n]. \quad (15)$$

Здесь: M — поверхностная плотность; σ_n — напряжение, приложенное к n -блоку; s_n — смещение n -блока из положения равновесия; E_b — модуль упругости прослойки B .

Скорость v миграции возмущений деформаций вдоль цепочки, состоящей из четырех блоков с линейным размером $(a + b)$, равна [Bella et al., 1990]:

$$v = 2(a + b) \frac{\omega}{\pi}. \quad (16)$$

Согласно (16), скорость медленной волны напряжения в блоковой геосреде определяется только геометрическими размерами блоков a и частотой ω их колебаний. При размерах блоков

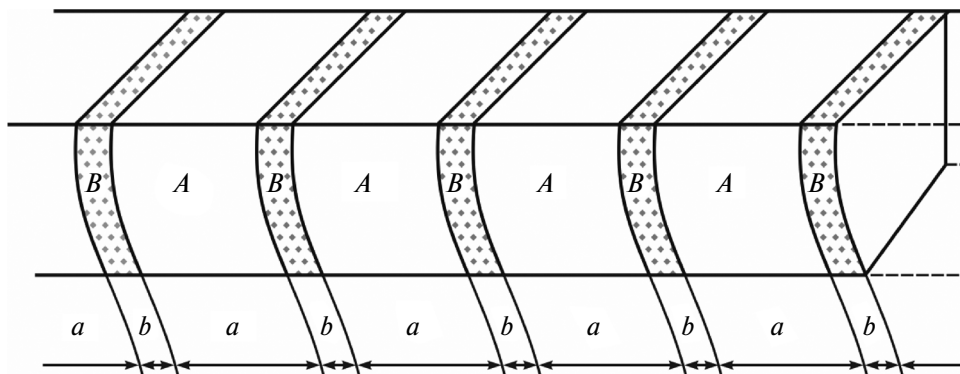


Рис. 6. Структурная модель земной коры [Bella et al., 1990].

порядка 10 км и частоте 10^{-5} – 10^{-8} с⁻¹ скорость имеет значение (10^{-3} – 10^{-1}) м/с или 30 км/год – 10 км/сут., что согласуется с данными многочисленных наблюдений.

Заметим, что применение нелинейных геологических моделей для описания передачи напряжений в системе литосфера–астеносфера обсуждалось также в работах [Melosh, 1976; Dragoni et al., 1982; Rydelek, Sacks, 1990; Митлин, Николаевский, 1990].

Для объяснения миграции эпицентров землетрясений была предложена модель, включающая фильтрацию флюидов в зонах разломов, разделяющих литосферные плиты [Баренблатт и др., 1983]. Предполагалось, что при поступлении флюида в разлом, трение уменьшается и происходит подвижка бортов разлома – землетрясение. Комбинируя уравнения движения плиты и фильтрации жидкости авторы модели получили нелинейное уравнение параболического типа, решение которого описывает движение фронта жидкости с конечной скоростью $v_* \sim (K/t)^{1/2}$, $K = k_0 p_0 / m_0 \mu_0$ – коэффициент гидравлической диффузии; k_0 , m_0 – проницаемость и пористость в зоне разлома; p_0 , μ_0 – давление и динамическая вязкость жидкости в зоне разлома. При характерных физико-механических параметрах скорость v_* имеет порядок 30 км/год, что соответствует наблюдаемым скоростям миграции эпицентров землетрясений вдоль трансформных разломов. Возможность перемещения флюидов в зонах разломов с такой скоростью подтверждена в [Revil, Cathles, 2002], где предложен механизм быстрой миграции углеводородов в осадочных бассейнах из глубоких резервуаров и показано, что транзит жидкости может осуществляться в форме уединенных волн, которые распространяются вверх вдоль плоскостей разломов со скоростью 16–160 км/год.

2.2. Уравнение sin-Гордона и передача тектонических напряжений

Модели вязкоупругие или упругопластические не могут описать медленные тектонические деформации в виде уединенных волн и не учитывают блоковую структуру земной коры и литосферы. Поэтому В.Н. Николаевским была сконструирована упругая модель, отвечающая блоковому строению литосферы или земной коры с учетом инерции кинематически независимых поворотов микроплит или поворотных колебаний блоков горной породы, составляющих тела разломных зон земной коры. Соответствующая модификация механики

Коссера привела к балансу моментов количества движения в виде уравнения sin-Гордона [Николаевский, 1995]. Одно из аналитических решений уравнения sin-Гордона – кинк. Теперь известно, что эти кинки являются солитонами в строгом математическом смысле [Scott, 2007]. Форма этих функций (рис. 7б, 7г) совпадает с наблюдаемыми записями аномалий геофизических полей (рис. 7а, 7в) перед землетрясениями. Кроме того, солитон sin-Гордона может останавливаться и вновь приходить в движение без изменения своей топологии, что дает возможность моделировать динамику разломов. И, наконец, кинк при движении или медленном скольжении излучает линейные волны – фононы, которые могут служить аналогом эпизодического сейсмического тремора в зонах субдукции [Gershenzon et al., 2011].

Эвристический подход при конструировании уравнения sin-Гордона для блоковой среды позволил объяснить медленное перераспределение напряжений в земной коре за счет волн деформации (отдельных скачков или уединенных волн), движущихся со скоростями на много порядков меньшими, чем скорости обычных сейсмических волн [Николаевский, 1995].

С тех пор уравнение sin-Гордона активно применяется при моделировании динамики разломов, движения блоков земной коры, генерирующих деформационные волны, при интерпретации наблюдаемых при этом сейсмических и деформационных эффектов [Гарагаш, 1996; Михайлов, Николаевский, 2000; Быков, 1996; 2000; 2001; Быков, 2008; Викулин, Иванчин, 1998; Gershenzon et al., 2009; 2011; 2014; 2015].

Уравнение sin-Гордона, впервые полученное при описании дислокаций в кристаллах [Конторова, Френкель, 1938], а затем успешно использованное в теории ферромагнетизма, квантовой оптике, физике элементарных частиц, в биологии [Scott, 2007; Браун, Кившарь, 2008; Аэро и др., 2009], имеет несколько качественно отличающихся аналитических решений в виде фононов, кинков, бризеров, уединенных волн, быстрых и медленных кноидальных волн. В задачах сейсмологии и геомеханики каждому из этих решений соответствует свой ход эволюции системы блоков и разломов [Быков, 2014].

Необходимо подчеркнуть, что строго получить уравнение sin-Гордона из уравнений механики сплошной среды, а значит и медленные уединенные волны, наблюдаемые в разломно-блоковой геосреде, без дополнительных предположений не представляется возможным.

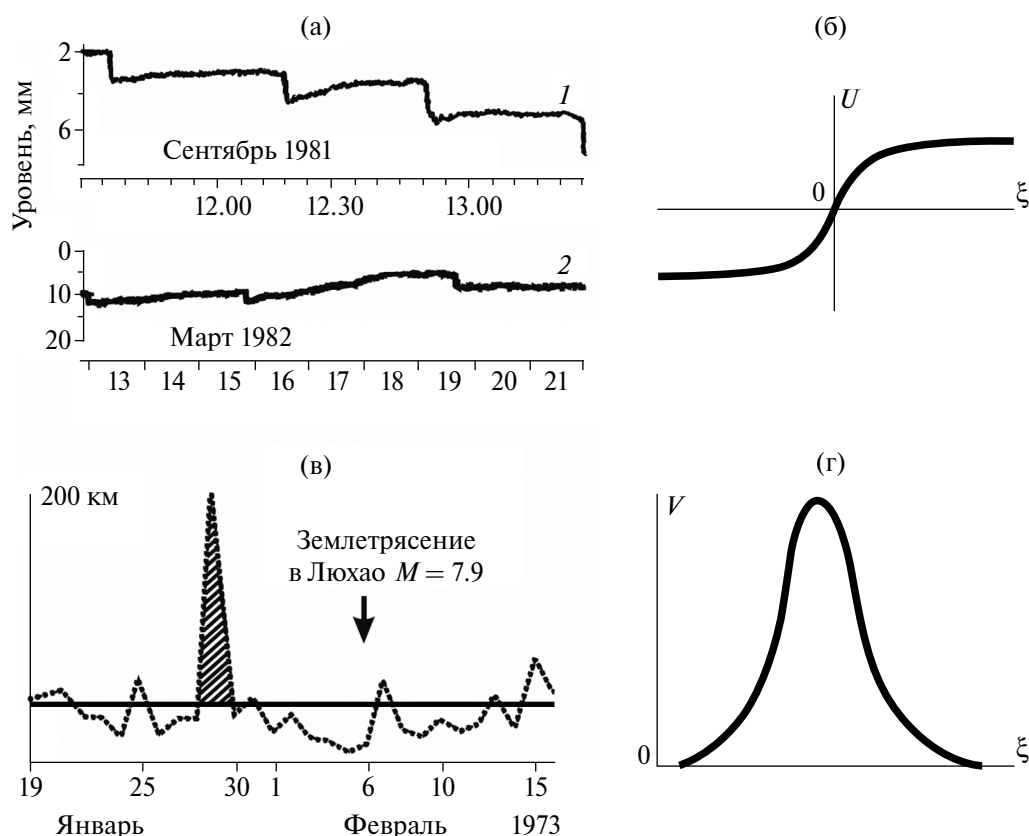


Рис. 7. Косвенные признаки деформационных волн вдоль разломов земной коры: (а) — ступенчатые колебания уровня воды в скважинах Ким (1) и Ашт (2) вблизи Ашхабада [Nikolaevskiy, 1998]; (б) — решение уравнения $\sin$ -Гордона U — кинк; (в) — концентрация радона, измеренная в Гузани перед землетрясением в Люхао [Nikolaevskiy, 1998]; (г) — решение уравнения $\sin$ -Гордона в виде солитона V (первая производная от функции U).

Уравнение $\sin$ -Гордона в геомеханике и сейсмологии строго не выводится, так же как не выводятся уравнения Ньютона в классической механике, уравнения Максвелла в электродинамике, уравнение Шредингера в квантовой механике. Эти уравнения являются эвристическими. Справедливость применения уравнения $\sin$ -Гордона к геосредам доказывается тем, что вытекающие из него следствия согласуются с результатами экспериментов, т.е. уравнение является обобщением опытных данных, что, в свою очередь, придает ему характер закона природы.

Математические модели механизмов поворота и скольжения блоков земной коры, соответствующие уравнению $\sin$ -Гордона, включают в качестве переменных угол поворота фрагментов горных массивов [Николаевский, 1995; 1996; Гарагаш, 1996; Гарагаш, Николаевский, 2009] или смещение блоков, локализованных вдоль разломов [Быков, 2000; Gershenzon et al., 2009; 2011; 2014; 2015]. Более подробно с математическими моделями деформационных волн Земли, которые соответствуют классическому

и возмущенному уравнению $\sin$ -Гордона, можно ознакомиться, например, в обзоре [Быков, 2015].

Здесь лишь кратко покажем применение уравнения $\sin$ -Гордона при моделировании тектонической активности особого типа — “медленных” землетрясений, кратковременных медленных скольжений в зонах субдукции, сопровождаемых эпизодическим тремором (*episodic tremor and slow slip*, ETS). Скорость миграции тремора вдоль разломов в различных зонах субдукции, удаленных друг от друга на многие тысячи километров, практически одинакова и в среднем равна 10 км/сут [Obara, 2002; Shelly et al., 2007; Beroza, Ide, 2011]. ETS возникают регулярно и в различных зонах субдукции временной интервал между ними составляет около 3–18 месяцев [Obara, 2002; Lowry, 2006].

В статье [Gershenzon et al., 2009] на основе качественной аналогии между движениями на границах литосферных плит и процессами пластической деформации в кристаллах (модель Френкеля–Конторовой) предложена

эвристическая модель распространения неупругих волн напряжений вдоль трансформных разломов. Предполагается, что перемещение плиты вдоль разлома происходит вследствие движения дислокаций вдоль границы плиты. Дислокации перемещаются последовательно “полускачками”. Энергия упругости “накапливается” в таких дислокациях. Средняя плотность дислокаций пропорциональна средней деформации на границе плиты, а средняя скорость дислокаций соответствует скорости волны деформации.

Модель соответствует классическому уравнению sin-Гордона:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \sin u, \quad (17)$$

$$u = 2\pi u'/b, \quad t = t'cA/b, \quad x = x'A/b,$$

где: u' — смещение плиты в направлении x' — (вдоль разлома); t' — время; b — расстояние между “зацеплениями” на плоскости разлома; c — скорость продольной сейсмической волны в земной коре с плотностью ρ ; A — безразмерный эмпирический коэффициент.

Решениями уравнения (17) при $|U| < 1, 0 \leq m \leq 1$ являются периодические функции:

$$u = \arcsin[\pm \operatorname{cn}(-\beta\xi)], \quad (18)$$

$$\varepsilon = \partial u / \partial x = 2\beta \cdot \operatorname{dn}(\beta\xi), \quad w = \partial u / \partial t = 2\beta U \operatorname{dn}(\beta\xi),$$

$$\xi = x - Ut, \quad \beta = [m(1 - U^2)]^{-1/2}, \quad k = \frac{\pi\beta}{2K(m)}.$$

Функция (18) описывает медленные кноидальные волны — последовательность импульсов с пространственным периодом $2m(1 - \beta^2)^{1/2} K(m)$, где $K(m)$ — полный эллиптический интеграл первого рода, m — модуль эллиптической функции Якоби. Безразмерные производные по координате ε и по времени w — это безразмерные деформация и скорость скольжения; U — безразмерная скорость дислокаций (в единицах c); k — волновое число (в единицах A/b). Расчеты показывают, что скорость деформационных волн после “землетрясения” обратно пропорциональна времени и изменяется экспоненциально до 10 км/сут, 10–100 км/год. Число афтершоков уменьшается со временем по этой же зависимости (закон Омори). Отсюда следует физическая интерпретация фундаментального эмпирического закона Омори: афтершоки вызываются волнами деформации, генерируемыми землетрясением [Gershenzon et al., 2009].

Из теоретической физики известно, что при малых возмущениях кинк уравнения sin-Гордона является устойчивым образованием и при движении испускает фононы — волны малой амплитуды, а затем восстанавливается [Peugard, Kruskal, 1984; Braun, Kivshar, 1998]. Этот результат и был использован в качестве аналогии при построении модели миграции медленного скольжения и тремора [Gershenzon et al., 2014], в которой солитоны (кинки) и ангармонические колебания (фононы) — интерпретированы как импульсы скольжения и сейсмический тремор соответственно. Сейсмический тремор (излучение фононов) может возникать вследствие ускорения или замедления импульса скольжения (кинка), взаимодействия импульса скольжения с большими неровностями границы плит, воздействия внешнего возмущения напряжения на границы плит.

При учете только последнего фактора модель соответствует возмущенному уравнению sin-Гордона [Gershenzon et al., 2014]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \sin u = \Sigma_s^0 - f, \quad (19)$$

где Σ_s^0 , f — внешнее сдвиговое напряжение и сила трения на единицу площади (в единицах $\mu A / (2\pi)$). Если искать решение в виде бегущей волны $u = u(x - Ut) = u(\xi)$ с безразмерной скоростью U , то при $U^2 > 1, 0 \leq m \leq 1$ решением уравнения (19) является фононная мода с начальной фазой движения ξ_0 [McLaughlin, Scott, 1978]:

$$u = 2\arcsin \left[\sqrt{m} \operatorname{sn} \left(\frac{\xi - \xi_0}{\sqrt{U^2 - 1}}, m \right) \right]. \quad (20)$$

Модель предсказывает генерацию излучения (20) в диапазоне частот, определяемом параметрами разлома, и возбуждение колебаний резонансного типа внутри разлома в некоторых диапазонах глубин. Модель объясняет сложную картину миграции тремора со скоростью около 10 км/сутки и “быстрого” тремора (~50 км/ч). Тремор является внутренним откликом разлома на внешнее воздействие.

В случае $U^2 < 1$, решением уравнения (19) будет локализованная волна в виде возмущенного кинка (солитона):

$$u_0(x, t, U, X) = 4 \operatorname{arctg} \exp \left[\pm \frac{x - \int_0^t U dt' - X}{\sqrt{1 - U^2}} \right], \quad (21)$$

где X — начальное положение (координата) центра солитона. Взаимодействие между фононом

и кинком, т.е. между двумя модами (20) и (21), возможно, если слагаемые в правой части уравнения (19) не равны нулю.

Из модели и соответствующих расчетов следует, что накопившиеся в зоне субдукции напряжения сдвига могут релаксировать вследствие зарождения и медленного движения импульса скольжения (кинка), взаимодействие которого с неровностями различных размеров приводит к излучению (тремору) внутри разлома [Gershenzon et al., 2014; 2015].

2.3. Уравнение $\sin$ -Гордона и формирование режимов скольжения в разломах

Проблема деформирования и динамики разломных зон земной коры состоит в идентификации процессов и параметров, определяющих режимы скольжения в разломах. Исследования миграции деформаций на макро- и мезоуровне привели к представлениям о перемещении локализованной деформации в форме уединенных волн (кинков, солитонов) и автоволн. Понимание физики перехода между различными деформационными режимами связано с выяснением условий, при которых возможен переход от солитонного к автоволновому режиму деформирования разломно-блоковой геосреды или просто к диффузионному рассеянию напряжения. В конечном итоге проблема сводится к ответу на вопрос: как происходит скольжение в разломах?

Общепризнанными стали представления о том, что переход от крипа к неустойчивому скольжению по разлому, обусловлен геометрическими неоднородностями разлома, уменьшением трения в отдельных сегментах разлома, аномалиями порового давления, триггерным воздействием медленных деформационных волн. Из опытов *stick-slip* с образцами горных пород следует, что перед динамической подвижкой всегда возникает перемещение локализованной деформации в виде волн скольжения ("*slip waves*"), распространяющихся вдоль контакта блоков [Быков, 2008]. Начало скольжения предваряется прохождением волновых фронтов различных типов, которые визуальным образом наблюдаются на контакте двух блоков. Причем, доминирующим механизмом разрыва контакта является перемещение медленного фронта со скоростью от 40 до 80 м/с [Rubinstein et al., 2004]. Смещение одного блока относительно другого, т.е. ослабление контакта, не происходит до тех пор, пока медленный фронт не пересечет всю поверхность контакта блоков. Прохождение волны вдоль контакта блоков (или разлома) как бы

"раздвигает" на некоторое время его борта, что приводит к скольжению блоков по разлому. Происходит, так называемое, дилатансионное "разрыхление" контакта бортов разлома [Николаевский, 2014].

В экспериментах *stick-slip* были обнаружены также уединенные фронты разрушения, перемещающиеся с постоянной скоростью около 30–60 м/с [Nielsen et al., 2010]. Существование медленных деформационных волн, обладающих свойствами солитонов, подтверждено лабораторными экспериментами [Sharon et al., 2001]. Распространение локализованной деформации в виде медленных деформационных волн длиной 10^{-2} м и скоростью 10^{-5} – 10^{-4} м/с выявлено при сжатии образцов различных горных пород (сильвинит, мрамор, песчаник) [Зуев и др., 2012] и металлов [Зуев, Данилов, 2003]. Основные наблюдаемые эффекты неустойчивого скольжения на контакте блоков горных пород воспроизведены с применением возмущенного уравнения $\sin$ -Гордона [Быков, 2001].

Математические модели уединенных волн и автоволновых процессов в разломно-блоковых геосредах можно условно разделить на два типа: консервативные (для среды с дисперсией) и диссипативные (для среды с диффузией). Консервативные модели, соответствующие каноническому уравнению $\sin$ -Гордона, как уже отмечалось в разделе 2.2, активно применяются в геомеханике и сейсмологии. Диссипативные модели привлекают для описания неустойчивого скольжения в блоковой возбудимой среде с упругой связью [Cartwright et al., 1997; Morales et al., 2016], медленных автоволновых деформационных процессов в геологической среде [Кузьмин, 2012; 2020], миграции сейсмичности в возбудимой иерархически-блоковой среде [Спиртус, 2008; 2010]. Математические модели таких процессов сведены к уравнениям типа реакции–диффузии Фитцхью–Нагумо и Колмогорова–Петровского–Пискунова–Фишера и описывают динамику волнового фронта. Решениями консервативных моделей, соответствующих каноническому уравнению $\sin$ -Гордона, являются кинки и солитоны. Диссипативные модели, описываемые уравнениями типа реакции–диффузии, дают решения в виде автоволн.

Свойства решений этих двух типов моделей совершенно отличаются. Так, способность солитонов сохранять свою скорость, форму и амплитуду принципиально связана с отсутствием диссипации в среде. Причем, в одной и той же среде могут существовать солитоны с разными

скоростями и амплитудами. Автоволны, наоборот, распространяются в среде с диссипацией и сохраняют скорость, форму и амплитуду за счет подвода энергии извне. Все автоволны в активной среде одинаковы и их характеристики зависят только от параметров среды.

В работе [Быков, 2000] представлена модель формирования и изменения режима скольжения по разлому, которая соответствует возмущенному уравнению $\sin$ -Гордона и в отличие от консервативных или диссипативных блоковых моделей, генерирующих деформационные волны, учитывает одновременно как инерцию, так и диссипацию, что более реалистично при описании деформационного режима в разломно-блоковой системе. Модель включает три важнейших механизма взаимодействия бортов разлома: трение, геометрические неоднородности (шероховатости и “зацепление”) и внешнюю нагрузку, которые в тот или иной отрезок времени управляют процессом неустойчивого скольжения по разлому. Результирующая математическая модель соответствует возмущенному уравнению $\sin$ -Гордона [Быков, 2000]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} = \sin U + \alpha \frac{\partial U}{\partial \eta} + \gamma(\xi) \delta(\xi - L) \sin U + \sigma(\eta), \quad (22)$$

$$U = 2\pi \frac{u}{a}, \quad \xi = \frac{\pi x}{ap}, \quad \eta = \frac{\pi \omega_0 t}{p},$$

$$p^2 = \frac{a^2 D_t}{4mgh}, \quad \omega_0^2 = \frac{D_t}{m},$$

$$\alpha \approx \frac{a\mu}{d\Delta\rho_s(gh)^{1/2}}, \quad \gamma = \frac{H}{L}.$$

Здесь: u — смещение блоков, расположенных периодически по длине разлома; a — расстояние между центрами блоков; D_t — тангенциальная контактная жесткость; $m = 4\pi r^3 \rho_s / 3$ — масса блока; ρ_s — плотность материала блока; r — радиус (размер) блоков; h — расстояние между соседними слоями блоков; g — ускорение силы тяжести; μ — вязкость прослойки между блоками; d — размер контакта блоков; Δ — толщина прослойки; α , γ — параметры трения и неоднородности; H , L — высота “зацеплений” и расстояние между ними, нормированные на ap/π ; $\delta(\xi)$ — дельта-функция Дирака; $\sigma(\eta)$ — функция, отражающая внешнее воздействие на контакт бортов разлома. В правой части (22) первое слагаемое соответствует “восстанавливающей” силе, возникающей

при сдвиге вдоль синусоидальной поверхности бортов разлома; второе — силе трения, пропорциональной скорости относительного смещения; третье — поправкам на точечные неоднородности, расположенные с пространственным периодом apL/π .

На основе расчетов по уравнению (22) было показано, что деформационные эффекты, связанные с понижением трения ($\alpha \ll 1$) в контактах неоднородных бортов разломов, способны вызывать уединенные деформационные волны, которые допустимо интерпретировать как волны активизации разломов со скоростью V_α [Быков, 2000]. Эти волны представляют собой локализованную на мезоуровне деформацию ε (23), распространяющуюся вдоль разлома с безразмерной скоростью β , связанной с V_α соотношением (24) и определяющей режим скольжения в разломе:

$$\varepsilon = \frac{\partial U}{\partial \xi} = \pm \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} \operatorname{sech} \left(\frac{\xi - \beta \eta}{(1-\beta^2)^{1/2}} \right). \quad (23)$$

$$\beta = \frac{2r}{\alpha} \left(\frac{\pi r \rho_s}{3 D_t} \right)^{1/2} V_\alpha. \quad (24)$$

Из расчетов следует, что профиль скорости v блока на поверхности бортов разлома имеет форму солитона $v(x, t) = v_{\max} \operatorname{sech}(x - V_\alpha t)$, движущегося вдоль разлома со скоростью V_α . Если значение V_α мало, то v — незначительно и происходит устойчивое медленное (криповое) скольжение. При скоростях V_α порядка 1–10 м/с получаем солитонный профиль скорости смещения бортов разлома $v \sim 0.1$ –1 м/с и ступенчатый профиль смещения (кинк) $u(x, t)$. Таким образом, прохождение уединенной волны (23), так же как и в опытах из работы [Rubinstein et al., 2004], ослабляет контакт, что при неизменной внешней нагрузке приводит к динамической подвижке — смещению бортов разлома. По своей природе эти волны аналогичны волнам скольжения, наблюдаемым в многочисленных лабораторных опытах *stick-slip* на контакте блоков горных пород [Быков, 2008]. При определенных параметрах разлома уединенная волна “выходит” на стационарный режим со скоростью $V_\alpha \sim 10^{-4}$ – 10^{-1} м/с или 30 км/год — 10 км/сут., соответствующей деформационным волнам.

Выяснение условий, при которых возможен переход от модели уединенных волн в консервативной среде с малым “трением” (солитонное поведение системы) к модели уединенных волн в активной среде с диффузией (автоволновое

поведение системы), связано, очевидно, с анализом уравнений, вытекающих из (22) в том или ином предельном случае.

Рассмотрим возможные режимы деформирования разломно-блоковой структуры в пределе сильного трения. Физическая модель такой структуры может быть представлена в виде набора блоков, размещенных периодически вдоль обоих бортов разлома (рис. 8а). В самом общем случае отдельные блоки могут даже совершать вертикальные колебательные движения (рис. 8б) или маятниковые колебательные движения, когда нижние части блоков закреплены, а верхние – выведены из равновесия (рис. 8в). Сильное трение препятствует смещению одного борта разлома относительно другого, но при этом соседние блоки в теле разлома трутся друг о друга и о блоки противоположного борта. Такое поведение блоков вполне реалистично, если учесть, что вследствие различной жесткости контактов блоков или разной эффективной вязкости межблоковых прослоек часть блоков тела разлома может быть зажата, а часть – разгружена.

Если на поверхности бортов разлома “зацепления” полностью отсутствуют ($\gamma = 0$) и трение велико ($\alpha > 1$), то в уравнении (22) слагаемое с первой производной по времени, соответствующее диссипативным потерям, существенно превосходит инерционное слагаемое со второй временной производной и им можно пренебречь. Возмущенное уравнение sin-Гордона (22) в этом случае переходит в уравнение [Быков, 2019]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} = \sin U + \alpha \frac{\partial U}{\partial \eta} + \sigma(\eta), \quad (25)$$

совпадающее по структуре с уравнениями, которые описывают, например, автоволны в активных средах с диссипацией и подкачкой энергии [Кернер, Осипов, 1989; 1991; Давыдов и др., 1991] или волны возбуждения в системах типа реакция–диффузия [Иваницкий, 1999].

Из теоретической физики известно, что слабое затухание ($\alpha \ll 1$), возникающее при движении солитонов в среде с “трением”, может быть компенсировано подкачкой энергии в солитон от внешнего источника. Такие стационарные уединенные волны в среде с малым “трением” по своим свойствам мало отличаются от солитонов в консервативных системах [Kivshar, Malomed, 1989]. Однако с ростом диссипации, т.е. с увеличением “трения” в системе, это отличие все более усиливается. Внешнее сходство между уединенными волнами в активных средах с диффузией и солитонами сохраняется до тех пор, пока не будет превышено некоторое критическое значение затухания. После этого система переходит из солитонного режима (22) в автоволновой режим (25).

Если кинк и антикинк (образы фронтов волн деформации) движутся навстречу друг другу с некоторой равновесной скоростью V_e , при которой потери энергии из-за диссипации равны энергии, подводимой к кинку, то, следуя [McLaughlin, Scott, 1978], можно записать в используемых здесь обозначениях выражение для скорости $V_e = (1 + (4\alpha/\pi\sigma)^2)^{-0.5}$. Этот случай соответствует классическому автоволновому поведению среды.

Если внешний источник $\sigma(\eta)$ отсутствует и не учитывается “восстанавливающая” сила $\sin U$ (шероховатость бортов разлома), то

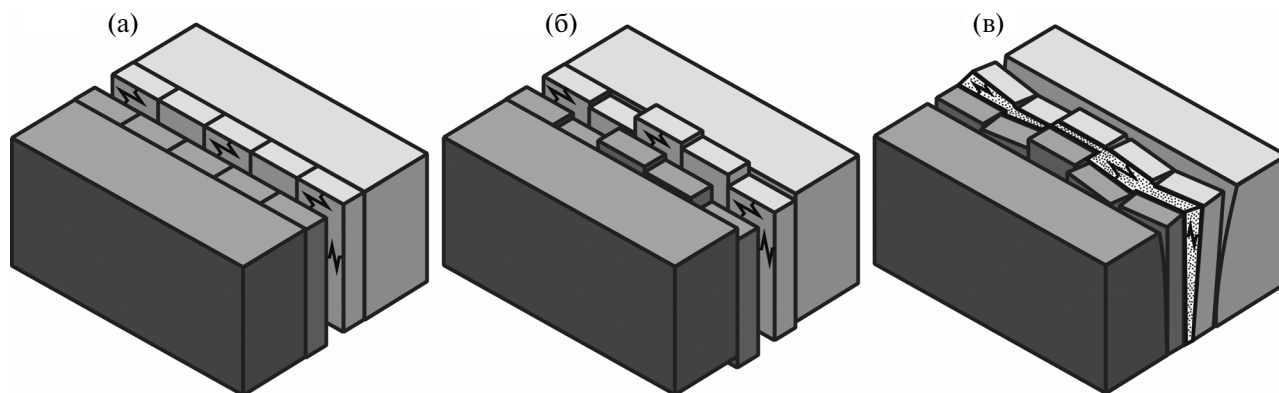


Рис. 8. Схема структуры и размещения блоков в теле разлома [Быков, 2019]: (а) – периодическое размещение блоков вдоль бортов разлома; (б) – вертикальные колебательные движения отдельных блоков; (в) – маятниковые колебательные движения.

система переходит в режим обычной диффузии, а уравнение (25) примет вид классического уравнения диффузии:

$$\frac{\partial U}{\partial \eta} = \alpha^{-1} \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}, \quad (26)$$

которое при замене безразмерных величин на физические параметры, входящие в исходное уравнение (22), можно записать в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (27)$$

$$k = \frac{a^2}{2\pi} \frac{D_t}{m} \frac{d\Delta\rho_s}{\mu} \quad \text{или} \quad k \approx \frac{a^2 d\Delta\rho_s}{2\pi} \frac{\omega_0^2}{\mu}, \quad (28)$$

где k — коэффициент диффузии напряжения.

При синусоидальном изменении нагрузки с периодом $T = 2\pi/\omega$ скорость V_d волны деформации определяется как:

$$V_d = \sqrt{2k\omega} = 2\sqrt{\frac{\pi k}{T}} \approx \sqrt{\frac{\Delta D_t}{\mu T}} = \sqrt{\frac{D_t}{\delta T}} = a\omega_0\Lambda, \quad (29)$$

где $\delta = \mu/\Delta$ — удельная вязкость контакта; Λ — безразмерный коэффициент. При значении коэффициента диффузии $k = 0.01 - 1.0 \text{ м}^2/\text{с}$ [Rice, 1980; Scholz, 2002] и характерных параметрах земной коры из расчетов по формулам (28), (29) следует скорость диффузионной волны $V_d = 8 \cdot 10^{-5} - 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$ ($2.5 - 10 \text{ км/год}$), сравнимая со скоростью медленных деформационных (тектонических) волн порядка $1 - 100 \text{ км/год}$ [Буков, 2014]. Так перенос локализованной деформации (перемещение кинка) сменяется диффузионным рассеянием напряжения. Уравнения типа (27) были ранее применены при моделировании переноса напряжений вдоль контакта литосфера—астеносфера и для описания миграции деформаций и землетрясений (см., например, раздел 2.1).

Постепенно формируется представление, что фрикционное движение вдоль поверхности контакта блоков или вдоль разломов земной коры сопровождается волнами скольжения различного типа на фоне крипа [Johnston, Linde, 2002; Putelat et al., 2017]. Такие волны скольжения могут существовать в виде уединенных волн (импульсов скольжения), периодических волн или волновых фронтов.

Формирование режимов скольжения в разломах непосредственно связано с наличием в геологической среде медленной динамики, т.е. существенно более медленных, чем сейсмические, волновых процессов. Медленная динамика деформируемых разломных зон включает

процессы переноса локализованной деформации в виде уединенных волн и автоволн, формирования деформационных волн различного типа и волновых фронтов разных масштабов. Медленная динамика определяется взаимодействием блоков земной коры и их синхронизацией во времени.

2.4. Модели медленных деформационных автоволновых процессов

Автоволновая концепция применялась при описании медленных деформационных процессов на основе представлений глобальной тектоники плит [Николаевский, 1983; Маламуд, Николаевский, 1989] и принципов синергетики [Андронов и др., 1989; Базавлук, Юдахин, 1993]. Как уже упоминалось в разделе 2.1, в работе В.Н. Николаевского [Николаевский, 1983] впервые была показана принципиальная возможность генерирования глобальных тектонических автоволн в системе литосфера—астеносфера. Вопрос об автоволновых процессах в литосфере и их математическом моделировании подробно обсуждался в монографии [Маламуд, Николаевский, 1989].

В.Б. Спиртус, исходя из представления, что волны миграции сейсмичности являются автосолидонами, предложил модель возбудимой иерархически-блоковой сейсмической среды (аналог модели активной среды с восстановлением), где в качестве переменных используется интенсивность сейсмической активности и степень “неконсолидированности” характерного блока среды [Спиртус, 2008; 2010]. Управляющим параметром является средняя скорость деформации, определяющая уровень сейсмической активности. Математическая модель такой среды соответствует модифицированной системе уравнений Фитцхью—Нагумо и дает возможность объяснить обратную зависимость между скоростью миграции толчков и энергией сейсмических событий, некоторые особенности миграции сейсмичности. Расчеты согласуются с отдельными проявлениями миграции форшоков и акустической эмиссии.

В основу модели В.П. Макарова [Макаров, Перышкин, 2016; Макаров, Хон, 2021; Макаров и др., 2021] заложена методология синергетики: автоволновые деформационные процессы в геосредах — это явление самоорганизации деформаций на разных масштабных уровнях. Предполагается, что в геологических средах скорости фронтов медленных волн деформаций определяются скоростью генерации дефектов и повреждений при динамическом воздействии на

эти среды и регулируются величиной скорости подводимой энергии [Макаров, 2007]. Физический механизм возбуждения медленных деформационных автоволн заключается в потере устойчивости нагруженной упругопластической среды при подвижках на границах блоков земной коры и литосферных плит. Математическая модель включает уравнения механики деформируемого твердого тела, реологические соотношения, задающие скорости накопления неупругих деформаций, а также метод клеточных автоматов. Решения соответствующих систем уравнений дают волны напряжений с широким спектром скоростей.

В последние годы “автоволновой” подход получил дальнейшее развитие. Ю.О. Кузьминым разработана модель формирования автоволновых деформаций в зонах разломов и построено уравнение нелинейной диффузии смещений земной поверхности [Кузьмин, 2012]. Показано, что пространственно-временная миграция аномалий современных движений земной поверхности в зонах разломов является следствием автоволновых деформационных процессов в активной, возбудимой геологической среде, являющейся открытой системой, и соответствует по своему виду уравнению Колмогорова—Петровского—Пискунова—Фишера. Существование автоволновых структур естественным образом поддерживается притоком энергии региональных и глобальных геодинамических процессов [Кузьмин, 1989; Сидоров, Кузьмин, 1989].

В настоящее время существует два механизма связи медленных волн с наблюдаемой пространственно-временной миграцией деформационных и сейсмических процессов. В первом случае, медленная волна образуется независимо от сейсмоактивных зон и расположения активных разломов, но проходя через эти зоны, она формирует аномальные геодинамические процессы. В этом случае взаимодействие активных зон создается через распространение в пространстве медленной волны деформаций.

Второй механизм состоит в том, что область аномальной деформации, например, в зоне разлома с течением времени увеличивает свой горизонтальный размер, достигает соседнего разлома, который находится в метастабильном состоянии и способен к активизации, индуцированной малым воздействием. Теперь уже на этом разломе формируется область аномальной деформации, которая расширяется и достигает следующего, соседнего разлома. Таким образом, происходит эстафетная передача

деформационной активности от одного разлома к другому. В этом случае, медленная деформационная волна — это результат поочередного, триггерного взаимодействия соседних разломных зон. Аналогично происходит передача активности между активизированными фрагментами внутри разломной зоны. Образуются два типа медленных деформационных волн: “межразломные” и “внутриразломные”. Принципиальное различие этих механизмов в том, что в первом случае сейсмические (или деформационные) процессы являются маркерами медленной волны, а во втором, волновую передачу активности создают сами активные зоны разломов.

Все перечисленные выше модели хорошо описывают распространение “внутриразломных” волн. Однако формирование “межразломных” волн, которые были получены по результатам детальных геодезических наблюдений [Кузьмин, 1989; 2012], ими описывать сложно. Более того, существующие модели возникновения и распространения медленных деформационных волн в разломных зонах рассматривают, в первую очередь, скольжение бортов разломов (сдвиговую деформацию).

На большом эмпирическом массиве геодезических данных, полученных в различных регионах мира, показано, что, например, вертикальные смещения в разломных зонах обусловлены активизацией объемных деформаций [Кузьмин, 2022]. Это проявляется в форме локальных оседаний земной поверхности в зонах разломов. Сдвиговые смещения встречаются крайне редко.

В работе [Кузьмин, 2012] предложена феноменологическая модель формирования автоволновых деформационных процессов в зонах разломов, в которой среда представлена в виде набора элементов — разломных зон, способных к параметрическому возбуждению малыми воздействиями. При возбуждении (индуцировании) разломной зоны в ее окрестности формируется зона аномального, локального напряженно — деформированного состояния, которое увеличивает свои размеры во времени по мере роста аномальных смещений на разломе. Причинами активизации разлома могут быть эндогенные, экзогенные и техногенные воздействия [Кузьмин, 2019].

В качестве базовой характеристики модели вводится радиус деформационной активности разлома — R . В данном случае этот радиус определяется размерами области l , которая формируется при возбуждении и “периодом жизни” аномального процесса, который определяется

интервалом временем t_α между началом возбуждения разломной зоны и моментом, когда процесс достигает максимального развития. Величина R определяется исключительно наблюдаемыми параметрами — l и t_α в полном соответствии с требованиями феноменологических моделей.

Пусть в промежутке между началом и завершением аномального протекания процесса на одном из разломов, поле смещений может распространяться, захватывая все большую часть земной поверхности, на некоторое расстояние l . Тогда, если $P(l)dl$ — вероятность перемещения на расстояние, лежащее между l и $l+dl$, за единицу времени, измеряемую в периодах активизации разломной зоны t_α , то:

$$R = \sqrt{\frac{l^2}{t_\alpha}}, \quad l^2 = \int_0^\infty l^2 P(l) dl. \quad (30)$$

Пусть далее динамика роста аномального смещения в зоне разлома локально описывается уравнением:

$$\frac{dU}{dt} = F(u, x). \quad (31)$$

Формула (31) — локальный закон роста смещений в окрестности разломной зоны, характеризующий интенсивность деформационного процесса. В одномерном случае для “диффузии смещений” получено нелинейное уравнение параболического типа [Кузьмин, 2012]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = D \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + F(U, x), \quad (32)$$

где $\frac{l^2}{2t_\alpha} = \frac{R^2}{2} = D$ — коэффициент “диффузии смещений”. Термин “диффузия смещений” взят в кавычки поскольку в соответствии с классическими представлениями теории переноса термин “диффузия” означает перенос вещества. Здесь же имеется ввиду пространственный перенос смещений, но учитывая, что параболические уравнения описывают диффузионные явления, этот термин сохранен.

Для решения уравнения (32) необходимо задать вид функции $F(U, x)$ локального роста аномальных смещений на разломе. Практика обработки большого массива геодезических данных и анализа временной структуры аномальных деформационных процессов в разломных зонах показывает, что типовая кривая временного хода смещений соответствует кривым, хорошо изученным в средах с насыщением. Как правило, они описываются гиперболическими или логистическими функциями

(например, гиперболическим тангенсом в теории намагничения ферромагнетиков или задачах распространения пламени).

В этом случае закон локального роста смещений поверхности в разломной зоне будет иметь вид:

$$F(U) = \frac{dU}{dt} = \frac{U}{t_\alpha} \left(1 - \frac{U}{U_{\max}} \right). \quad (33)$$

Уравнение (32) является аналогом известного квазилинейного уравнения параболического типа, которое использовалось для анализа распространения популяций в биологии [Колмогоров и др., 1937]. В этой работе показано, что решение уравнения (32) в случае, когда закон локального роста соответствует логистическому уравнению (33), определяет существование бегущих волн $U(x + Vt)$, причем со временем $V \rightarrow V_0 = 2\sqrt{DF'(0)}$, а форма волны описывается функцией $U^0(x)$, являющейся решением уравнения:

$$\frac{d^2 U^0}{dx^2} - \frac{v_0}{D} \frac{dU^0}{dx} + \frac{F(U^0)}{D} = 0 \quad (34)$$

с граничными условиями: $U^0(-\infty) = 0$; $U^0(+\infty) = U_{\max}$.

В статье [Кузьмин, 2012] показано, что:

$$V(t) = 2\sqrt{DF'(0)} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{D}{F'(0)}} \frac{1}{t}. \quad (35)$$

Из (35) видно, что V_0 стремится к $V_0 = 2\sqrt{DF'(0)}$ — минимальной скорости распространения волны. Так как в уравнении (35) $F'(0) = \frac{1}{t_\alpha}$, то для оценки скорости распространения деформационных автоволн получим:

$$V_0 = 2\sqrt{\frac{D}{t_\alpha}} = 2\sqrt{\frac{R^2}{2t_\alpha}}. \quad (36)$$

Окончательная формула для оценки скорости, записанная в наблюдаемых величинах, имеет вид:

$$V_0 = 2\sqrt{\frac{l^2}{2t_\alpha^2}} = \sqrt{2} \frac{l}{t_\alpha}. \quad (37)$$

В формуле (37) l — это расстояние между разломными зонами, в которых наблюдаются аномальные деформации земной поверхности, или расстояние между активизированными сегментами внутри разломных зон, а t_α — длительность развития аномального процесса. Так как значение l варьирует в пределах от 3–4 км (расстояние

между активизированными сегментами разлома) до 20–40 км (расстояние между разломами), а типичная длительность развития аномалий изменяется от 0.5 года до 2 лет, то скорости автоволновых деформаций, рассчитанные по формуле (37), меняются в диапазоне от 4 км/год до 60 км/год, что согласуется с наблюдаемыми значениями. Таким образом, предложенная модель позволяет объяснить характерные различия в величинах скоростей “межразломных” и “приразломных” волн. Если ввести в рассмотрение расстояние между активизированными разломами l_1 и расстояние между активизированными фрагментами в пределах одной разломной зоны l_2 , то отношение между ними будет приблизительно соответствовать $l_1/l_2 \approx 2-3$.

Учитывая, что $R = \frac{l}{\sqrt{t_\alpha}}$, то за одно и то же время формирования аномалии t_0 скорость диффузии смещений между разломами будет в 2–3 раза больше, чем между фрагментами внутри разломной зоны.

Кроме того, предложенная феноменологическая модель может быть использована и для анализа пространственно-временной миграции землетрясений. В этом случае l будет представлять собой линейный размер области подготовки землетрясения, t_α — длительность процесса подготовки.

Автоволны — это процессы распространения по пространству автоколебаний, которые по своему определению являются незатухающими [Andronov, Chaikin, 1949]. В данном случае автоколебания смещений земной поверхности в зоне разлома постоянно используют энергию окружающей среды. В отношении скорости автоволн ситуация сложнее. За большой промежуток времени скорость автоволн имеет постоянную величину. Уравнение (32), хотя и нелинейное, но это уравнение параболического типа. А для параболических уравнений скорость распространения процессов должна уменьшаться с течением времени. Для линейных параболических уравнений эта скорость уменьшается со временем очень быстро. Для нелинейного параболического уравнения ситуация радикально меняется. В уравнении (35) второе слагаемое описывает затухание скорости со временем. Можно преобразовать это уравнение, если выразить текущее время t в единицах “времени жизни аномалии” t_α , как $t = nt_\alpha$, а $F'(0)$ и D вновь выразить в наблюдаемых величинах l и t_α . Кроме того, время можно выразить в долях периода автоволны T . Период волны смещений — это

временной промежуток между двумя последовательными экстремумами смещений. За период t_α аномальное смещение достигает соседнего разлома. Затем необходимо время, чтобы сформировался максимум аномалии смещений на этом разломе. Если полагать, что длительность формирования аномалий на обоих разломах одинаковы, то период волны $T = 2t_\alpha$. Тогда:

$$V(t) = V_0 \left(1 - \frac{t_\alpha}{4t} \right) = V_0 \left(1 - \frac{1}{4n} \right). \quad (38)$$

Если скорость измерять в км/год, то при типичном значении (t_α) равном 0.5 года, второе слагаемое в (38) будет меньше первого на порядок. Таким образом, уже на интервале времени равном периоду автоволны, затухания скорости практически не происходит, учитывая, что реальная точность определения величины скоростей по натурным данным составляет первые десятки процентов.

Дальнейшее успешное развитие концепции деформационных волн Земли или концепции волновой миграции сейсмичности может быть связано с моделированием разломно-блоковой геосреды именно в виде автоволновой или автоколебательной (*stick-slip*) системы, свойства которой во многом определяются состоянием ее внутренних параметров.

3. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЛН И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ

Прохождение волны деформаций через геологическую среду сопровождается различными сейсмическими, гидрогеологическими, электрокинетическими, геохимическими и другими эффектами. Методы обнаружения деформационных волн разделяются на косвенные, отражающие волнообразные изменения в геофизических полях вследствие временных вариаций напряженного состояния геологической среды, и прямые, непосредственно регистрирующие миграцию деформаций.

3.1. Косвенные и прямые наблюдения деформационных волн Земли

Косвенными доказательствами существования деформационных волн служат: направленная миграция сильных землетрясений [Stein et al., 1997]; перемещения сейсмоскоростных аномалий (временные вариации скоростей сейсмических волн,

времен пробега и временных невязок, различных параметров сеймотектонического процесса) [Лукк, Нерсесов, 1982; Невский и др., 1987]; блуждание асейсмичных полос в мантии Земли [Маламуд, Николаевский, 1989]; колебательные движения отражающих сейсмических площадок [Базавлук, Юдахин, 1993, 1998; Бормотов, Быков, 1999]; миграция аномалий геофизических полей [Рудаков, 1992; Nikolaevskiy, 1998; Фирстов и др., 2017; Трофименко и др., 2018]; миграция эпизодического тремора и медленного скольжения вдоль зон субдукции [Schwartz, Rokosky, 2007].

Прямые признаки деформационных волн — это волновые колебания уровня подземных вод; миграция наклонов и деформаций поверхности. Прямые методы изучения временных вариаций деформаций земной коры включают деформографические [Kasahara, 1979; Ishii et al., 1978; 1980; 1983; Невский и др., 1987; Bella et al., 1987; Narada et al., 2003], гидрогеодинамические [Барабанов и др., 1988; Киссин, 2008] и геодезические измерения [Кузьмин, 1989; 2012], в том числе и методы измерения деформаций с помощью лазерных деформометров [Milyukov et al.,

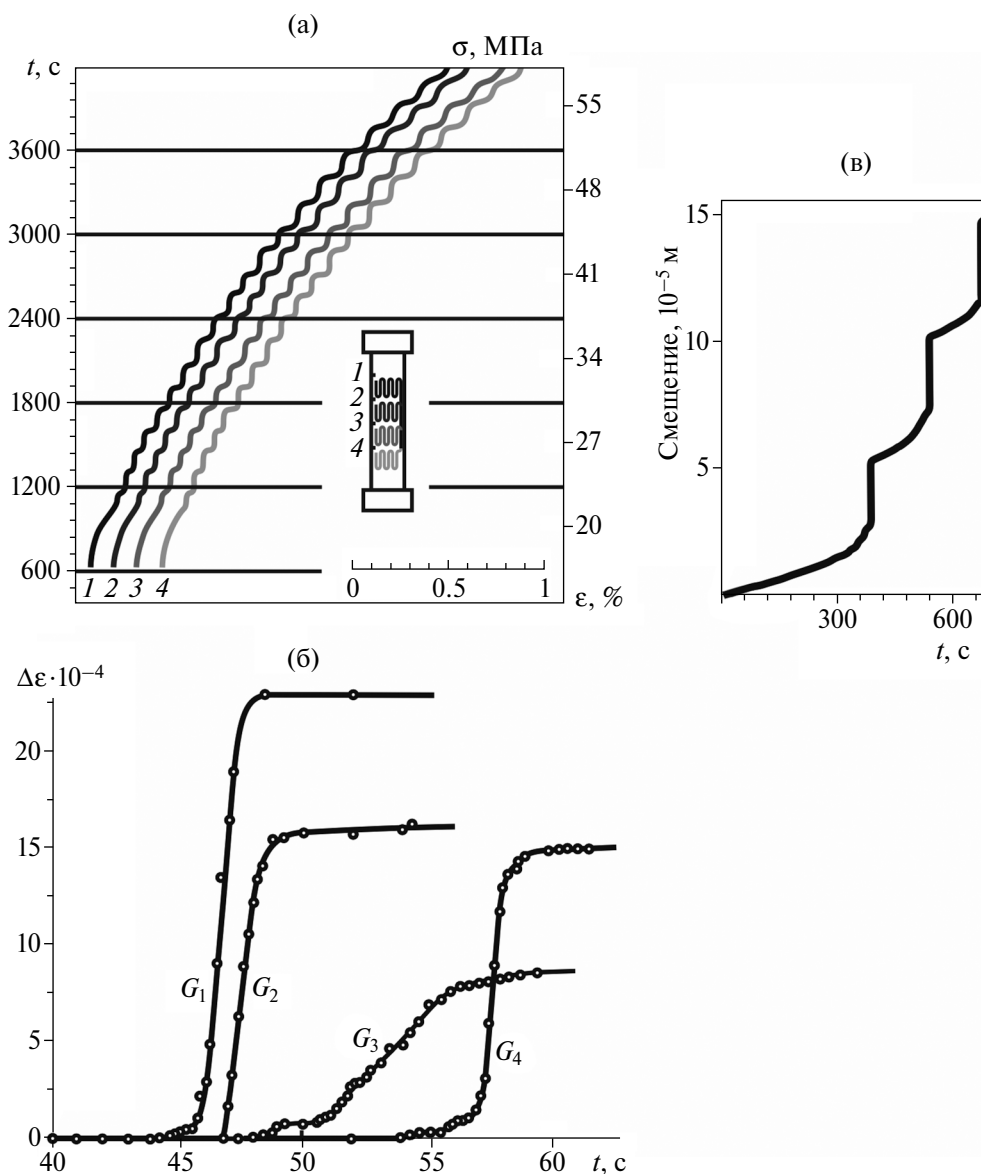


Рис. 9. Эволюция деформации и смещения в металлах и горных породах: (а) — прерывистость деформации ϵ по длине образца алюминия в зависимости от напряжения σ . Номера кривых (1–4) соответствуют номерам сечений (1–4) образца [McReynolds, 1949]; (б) — изменение деформации $\Delta \epsilon$ во времени, зафиксированное в четырех сечениях образца алюминия [Dillon, 1966]; (в) — изменение смещения при неустойчивом скольжении в образце гранита Westerly [Scholz et al., 1972].

2013] и непрерывных GPS-наблюдений [Kaftan, Melnikov, 2019; Кафтан, 2021; Кафтан, Татарин, 2022].

3.2. Лабораторные эксперименты

В 1949 г. МакРейнольдс в ходе исследования эффекта Портвена—Ле Шателье совершил фундаментальное открытие медленных волн, сопровождавших прерывистое деформирование: ступенька типа кинка перемещалась вдоль испытуемого образца со скоростью от 0.5 до 80 см/с (рис. 9а) [McReynolds, 1949]. Возможность генерирования в металлах медленных волн (*McReynolds' slow wave*) со скоростями порядка нескольких см/с была подтверждена в 1966 г. другими исследователями [Dillon, 1966; Kenig, Dillon, 1966]. При этом были обнаружены также изменение формы и уменьшение амплитуды импульса деформации (рис. 9б), т.е. дисперсия и диссипация — основные свойства волнового процесса.

В том же 1966 г. были опубликованы первые результаты опытов по неустойчивому скольжению (*stick-slip*) на контакте блоков горных пород и предложено использовать этот эффект в качестве аналога очага землетрясения [Brace, Byerlee, 1966]. Опыты с образцами гранита Westerly дали результаты (рис. 9в) [Scholz et al., 1972], качественно совпадающие с данными для металлов. Позднее эксперименты *stick-slip* в условиях двухосного сжатия образцов гранитов Tsukuba позволили с высокой точностью фиксировать эволюцию смещения при неустойчивом скольжении (рис. 10а), определить максимум скорости скольжения, который составляет от 1 до 40 см/с [Ohnaka, 2013] и практически равен скорости медленных волн МакРейнольдса в металлах.

Наиболее примечательный результат многочисленных опытов *stick-slip* с образцами горных пород и различных материалов заключается в том, что перед динамической подвижкой — завершающей стадией каждого цикла *stick-slip* — всегда возникает волна напряжения, распространяющаяся вдоль контакта блоков (рис. 10б). Именно на границе твердых тел при их относительном смещении происходит генерирование деформационных волн различного типа [Вуков, 2008]. По-видимому, система из двух контактирующих блоков горных пород может служить простейшим генератором медленных деформационных волн.

В ходе физического моделирования обнаружены медленные деформационные волны в сдвиговой зоне, формирующейся в упруговязкопластичной блоковой среде [Борняков и др., 2016; 2016а; 2018]. Пространственно-временная

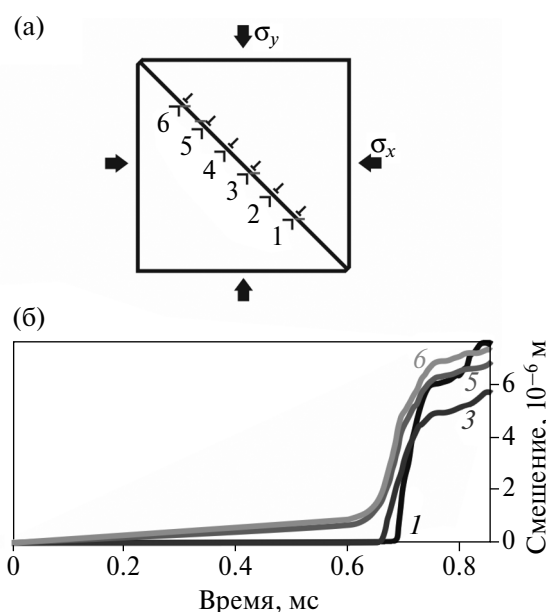


Рис. 10. Схема эксперимента *stick-slip* в условиях двухосного сжатия (а) и эволюция смещения в различных точках контакта блоков гранита (б). Номера кривых смещений (1–6) соответствуют номерам сенсорных датчиков (1–6), установленных вблизи контакта блоков [Ohnaka, 2013].

динамика деформационных волн в сдвиговой зоне определяется ее внутренней разломно-блоковой структурой, а средняя скорость деформационных волн в зависимости от уровня накопленных в зоне напряжений составляет $(0.65–4.65) \cdot 10^{-3}$ м/с.

3.3. Натурные наблюдения. Медленная миграция деформаций и землетрясений

Впервые медленная миграция деформаций земной коры была открыта в 60-е годы XX века с помощью водотрубных наклономеров [Методы прогноза ..., 1984]. Затем при анализе данных скважинных тензометров пяти обсерваторий, расположенных на северо-востоке Японской островной дуги (о. Хонсю), обнаружена миграция максимума сдвиговой деформации со скоростью 20–40 км/год [Ishii et al., 1978; 1980].

Более высокие скорости миграции коровых деформаций с амплитудами менее 1 см зафиксированы вдоль Японских островов с использованием горизонтальных смещений в 900 пунктах Национальной GPS сети Японии GEONET с 1994 по 2001 гг. [Ito, Hashimoto, 2001]. При этом для каждой GPS-станции эффекты землетрясений и взаимодействия литосферных плит были исключены. Наблюдательная сеть

тензометров, установленных в регионе Кюсю, зафиксировала миграцию деформаций из зоны субдукции в сторону континента со скоростью 90–140 км/год [Harada et al., 2003].

В течение 40 лет в различных районах Японской островной дуги выявлена миграция деформаций со скоростью порядка 10–140 км/год [Kasahara, 1973; 1979; Ishii et al., 1983; Miura et al., 1989; Harada et al., 2003; Yoshioka et al., 2015] (рис. 11). Скорость миграции деформаций из Японской и Идзу-Бонинской впадин вглубь Японии различна и составляет 40 км/год (Тохоку) в северо-западном направлении, 20 км/год (Канто) — в направлении с востока на запад [Kasahara, 1979]. Из зон субдукции вблизи округа Тохоку и полуострова Идзу, где Тихоокеанская и Филиппинская плиты погружаются под Евразийскую плиту, зафиксирован медленный перенос максимума вертикальных деформаций в сторону континента со скоростью 10 км/год [Miura et al., 1989]. Известно также о миграции в 1978–1983 гг. деформации горизонтального сжатия со скоростью 5.5 км/сут (2000 км/год) из глубоководного желоба к континенту через Японию, Южные Курилы и Сахалин на расстояние около 8800 км [Сапрыгин и др., 1997].

Отметим, что еще в 1979 г. в Китае с помощью чувствительного лазерного тензомера было зарегистрировано движение деформационной волны и предложено использовать этот эффект в качестве предвестника сильных землетрясений [Lu, 1980].

В работе [Johnston, Linde, 2002] приведены примеры регистрации волн скольжения (*slip waves*), которые генерируют когерентные деформации на протяжении нескольких километров поверхности разлома Сан-Андреас. Амплитуда волны скольжения составляет около 1 см, а деформации превышают 10^{-7} .

Миграция сильнейших землетрясений ($M \sim 8$) из глубоководных желобов западной части Тихого океана в континентальную часть Китая в период 1610–1930 гг. обсуждалась в работах [Zhao, Yao, 1995; Zhao et al., 2020]. В I временном интервале (1610–1740 гг.) миграция имела грандиозные масштабы и простиралась на расстояние 2600 км со скоростью около 20 км/год (рис. 12а). Направление миграции землетрясений совпадало с направлением субдукции Тихоокеанской плиты. Во II интервале (1703–1879 гг.) скорость миграции изменялась в пределах 20–50 км/год, в III интервале (1763–1927 гг.) скорость равна 25–62 км/год (рис. 12б, 12в). Во всех случаях скорость миграции сейсмичности в виде волновых фронтов сравнима со скоростью миграции деформации земной коры

в Японии (10–100 км/год [Kasahara, 1979; Ishii et al., 1983]) и скоростью миграции сейсмичности от Японской дуги в Северо-Восточный Китай через Корейский полуостров (20–30 км/год [Mino, 1988]).

В ходе исследования динамики сейсмичности вдоль северной границы Амурской плиты показано, что миграция эпицентров слабых землетрясений ($2 \leq M \leq 4$) инициируется перемещением фронта деформационной волны с востока на запад со средней скоростью 2.7 км/сут. Эта волна модулируется медленным волновым деформационным процессом со скоростью порядка 10–20 км/год, который зарождается в Японско-Курило-Камчатской зоне субдукции [Быков, Трофименко, 2016].

На западном фланге Гималаев в Памиро-Гиндукушской (или Тянь-Шаньской) сейсмической зоне обнаружены проявления медленных деформационных волн, генерируемых Индо-Евразийской коллизией [Лукк, Нерсесов, 1982; Маламуд, Николаевский, 1983; Нерсесов и др., 1990; Попондополус, 2020]. В Гармском районе, расположенном в пределах зоны сочленения Памира и Тянь-Шаня, была зафиксирована миграция сейсмоскоростных аномалий, соответствующая “волнам деформирования”, которые перемещаются с востока на запад со скоростью порядка 33 км/год и имеют период около 3 лет [Лукк, Нерсесов, 1982]. В этом же районе для характерного периода сейсмичности $T = 3$ года и длин волн $\lambda = 270, 90, 54$ км определены значения скорости волн деформации $V = \lambda/T = 90, 30, 18$ км/год [Маламуд, Николаевский, 1983]. Скорость 30 км/год совпадает с данными [Лукк, Нерсесов, 1982] о движении фронта сейсмоскоростных аномалий вдоль континентальной литосферы.

Наблюдаемый колебательный режим сейсмичности в северо-западной части Гималайской зоны коллизии объяснен возбуждением волн деформации в зоне сочленения Памира и Тянь-Шаня при прерывистом характере коллизии литосферных плит [Нерсесов и др., 1990]. Здесь фронты деформационных волн распространяются в северном и северо-западном направлении со скоростью ~ 30 км/год в пределах территории от Памира-Гиндукуша на юге до Гармского района на севере. При движении к центру Северного Тянь-Шаня скорость этих волн возрастает до значений 100–120 км/год. В Гармском районе идентифицированы фронты деформационных волн, скорость распространения которых составляет 40–50 км/год при

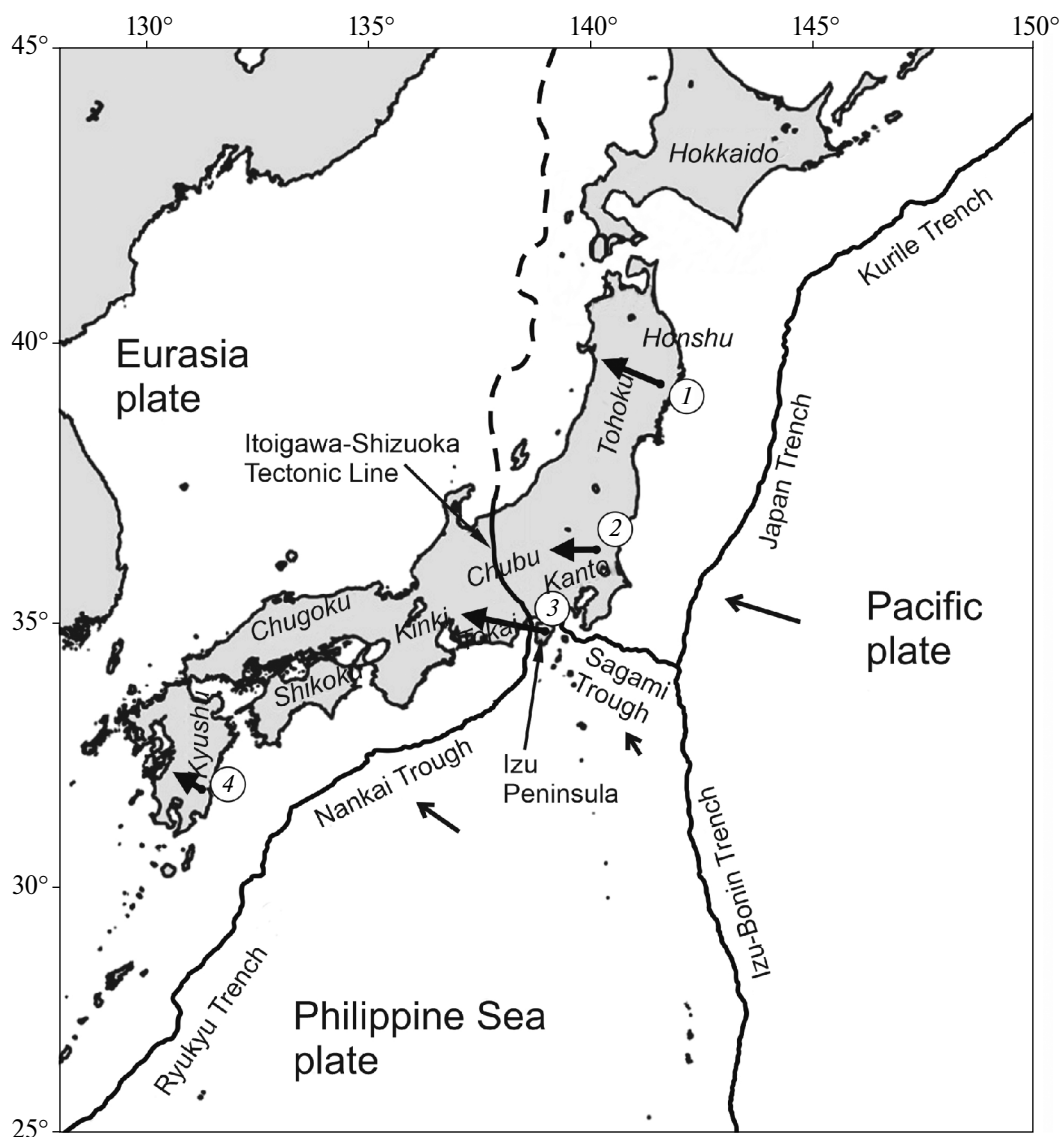


Рис. 11. Миграция деформаций от глубоководных желобов в сторону континента: 1 – от Японского желоба вглубь Японии [Ishii et al., 1978]; 2 – от Японского и Идзу-Бонинского желобов вглубь Японии [Kasahara, 1979]; 3 – перенос максимума вертикальных деформаций через Тохоку и полуостров Идзу вглубь Японии; 4 – от желоба Нанкай через побережье о. Кюсю [Harada et al., 2003].

направлении фронта с северо-востока на юго-запад [Попондополус, 2020].

Гималайская зона сжатия в восточной части Индо-Евразийской коллизии является источником волн пластической деформации, инициирующих землетрясения в Центральной и Восточной Азии. Здесь на основе анализа пространственно-временного распределения сильных землетрясений ($M \geq 7$) выделены волны двух типов: “вековые” ($T \sim 93.7$ лет) и “десятилетние” ($T \sim 10.8$ лет), распространяющиеся со скоростями 1–7 км/год и 12–45 км/год соответственно [Wang, Zhang, 1994; 2005]. По мнению авторов работы [Wang,

Zhang, 2005] миграция землетрясений зависит в основном от перемещения волн пластической деформации, периодически мигрирующих на север и восток и вызывающих сильные землетрясения на территории всего Китая.

В Байкальской рифтовой зоне, находящейся севернее Китая, также выделены деформационные волны, возбуждающие современную сейсмическую активизацию разломов Центральной Азии. Величина скорости этих волн меняется от 7 до 95 км/год, длина – от 130 до 2000 км [Шерман, 2013], что хорошо согласуется как по величине, так и по направлению распространения

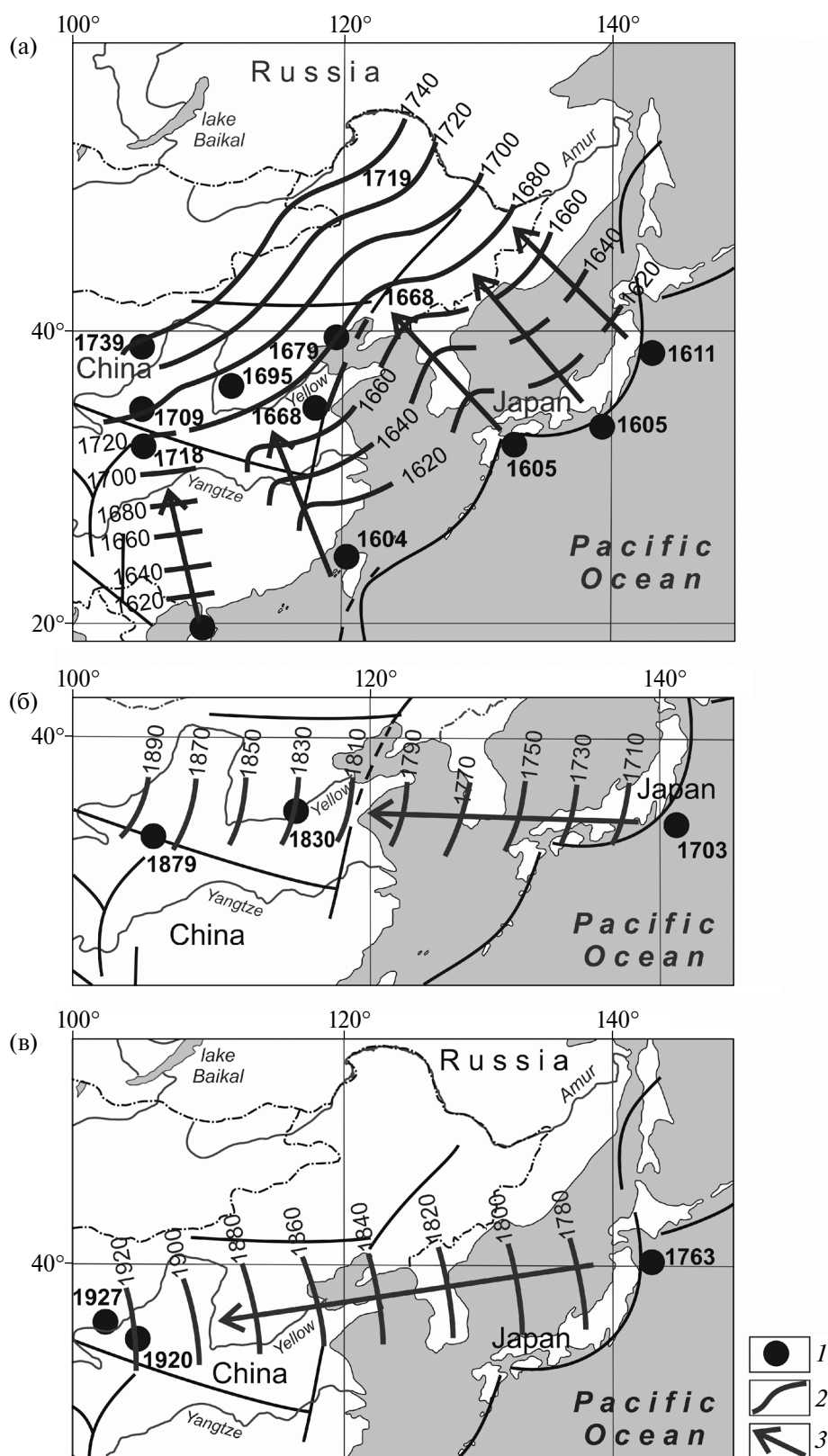


Рис. 12. Миграция землетрясений из Западно-Тихоокеанской зоны субдукции в сторону Азиатского континента в различные временные интервалы: (а) – 1610–1739 гг.; (б) – 1703–1879 гг.; (в) – 1763–1927 гг. [Zhao, Yao, 1995; Zhao et al., 2020]; 1 – землетрясения; 2 – фронты деформационных волн; 3 – направление распространения волн. Цифры указывают магнитуды и даты землетрясений.

с данными о миграции землетрясений в Китае [Wang, Zhang, 2005].

Вдоль трансформных разломов на границах литосферных плит в Южной Калифорнии и Копетдагском регионе [Невский и др., 1987] установлено распространение медленных волн тектонических деформаций со скоростью 40–50 км/год. Причем их перемещение происходит по узкому “коридору” шириной порядка 100 км [Невский и др., 1991]. Выдвинуто предположение, что изменения сейсмической активности вдоль границы Тихоокеанской и Североамериканской плит в зоне трансформного разлома Сан-Андреас (Калифорния) связаны с медленно бегущими волнами деформации (*slowly traveling strain waves*) [Press, Allen, 1995].

В ходе ретроспективного анализа сильнейшего землетрясения Тохоку (11.03.2011 г., $M_w = 9.0$) идентифицированы две последовательности

форшоков, мигрирующих со скоростями 2–5 и 10 км/сут вдоль оси океанического жолоба к эпицентру. Медленное скольжение распространялось в пределах зоны миграции слабых землетрясений вдоль поверхности Тихоокеанской литосферной плиты к месту главного толчка [Kato et al., 2012]. Последовательности миграций землетрясений со скоростью 2–10 км/сутки были также зафиксированы при землетрясении Iquique, Chile (01.04.2014 г., $M_w = 8.1$) вблизи зоны субдукции у восточной границы плиты Наска (Nazca) [Kato, Nakagawa, 2014]. Возможный физический механизм миграции форшоков – медленное скольжение по поверхности плит, схожее со скольжением на контакте блоков горных пород в лабораторных экспериментах *stick-slip*.

Наиболее прямым методом наблюдения медленных деформационных волн, особенно в зонах разломов, являются геодезические

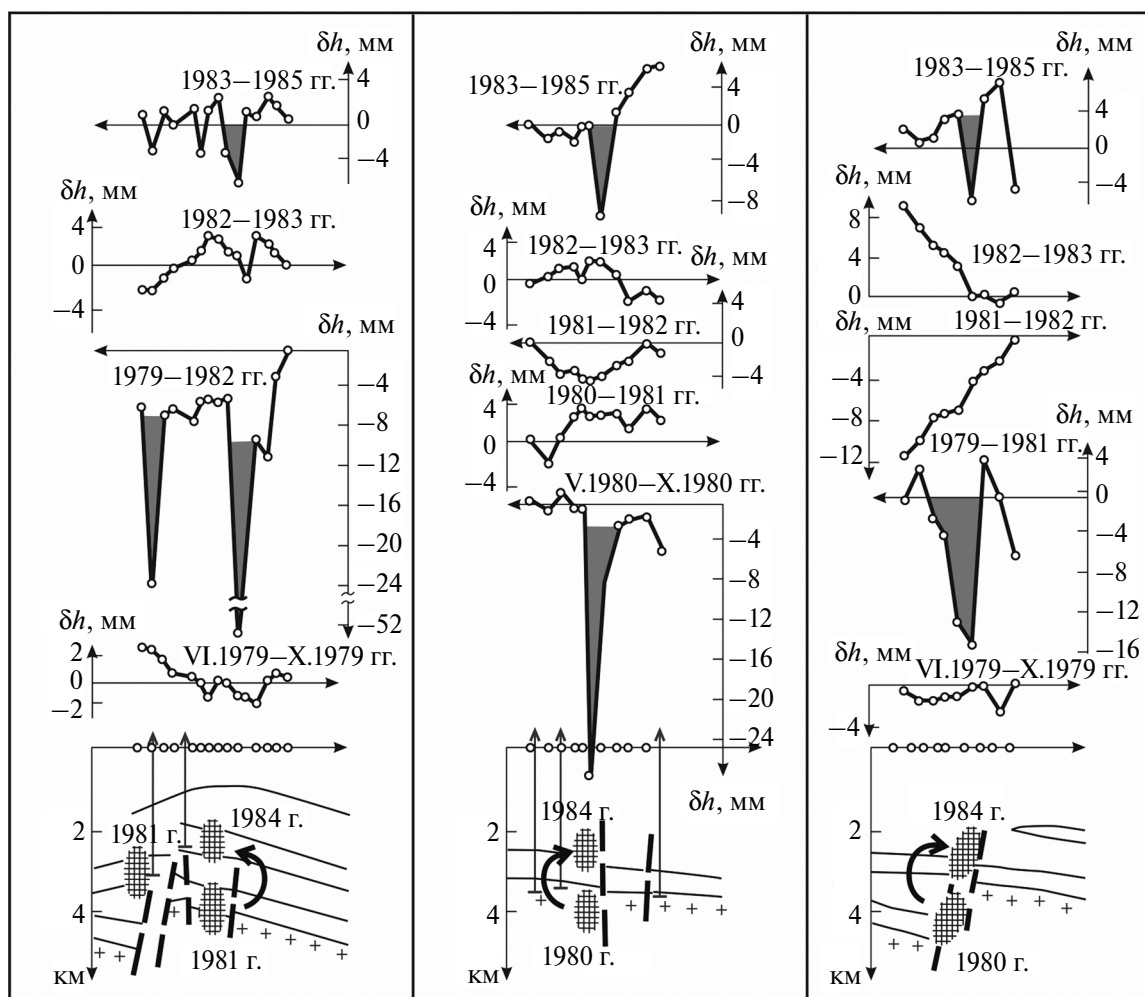


Рис. 13. Пример распространения “внутриразломной” волны. Штрихованные овалы – источники аномальных смещения земной поверхности.

наблюдения смещений земной поверхности по системе профильных линий, пересекающих разломы. На рис. 13 представлены результаты повторных нивелирных наблюдений вдоль нескольких локальных профилей (длиной порядка 5 км), расположенных в пределах северной части Припятской впадины (Белоруссия). Это типичный пример субвертикальной деформационной активности по разлому снизу вверх, которая связана с распространением “внутриразломной” волны.

Такой характер миграции (снизу—вверх) областей современной трещинной активности имеет повсеместный характер и, по-видимому, отражает объективные закономерности формирования современной деформационной активности разломных зон. Среднегодовая скорость миграции для всех трех разломных зон варьирует в интервале от 6 до 10 км/год.

На рис. 14 показан пример “межразломной” волны, который был выявлен в том же регионе. Представлены результаты многократного нивелирования вдоль одного из профилей, пересекающего пять разломных зон с примерно одинаковыми расстояниями между ними и расположенных в пределах Припятского прогиба.

Исследуемые профили находились непосредственно над разломами и имели одинаковую длину (5–7 км). На рисунке приведены изменения горизонтальных градиентов движений во времени по каждой из исследуемых секций. Для всех разломов выделяются два максимума градиентов с относительным минимумом между ними. Видно, что аномалия движений (максимум градиента движений) над Речицким региональным разломом возникла раньше, чем над другими региональными разломами. Появление аналогичных аномалий над соседними разломами происходит с некоторым запаздыванием, т.е. носит “эстафетный” характер. Так, в пределах Северного краевого и Омельковщинского регионального разломов, отстоящих от Речицкого на 26 км к югу и северу, идентичные аномалии появились спустя год. Скорость горизонтальной миграции деформаций от Речицкого регионального разлома на север и юг составляет около 26 км/год.

Проблема идентификации медленных деформационных волн является очень актуальной, поскольку информация о характеристиках этих волн (скорость, длина волны и т.д.) определяется из эмпирических данных с использованием единственного условия — наличие тождественных аномалий смещений (наклонов, деформаций), измеренных в пунктах наблюдений,

расположенных на различных расстояниях друг от друга. Однако возможны ситуации, когда каждый из наблюдательных пунктов или обсерваторий может зарегистрировать внешне похожие локальные процессы, которые могут быть и не связаны единым волновым процессом.

Если, например, в уравнении (32) коэффициент диффузии $D=0$, т.е. имеются разломные зоны с аномальными смещениями, но между которыми отсутствует взаимодействие. Тогда, получается уравнение:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = F(U). \quad (39)$$

Если перейти к волновой переменной $\xi = x + Vt$, то:

$$\frac{VdU}{d\xi} = F(U). \quad (40)$$

Используя для наглядности логистический закон локального роста смещений (33) и полагая, например, что $U(0) = U_{\max}/2$, получается:

$$U(x, t) = \frac{U_{\max}}{1 + \exp\left\{-\frac{x + Vt}{Vt_0}\right\}}. \quad (41)$$

Но такая “псевдоволна” возможна лишь тогда, когда задано соответствующее начальное распределение ($t=0$):

$$U(x, 0) = \frac{1}{1 + \exp\left\{-\frac{x}{Vt_0}\right\}}. \quad (42)$$

Таким образом, несмотря на отсутствие взаимодействия между разломными зонами стороннему наблюдателю будет казаться, что по пространству распространяется реальная волна.

Допустим, что имеются две разломные зоны. В момент времени t_1 в первой разломной зоне начинается процесс аномального роста смещений. В более поздний момент t_2 во второй разломной зоне также начинается аномальный рост смещений, но отражающий локальные процессы, относящиеся исключительно к этой зоне. В этом случае, уравнение (39), не являясь по сути волновым, допускает “волновое” решение только после перехода к волновым переменным. Наблюдатель, который пытается связать два *независимых* процесса — аномальные деформации в первой и во второй разломных зонах, фактически осуществляет мысленный переход к волновым переменным. Разность между t_2 и t_1 представляется наблюдателю как время, которое

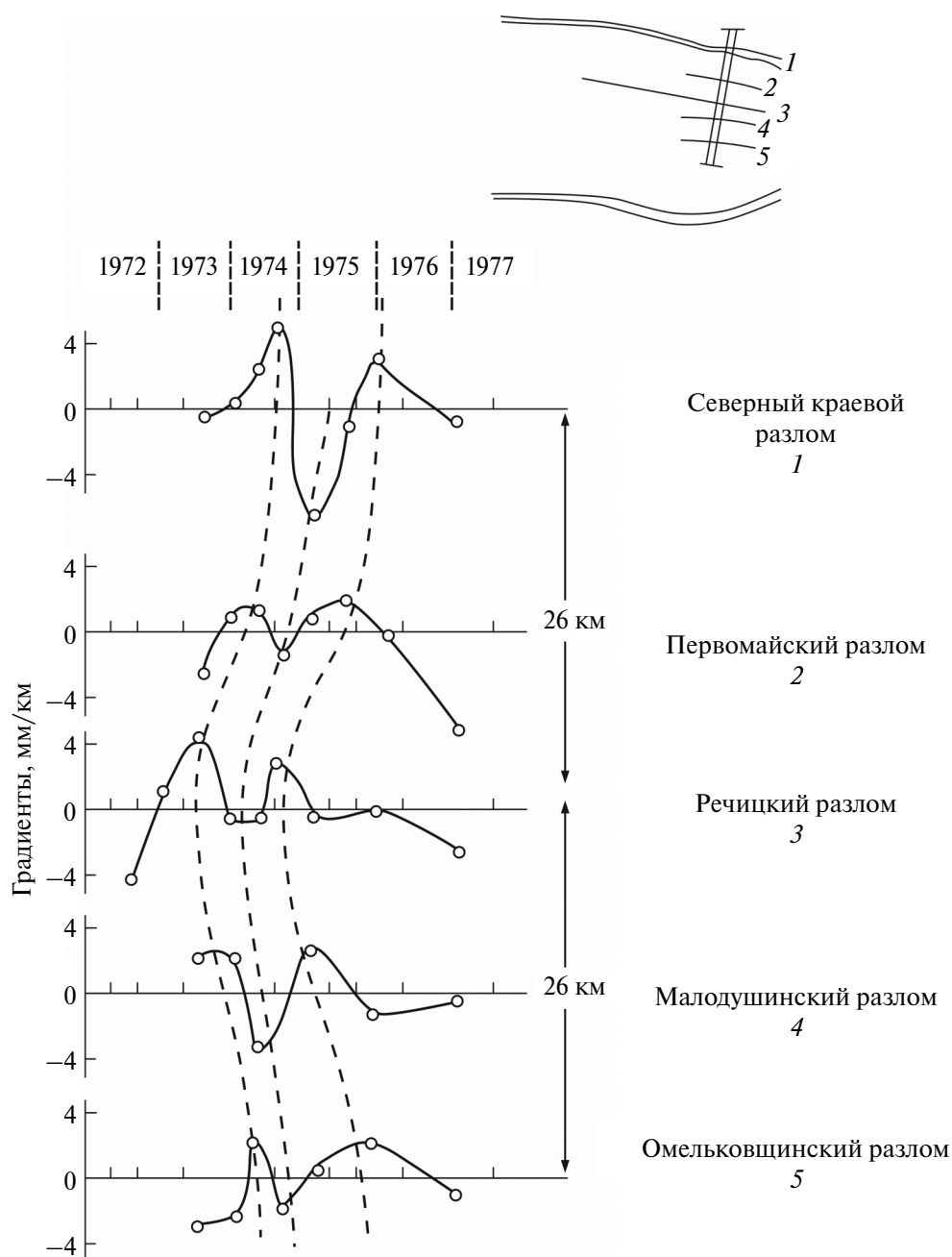


Рис. 14. Пример пространственно-временной миграции деформационных процессов от разлома к разлому (“межразломная” волна).

нужно затратить волне, распространяющейся со скоростью V , чтобы пройти расстояние L между двумя разломными зонами. Записывая разность времен как: $\Delta t = t_2 - t_1 = t_2 - L/V$ можно легко убедиться, что V — это фазовая скорость. В реальности между началом аномальных деформаций в первой и во второй разломных зонах может отсутствовать закономерная взаимосвязь, но желание связать два независимых явления, которые формально сдвинуты по фазе,

приводит к стремлению оценить скорость V кажущейся или “псевдоволны”.

Так, например, в работе [Kasahara, 1981] прямо сказано, что скорости миграции аномальных деформаций земной поверхности определены “... по фазовым сдвигам между станциями...”. Поскольку станций было всего 5, и они достаточно далеко отстояли друг от друга (десятки км), то ответить однозначно реальная это волна или “псевдоволна” крайне

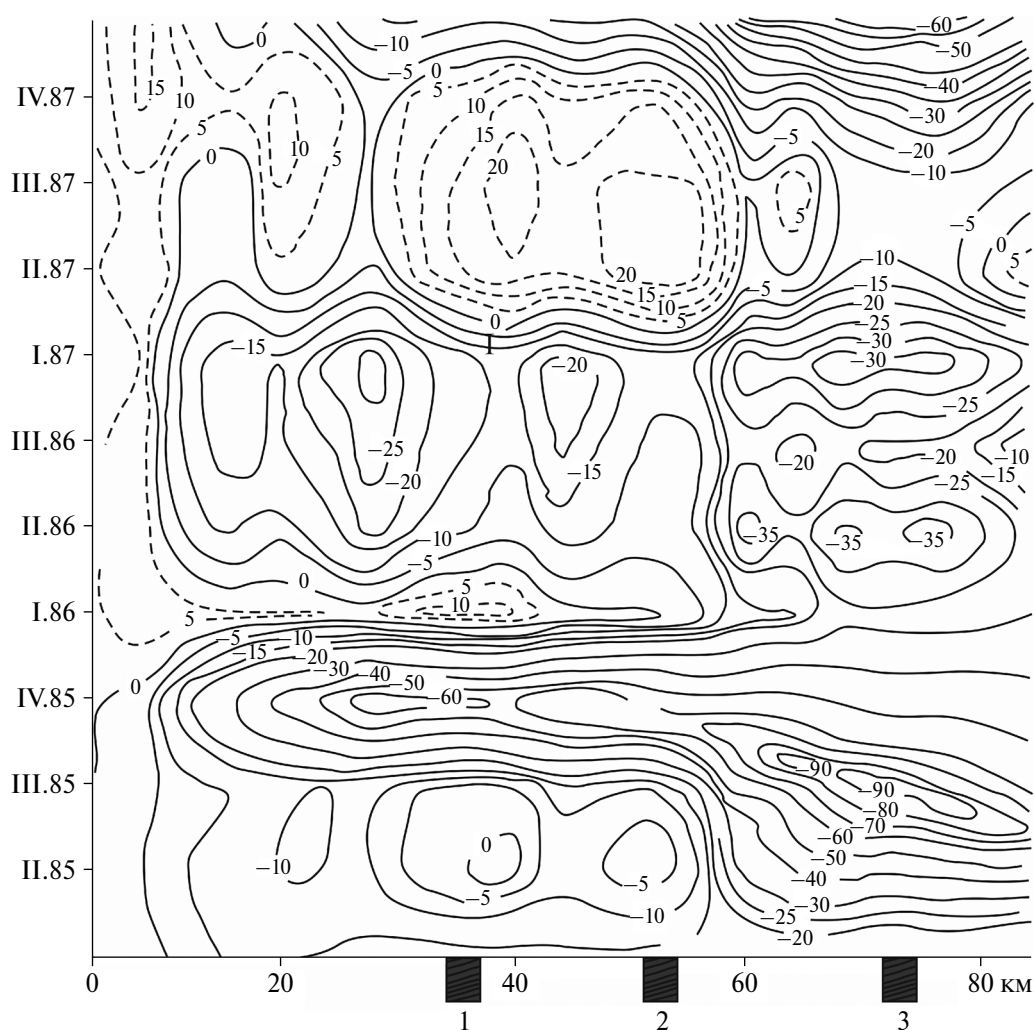


Рис. 15. Пространственно-временная миграция вертикальных смещений земной поверхности вдоль профиля Ашхабад–Бахардок (Копетдагский сейсмоактивный регион).

затруднительно. В работе [Ishii et al., 1983] результаты получены по 11 деформометрическим станциям. Поэтому выявленная скорость медленной волны в данном случае является истинной в гораздо большей степени.

Для объективной идентификации волновых процессов необходимы специальные требования как к системе организации наблюдений, так и к методам обработки и анализа данных. Для слежения за развитием волновых деформаций необходимы системы наблюдений с повышенной плотностью и большим количеством пунктов измерений. Только в этом случае возможно отслеживание формирования и миграции деформационных фронтов.

В качестве примера реализации такой измерительной системы на рис. 15 представлена пространственно-временная диаграмма

вертикальных смещений земной поверхности, которая получена по результатам многократных повторных нивелирований вдоль профиля Ашхабад–Бахардок (Копетдагский сейсмоактивный регион).

Из рисунка следует, что аномальное смещение формируется на 3 разломе в период времени между II и III кварталом 1985 г. Отчетливо видимый деформационный фронт сначала мигрирует от третьего разлома ко второму, затем от второго разлома к первому. Затем, спустя 6 месяцев аномальные деформации вновь начинают зарождаться на третьем разломе, но они не перемещаются, а локализуются. Аналогичные процессы происходят и в разломах 1 и 2. Скорость деформационной миграции от разлома к разлому составляет около 40 км/год.

Если теперь, обратить внимание на аномальные деформации на 1 разломе в период между III кварталом 1986 г. и I кварталом 1987 г. и сравнить их с аномальными деформациями в пределах третьего разлома за этот же интервал времени, то очевидно, что никакой волновой передачи активности между зафиксированными аномалиями не наблюдается. Аномальные смещения носят ярко выраженный локальный и автономный характер. Однако, если бы отмеченные разломные зоны не были бы охвачены единой сетью наблюдений, а представляли бы собой несколько измерительных станций, организованных локально в каждой разломной зоне, то из-за сдвига фаз аномальной активности во времени можно было бы обнаружить “псевдоволну”, распространяющуюся со скоростью около 80 км/год.

В работе [Киссин, 2008] были вычислены скорости по результатам регистрации изменений уровня подземных вод. В этой работе приведены скорости деформационных волн, выявленные вдоль Передового разлома Копетдага, которая оказалась равной в среднем 50 км/год, а в Припятской впадине — 60 км/год. Выше приведены результаты прямых измерений деформаций в Копетдагском регионе и Припятской впадине. Скорости пространственно-временной миграции деформаций оказались там в несколько раз меньше. Вполне вероятно, что эта разница в величинах скоростей является следствием недоучета “собственных” локальных деформационных процессов в разломных зонах.

4. СВОЙСТВА ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЛН

Деформационные волны имеют кинематические и динамические характеристики: скорость, частоту и длину волны, амплитуду (затухание) и форму волны. Наибольший интерес представляют два параметра — скорость и затухание. Весь спектр наблюдаемых скоростей волн деформации изменяется от нескольких десятков км/год до 10 км/сут. Есть даже данные о миграции деформаций (сейсмического тремора) со скоростью 15–150 км/ч [Shelly et al., 2007; Veroza, Ide, 2011]. Медленные волны деформации имеют сверхнизкие частоты $f \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ Гц и большую длину $\lambda \sim 30 - 300$ км. Главная особенность этих волн заключается в том, что их скорость меньше скорости сейсмических волн на 6–7 порядков, но больше скорости относительного движения литосферных плит в $10^6 - 10^7$ раз.

Обладают ли медленные деформационные волны характеристиками, которые присущи обычному волновому процессу и, в частности, дисперсией и поглощением?

При изучении деформаций земной коры в регионе Тохоку (северо-восточная Япония) обнаружено, что миграция максимума сдвиговой деформации имеет дисперсию скорости: для периода 5.1 года фазовая скорость миграции составила 40 км/год и с увеличением периода до 5.8 года уменьшилась до 20 км/год. При этом длина волны в первом случае равна 210 км, а во втором — 110 км [Ishii et al., 1978]. Волны тектонических напряжений примерно с таким же периодом (5–7 лет) выявлены инструментальными сейсмическими наблюдениями в сейсмоактивных и асейсмических районах [Гамбурцева и др., 1982].

В ходе сейсмических и светодальномерных наблюдений в Центральной Калифорнии, Южной Калифорнии и Копетдагском регионе установлены сильная дисперсия скорости $v \sim T^{-1}$ и декременты затухания (0.3–1.0) деформационных волн [Невский, 1994]. Для Южной Калифорнии скорость медленных волн деформаций с периодом 3 года составляла 40 км/год, в Центральной Калифорнии — 20 км/год с периодом — 5 лет [Невский и др., 1991], т.е. имеет место нормальная дисперсия.

Дисперсионный характер распространения деформационных волн отмечался и другими исследователями [Барабанов и др., 1988]. Более того, “волновые формы мигрирующей деформации заметно поглощаются при движении” [Kasahara, 1979]. По нашим расчетам коэффициент поглощения деформационной волны (мигрирующего максимума сдвиговой деформации от побережья вглубь региона Тохоку [Ishii et al., 1980]) на частоте 6.0×10^{-9} Гц составляет в среднем $(10^{-11} - 10^{-10}) \text{ м}^{-1}$. Это в $10^3 - 10^4$ раз меньше, чем поглощение обычных сейсмических волн в сейсмологическом диапазоне частот (0.01–1 Гц), что и позволяет деформационным волнам распространяться на значительные расстояния.

Деформационные волны, так же как и обычные сейсмические (упругие) волны, — это продольные и поперечные волны [Баранов и др., 1989; Лурсманашвили, 1977], а также уединенные волны (кинки, солитоны) [Nikolaevskiy, 1998]. Медленные деформационные волны фиксируются как миграция деформации сдвига [Ishii et al., 1980] и как глобальные волны сжатия–растяжения [Люке и др., 1988; Сапрыгин и др., 1997]. Гидрогеологическими

методами были зарегистрированы два вида волновых возмущений: перемещение фронта ступенчатого изменения напряжений [Nikolaevskiy, 1998] и миграция уединенных волн сжатия–растяжения [Киссин, 2008].

Длина деформационной волны зависит от скорости распространения и частоты колебаний источника волн. В общем случае порядок скорости деформационных волн определяется периодом волны T и характерным размером блоков или расстоянием между разломами L земной коры $v \sim LT^{-1}$.

Скорость распространения деформационных волн, как уже было отмечено, равна (10^{-4} – 10^{-1}) м/с, т.е. меняется в довольно широком диапазоне. Что же касается частоты этих волн, то пока известны две группы – сравнительно низкочастотные и высокочастотные. Первые имеют частоты порядка 10^{-10} – 10^{-9} Гц [Wang, Zhang, 2005; Шерман, 2007], вторые – 10^{-8} – 10^{-7} Гц [Невский, 1994; Сапрыгин и др., 1997]. Для низкочастотных деформационных волн длины равны нескольким сотням или даже первым тысячам километров, для высокочастотных – нескольким десяткам. Так, например, для частоты 10^{-8} Гц, длина волны составляет 60–70 км.

Еще одно свойство – скорость волн миграции землетрясений является функцией их магнитуды: скорость тем больше, чем меньше магнитуды землетрясений [Нерсесов и др., 1990; Викулин и др., 2011; 2012].

5. ТИПЫ ГЕОСТРУКТУР, ГЕНЕРИРУЮЩИХ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ

Из результатов натурных наблюдений (раздел 3.3) следует, что к геоструктурам, генерирующим деформационные волны, с уверенностью можно отнести зоны субдукции, зоны коллизии, зоны активного рифтогенеза и зоны трансформных разломов. Эти интенсивные источники различной тектонической природы имеют одно общее свойство – они являются зонами взаимодействия геоблоков и литосферных плит. И, как уже неоднократно отмечалось, в лабораторных опытах генерирование медленных деформационных волн происходит так же на контакте блоков горных пород.

Еще в 1976 г. французский исследователь К. Бло отмечал, что землетрясения и извержения вулканов в зоне субдукции “выстраиваются” в цепочку событий, скорость “включения”

которых составляет около 300 км/год (~ 1 км/сут). При этом он подчеркивал, что вулканическая активность на окраинах континентов является результатом, в том числе, “тектонического процесса” – переноса деформаций вдоль погружающейся литосферы, проявлением которого являются землетрясения [Blot, 1981].

Впервые обнаруженная в области Японской островной дуги и направленная от океана к побережью миграция сдвиговой деформации [Kasahara, 1979] привела к предположению, что одним из возможных источников медленных деформационных волн, вызывающих миграцию землетрясений, являются зоны субдукции – зоны погружения океанической плиты под континентальную. Имеются данные о миграции землетрясений из Японского, Курильского и Камчатского глубоководных желобов (зон субдукции) в сторону континента [Mino, 1988; Zhao, Yao, 1995; Zhao et al., 2020; Bykov et al., 2022; Bykov, Merkulova, 2022].

Определены глубинные уровни (слои литосферы) распространения деформационных волн. С позиций двухъярусной тектоники плит [Лобковский, 1988], на континентах существуют два масштаба распространения тектонических волн: коровый и литосферный. При этом предполагается, что миграция сейсмической активности связана с коровым масштабом, так как именно в континентальной земной коре сосредоточена большая часть очагов землетрясений. По мере накопления новых данных были выделены уже три глубинных уровня деформационных волн, охватывающих всю литосферу, верхний хрупкий слой литосферы и земную кору [Шерман, 2014]. Разломно-блоковая структура верхнего упругого слоя литосферы и земной коры генерирует медленные деформационные волны различных частот и скоростей в зависимости от размера блоков, составляющих эти слои-уровни.

Вблизи разломов зафиксированы вращательные движения геоблоков, возникающие вследствие тектонических процессов или землетрясений [Teisseyre et al., 2006; Lee et al., 2009]. Вращение блоков и микроплит в зонах интенсивного растяжения земной коры и литосферы может служить источником деформационных волн [Николаевский, 1996].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение последних пятидесяти лет учеными из разных стран в различных регионах Земли прямыми и косвенными методами обнаружена

миграция коровой деформации и выявлен ее волновой характер. На качественно новом уровне активизировались исследования миграции землетрясений — основы концепции медленных деформационных волн [Шерман, 2007; Шерман, Горбунова, 2008; Пустовитенко, Поречнова, 2008; Levina, Ruzhich, 2015; Викулин и др., 2011; 2012; Liu et al., 2011; Molchanov, Uyeda, 2009; Степашко, 2013; Новопашина, Саньков, 2015; Novopashina, Lukhneva, 2020; 2021; Ружич и др., 2016; Трофименко и др., 2015; Вуков, Trofimenko, 2016; Žalohar, 2018]. Это связано, в первую очередь, с созданием уникальных баз данных, с разработкой новых методик исследования сейсмического процесса в планетарном масштабе и с применением современных информационно-вычислительных технологий для обработки и анализа огромных объемов исходной информации. Все это дает возможность получать новые количественные оценки параметров миграции землетрясений для построения волновых моделей сеймотектонического режима Земли и изучать особенности распределения скоростей миграции сейсмической активности разных энергетических уровней.

Физическая основа концепции деформационных волн Земли состоит в фундаментальном свойстве геосреды — блочности и слоистости ее структуры. Именно на контактах твердых тел, границах раздела блоков и плит при их взаимном смещении происходит генерирование деформационных волн различного типа и масштаба [Вуков, 2008]. Характер перемещений на больших пространственных и временных масштабах при медленных деформациях горных масс определяется свойствами межблоковых контактов (разломов), а не материала блоков. Медленные деформационные волны — это специфический механизм передачи энергии в разломно-блоковых дискретных средах [Гольдин, 2002].

Впервые представления о блоковой структуре земной коры были сформированы в результате геодезических наблюдений японских ученых в 1920–1930 гг. (см., например, работы [Imatiga, 1930; 1931]). Было также установлено, что земная кора и литосфера представляют совокупность блоков и плит, размеры L которых образуют дискретный иерархический ряд: $L = 70, 120, 500, 1200, 3200$ км [Садовский и др., 1987].

Количественно деформационные волновые процессы можно условно разделить на две группы: глобальные и региональные тектонические волны со скоростями 1–100 км/год и деформационные волны в разломах со скоростями

1–10 км/сут. При скорости деформационных волн порядка 100 км/год и более преобладают упругие взаимодействия соседних сегментов в зоне разлома [Bott, Dean, 1973; Savage, 1971], при меньших скоростях вязкоупругие свойства нижней коры и верхней мантии играют главную роль в медленном перемещении фронта деформации, например, после сильнейших землетрясений [Sanders, 1993].

В различных регионах мира зафиксирована быстрая миграция сейсмической активности со скоростью 1–10 км/сут [Барабанов и др., 1994; Trofimenko et al., 2017]. Деформационные волны вдоль разломов земной коры проявляются в миграции аномалий геохимических и геофизических полей с такой же скоростью [Nikolaevskiy, 1998]. Скорость перемещения асейсмического крипа вдоль разлома Сан-Андреас в Центральной Калифорнии составляет около 10 км/сут. [Nason, 1969; King et al., 1973]. Миграция медленного скольжения и эпизодического тремора в зонах субдукции и трансформных разломов происходит также со скоростью 1–10 км/сут. [Brudzinski, Allen, 2007; Beroza, Ide, 2011; Kato et al., 2012; Kato, Nakagawa, 2014]. Имеются данные о миграции аномалий полей силы тяжести и магнитных полей со скоростью от 200 до 1200 км/год (0.7–4.0 км/сут.), которые совпадают по времени проявления и по направлению перемещения [Трофименко и др., 2018]. Удивительно хорошее совпадение скоростей миграции указанных аномалий и их корреляция по скорости с миграцией сейсмической активности (2.7 км/сут.) [Trofimenko et al., 2017] может означать движение единого внутреннего источника возмущений напряженного состояния земной коры, инициирующего тектономагнитные, гравитационные и сейсмические эффекты. Этим источником может быть миграция деформаций земной коры в виде медленных волн.

Отмеченное совпадение скорости перемещения аномалий геофизических полей со скоростью миграции слабых землетрясений, скоростью крипа, скоростью миграции деформаций, скоростью миграции тремора и медленного скольжения (ETS) — фундаментальный результат.

Можно утверждать, что на основе концепции медленных деформационных волн в науках о Земле сформировалось, по сути, новое направление: “Медленная динамика деформационных процессов”. Оно включает исследование существенно более медленных, чем сейсмические, процессов переноса локализованной деформации в виде уединенных волн и автоволн,

изучение деформационных волн и волновых фронтов различного типа и масштаба, медленных возмущений геодинамических полей, режимов скольжения в разломных зонах и миграции землетрясений. Дополнительным фактором достоверности рассматриваемых представлений является надежно установленная взаимосвязь во времени и пространстве между энергетическими характеристиками деформационных и сейсмических процессов, протекающих в разломных зонах [Churikov, Kuzmin, 1998; Кузьмин, 2023a].

Это является одной из фундаментальных проблем современной геодинамики поскольку коренным образом меняет представления о формировании причинно-следственных связей при рассмотрении пространственно-временной структуры динамики Земли. Действительно, геофизики привыкли строить свои модели, используя два основных вида волновых процессов: сейсмические и электромагнитные. Скорости миграции таких процессов изменяются в диапазоне от первых км/с до сотен км/с. Скорости деформационных волн изменяются в диапазоне от первых км/год до сотен км/год. Различие составляет 7 порядков. Именно поэтому эти волны именуются *медленными*.

Цель дальнейших исследований в этой области современной геодинамики — поиск и накопление новых фактов, признаков и проявлений медленных волновых деформационных процессов, выделение пространственно-временных тенденций в картине миграции землетрясений и аномалий геофизических полей.

Уже сейчас в геофизике имеются многочисленные результаты, которые подтверждают волновой характер динамики медленных деформационных процессов и отражают успехи в понимании природы миграции сейсмичности и механизмов перераспределения и переноса тектонических деформаций.

Основные задачи заключаются в поиске и/или разработке особого типа детекторов (специальных систем наблюдений) деформационных волн Земли, которые могли бы эффективно регистрировать эти волны, в построении адекватных моделей волновых геодинамических процессов и математическом моделировании передачи тектонических возмущений и эффектов, связанных с миграцией деформаций в геологической среде.

Обсуждение ряда важнейших природных процессов с позиций концепции деформационных (тектонических) волн Земли показывает ее продуктивность и дает возможность решать

проблемы планетарного масштаба. Совсем недавно Л.И. Лобковским на основе представлений о деформационных волнах литосферы предложен сейсмогенно-триггерный механизм, вызывающей потепление климата и разрушение ледников в полярных областях Земли [Лобковский, 2020; Lobkovsky, 2020; Гарагаш, Лобковский, 2021; Lobkovsky et al., 2022].

В ближайшем будущем исследования медленных деформационных волн могут привести к кардинальным изменениям существующих представлений о физике сейсмического процесса и взаимодействии разломов, к пониманию механизмов обмена энергией между геофизическими полями и оболочками Земли, к выявлению новых прогностических признаков сейсмической опасности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андросов И.В., Жадин В.В., Поташников И.А. Пространственно-временная структура миграции землетрясений и сейсмические пояса // Докл. АН СССР. 1989. Т. 306. № 6. С. 1339–1342.
- Аэро Э.Л., Булыгин А.Н., Павлов Ю.В. Решения трехмерного уравнения синус-Гордона // Теоретическая и математическая физика. 2009. Т. 158. № 3. С. 370–377.
- Базавлук Т.А., Юдахин Ф.Н. Временные изменения обменнообразующих неоднородностей в земной коре Тянь-Шаня // Докл. РАН. 1998. Т. 362. № 1. С. 111–113.
- Базавлук Т.А., Юдахин Ф.Н. Деформационные волны в земной коре Тянь-Шаня по сейсмологическим данным // Докл. РАН. 1993. Т. 329. № 5. С. 565–570.
- Барабанов В.Л., Гриневский А.О., Беликов В.М., Ишанкулиев Г.А. О миграции коровых землетрясений. Динамические процессы в геофизической среде. М.: Наука. 1994. С. 149–167.
- Барабанов В.Л., Гриневский А.О., Киссин И.Г., Милькис М.Р. Проявления деформационных волн в гидрогеологическом и сейсмическом режимах зоны Передового Копетдагского разлома // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1988. № 5. С. 21–31.
- Баранов Б.В., Викулин А.В., Лобковский Л.И. Мелкофокусная сейсмичность в тылу Курило-Камчатской островной дуги и ее связь с сильнейшими землетрясениями в зоне поддвига // Вулканология и сейсмология. 1989. № 6. С. 73–84.
- Баранов Б.В., Лобковский Л.И. Мелкофокусная сейсмичность в тылу Курильской островной дуги и ее связь с зоной Заварицкого–Беньофа // Докл. АН СССР. 1980. Т. 255. № 1. С. 67–71.
- Бормотов В.А., Быков В.Г. Сейсмологический мониторинг деформационного процесса // Тихоокеан. геология. 1999. Т. 18. № 6. С. 17–25.

- Борняков С.А., Пантелеев И.А., Тарасова А.А. Дискретно-волновая динамика деформаций в сдвиговой зоне: результаты физического моделирования // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7. № 2. С. 289–302.
- Борняков С.А., Пантелеев И.А., Тарасова А.А. Динамика внутриразломных деформационных волн (по результатам физического моделирования) // Докл. РАН. 2016а. Т. 471. № 6. С. 722–724.
- Борняков С.А., Пантелеев И.А., Черемных А.В., Каримова А.А. Экспериментальное исследование периодической активизации разлома в сейсмической зоне // Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9 (3). С. 653–670.
- Браун О.М., Кившарь Ю.С. Модель Френкеля–Конторовой. Концепции, методы, приложения. М.: Физматлит. 2008. 536 с.
- Быков В.Г. О возможности формирования уединенных сейсмических волн в зернистых геоматериалах // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 1996. № 2. С. 31–35.
- Быков В.Г. Нелинейные волновые процессы в геологических средах. Владивосток: Дальнаука. 2000. 190 с.
- Быков В.Г. Волны активизации разломов земной коры // Тихоокеан. геология. 2000. Т. 19. № 1. С. 104–108.
- Быков В.Г. Модель неустойчивого скольжения по разрыву в образцах горных пород // Физика Земли. 2001. № 6. С. 52–57.
- Быков В.Г. Деформационные волны Земли: концепция, наблюдения и модели // Геология и геофизика. 2005. Т. 46. № 11. С. 1176–1190.
- Быков В.Г. Нелинейные волны и солитоны в моделях разломно-блоковых геологических сред // Геология и геофизика. 2015. Т. 56. № 5. С. 1008–1024.
- Быков В.Г. Формирование режимов скольжения в разломах и медленные деформационные волны // Физическая мезомеханика. 2019. Т. 22. № 4. С. 39–46.
- Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы в распределенных кинетических системах // УФН. 1979. Т. 128. № 4. С. 625–666.
- Викулин А.В., Иванчин А.Г. Ротационная модель сейсмического процесса // Тихоокеанская геология. 1998. Т. 17. № 6. С. 95–103.
- Викулин А.В., Водинчар Г.М., Гусяков В.К., Мелекесцев И.В., Акманова Д.Р., Долгая А.А., Осипова Н.А. Миграция сейсмической и вулканической активности в зонах напряженного состояния вещества наиболее геодинамически активных мегаструктур Земли // Вестник КамчатГТУ. 2011. Вып. 17. С. 5–15.
- Викулин А.В., Мелекесцев И.В., Акманова Д.Р., Иванчин А.Г., Водинчар Г.М., Долгая А.А., Гусяков В.К. Информационно-вычислительная система моделирования сейсмического и вулканического процессов как основа изучения волновых геодинамических явлений // Вычислительные технологии. 2012. Т. 17. № 3. С. 34–54.
- Вилькович Е.В., Губерман Ш.А., Кейлис-Борок В.И. Волны тектонических деформаций на крупных разломах // Докл. АН СССР. 1974. Т. 219. № 1. С. 77–80.
- Гамбурцева Н.Г., Люкэ Е.И., Николаевский В.Н., Орешин С.И., Пасечник И.П., Перегонцева В.Е., Рубинштейн Х.Д. Периодические вариации параметров сейсмических волн при просвечивании литосферы мощными взрывами // Докл. АН СССР. 1982. Т. 266. № 6. С. 1349–1353.
- Гарагаш И.А. Микродеформации предварительно напряженной дискретной геофизической среды // Докл. РАН. 1996. Т. 347. № 1. С. 95–98.
- Гарагаш И.А., Николаевский В.Н. Механика Коссера для наук о Земле // Вычислительная механика сплошных сред. 2009. Т. 2. № 4. С. 44–66.
- Гарагаш И.А., Лобковский Л.И. Деформационные тектонические волны как возможный триггерный механизм активизации эмиссии метана в Арктике // Арктика: экология и экономика. 2021. Т. 11. № 1. С. 42–50.
- Гольдин С.В. Деструкция литосферы и физическая мезомеханика // Физическая мезомеханика. 2002. Т. 5. № 5. С. 5–22.
- Горбунова Е.А., Шерман С.И. Медленные деформационные волны в литосфере: фиксирование, параметры, геодинамический анализ (Центральная Азия) // Тихоокеан. геология. 2012. Т. 31. № 1. С. 18–25.
- Зуев Л.Б., Данилов В.И. Медленные автоволновые процессы при деформации твердых тел // Физическая мезомеханика. 2003. Т. 6. № 1. С. 75–94.
- Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Жигалкин В.М., Надежкин М.В. Наблюдение “медленных движений” в горных породах в лабораторных условиях // Прикладная механика и техническая физика. 2012. Т. 53. № 3. С. 184–188.
- Зыков В.С. Моделирование волновых процессов в возобудимых средах. М.: Наука. 1984. 168 с.
- Кафтан В.И. Анализ движений и деформаций земной поверхности по тринадцатилетним GPS-наблюдениям до и во время землетрясений Риджквест (июль 2019, США, Калифорния) // Вулканология и сейсмология. 2021. № 2. С. 29–38.
- Кафтан В.И., Татаринцев В.Н. Регистрация медленных деформационных волн по данным ГНСС-наблюдений // Докл. РАН. Науки о Земле. 2022. Т. 505. № 1. С. 95–102.
- Киссин И.Г. Гидрогеологические эффекты деформационных волн в земной коре // Геофизические исследования. 2008. Т. 9. № 1. С. 43–52.
- Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. Исследование уравнения диффузии, соединенной с возрастанием количества вещества, и его применение к одной биологической проблеме // Бюллетень МГУ. Серия А. 1937. № 6. С. 1–26.
- Конторова Т.А., Френкель Я.И. К теории пластической деформации и двойникования. I // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. Вып. 1. С. 89–95.
- Кузнецов И.В., Кейлис-Борок В.И. Взаимосвязь землетрясений Тихоокеанского сейсмического пояса // Докл. РАН. 1997. Т. 355. № 3. С. 389–393.

- Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика разломных зон осадочных бассейнов и процессы подготовки землетрясений // Прогноз землетрясений. № 11. М-Д: Дониш. 1989. С. 52–60.
- Кузьмин Ю.О. Деформационные автоволны в разломных зонах // Физика Земли. 2012. № 1. С. 3–19.
- Кузьмин Ю.О. Индуцированные деформации разломных зон // Физика Земли. 2019. № 5. С. 61–75.
- Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика и медленные деформационные волны // Физика Земли. 2020. № 4. С. 172–182.
- Кузьмин Ю.О. Современные объемные деформации разломных зон // Физика Земли. 2022. № 4. С. 3–18.
- Кузьмин Ю. О. Физические основы современной геодинамики // Геофизические процессы и биосфера. 2023а. Т. 22. № 2. С. 5–58.
- Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика индуцированных разломов // Геофизические процессы и биосфера. 2023б. Т. 22. № 3. С. 5–65.
- Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. М.: Наука. Физматлит. 1997. 496 с.
- Лобковский Л.И. Геодинамика зон спрединга, субдукции и двухъярусная тектоника плит. М.: Наука. 1988. 294 с.
- Лобковский Л.И. Возможный сейсмогенно-триггерный механизм резкой активизации эмиссии метана и потепления климата в Арктике // Арктика: экология и экономика. 2020. № 3 (39). С. 62–72.
- Лукк А.А., Нерсесов И.Л. Вариации во времени различных параметров сейсмотектонического процесса // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1982. № 3. С. 10–27.
- Лурсманашвили О.В. Временно-пространственное распределение сильных землетрясений Кавказа и возможность взаимосвязи землетрясений через пластические волны // Сообщ. АН Груз. ССР. 1977. Т. 87. № 3. С. 601–604.
- Люкэ Е.И., Ан В.А., Пасечник И.П. Обнаружение фронта тектонической глобальной волны при сейсмическом прослечивании Земли // Докл. АН СССР. 1988. Т. 301. № 3. С. 569–573.
- Макаров П.В. Эволюционная природа блочной организации геоматериалов и геосред. Универсальный критерий фрактальной делимости // Геология и геофизика. 2007. Т. 48. № 7. С. 724–746.
- Макаров П.В., Перышкин А.Ю. Моделирование “медленных движений” — автоволн неупругой деформации в пластичных и хрупких материалах и средах // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19. № 2. С. 30–46.
- Макаров П.В., Хон Ю.А. Автосолитонная концепция сейсмического процесса. Часть 1. Обоснование возможности генерации и распространения медленных деформационных автосолитонных возмущений в геосредах // Физическая мезомеханика. 2021. Т. 24. № 1. С. 5–17.
- Макаров П.В., Смолин И.Ю., Хон Ю.А., Еремин М.О., Бакеев Р.А., Перышкин А.Ю., Зимица В.А., Чирков А., Какбаева А.А., Ахметов А.Ж. Автосолитонная концепция сейсмического процесса. Часть 2. Численные исследования генерации и распространения медленных деформационных автосолитонных возмущений // Физическая мезомеханика. 2021. Т. 24. № 1. С. 18–36.
- Маламуд А.С., Николаевский В.Н. Циклы землетрясений и тектонические волны. Душанбе: Дониш. 1989. 142 с.
- Методы прогноза землетрясений. Их применение в Японии / Т. Асад (ред.). М.: Недра. 1984. 312 с.
- Митлин В.С., Николаевский В.Н. Нелинейная диффузия тектонических напряжений // Докл. АН СССР. 1990. Т. 315. № 5. С. 1093–1096.
- Михайлов Д.Н., Николаевский В.Н. Тектонические волны ротационного типа с излучением сейсмических сигналов // Физика Земли. 2000. № 11. С. 3–10.
- Невский М.В. Сверхдлиннопериодные волны деформаций на границах литосферных плит. Динамические процессы в геофизической среде. М.: Наука. 1994. С. 40–55.
- Невский М.В., Морозова Л.А., Журба М.Н. Эффект распространения длиннопериодных деформационных возмущений // Докл. АН СССР. 1987. Т. 296. № 5. С. 1090–1093.
- Невский М.В., Морозова Л.А., Фьюз Г.С. Длиннопериодные деформационные волны. Дискретные свойства геофизической среды. М.: Наука. 1989. С. 18–33.
- Невский М.В., Артамонов А.М., Ризниченко О.Ю. Волны деформации и энергетика сейсмичности // Докл. АН СССР. 1991. Т. 318. № 2. С. 316–320.
- Нерсесов И.Л., Лукк А.А., Журавлев В.И., Галаганов О.Н. О распространении деформационных волн в земной коре юга Средней Азии // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1990. № 5. С. 102–112.
- Николаевский В.Н. Механика геоматериалов и землетрясения. Итоги науки и техники. Мех. деформируемых тел. М.: ВИНТИ. 1983. Т. 15. С. 149–230.
- Николаевский В.Н. Математическое моделирование уединенных деформационных и сейсмических волн // Докл. РАН. 1995. Т. 341. № 3. С. 403–405.
- Николаевский В.Н. Геомеханика и флюидодинамика. М.: Недра. 1996. 447 с.
- Николаевский В.Н. Упруго-вязкие модели тектонических и сейсмических волн в литосфере // Физика Земли. 2008. № 6. С. 92–96.
- Николаевский В.Н. Геомеханика. Современные главы. М.: ИФЗ РАН. 2014. 484 с.
- Николаевский В.Н., Рамазанов Т.К. Теория быстрых тектонических волн // Прикладная математика и механика. 1985. Т. 49. Вып. 3. С. 462–469.
- Николаевский В.Н., Рамазанов Т.К. Генерация и распространение тектонических волн вдоль глубинных разломов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1986. № 10. С. 3–13.
- Новопашина А.В., Саньков В.А. Особенности миграции сейсмической активности сдвиговых разломных зон на примере границ Североамериканской и Тихоокеанской плит // Тихоокеанская геология. 2015. Т. 34. № 2. С. 67–81.

- Пустовитенко Б.Г., Поречнова Е.И. О процессах формирования очаговых зон сильных землетрясений // Геофизический журнал. 2008. Т. 30. № 5. С. 73–90.
- Рудаков В.П. Отображение гедеформационных процессов сезонной (годовой) периодичности в динамике поля подпочвенного радона // Докл. РАН. 1992. Т. 324. № 3. С. 558–561.
- Ружич В.В., Кочарян Г.Г., Левина Е.А. Оценка геодинамического влияния зон коллизии и субдукции на сеймотектонический режим Байкальского рифта // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7. № 3. С. 383–406.
- Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука. 1987. 100 с.
- Сапрыгин С.М., Василенко Н.Ф., Соловьев В.Н. Распространение волны тектонических напряжений по Евразийской плите в 1978–1983 гг. // Геология и геофизика. 1997. Т. 38. № 3. С. 701–709.
- Сидоров В.А., Кузьмин Ю.О. Пространственно-временные характеристики современной динамики геофизической среды сейсмоактивных и асейсмичных областей. Дискретные свойства геофизической среды. М.: Наука. 1989. С. 33–47.
- Спиртус В.Б. Исследование геосолитонов в Крымско-Черноморском регионе в моделях типа Фитцхью–Нагумо // Геофизический журн. 2008. Т. 30. № 5. С. 91–100.
- Спиртус В.Б. Возможности биофизических моделей типа Фитцхью–Нагумо в отображении двумерной миграции сейсмичности // Геофизический журн. 2010. Т. 32. № 1. С. 134–143.
- Степашко А.А. Структура литосферной мантии Сибирского кратона и сейсмодинамика деформационных волн в Байкальской сейсмической зоне // Геодинамика и тектонофизика. 2013. Т. 4. № 4. С. 387–415.
- Трофименко С.В., Быков В.Г., Гриб Н.Н. Проявления медленных деформационных волн в сейсмическом режиме и геофизических полях северной окраины Амурской плиты // Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9. № 2. С. 413–426.
- Фирстов П.П., Макаров Е.О., Глухова И.П. Особенности динамики подпочвенных газов перед Жупановским землетрясением 30.01.2016 г. с $M=7.2$ (Камчатка) // Докл. РАН. 2017. Т. 472. № 4. С. 462–465.
- Шерман С.И. Новые данные о закономерностях активизации разломов в Байкальской рифтовой системе и на сопредельной территории // Докл. РАН. 2007. Т. 415. № 1. С. 110–114.
- Шерман С.И. Деформационные волны как триггерный механизм сейсмической активности в сейсмических зонах континентальной литосферы // Геодинамика и тектонофизика. 2013. Т. 4. № 2. С. 83–117.
- Шерман С.И. Сейсмический процесс и прогноз землетрясений: тектонофизическая концепция. Новосибирск: изд-во “Гео”. 2014. 359 с.
- Шерман С.И., Горбунова Е.А. Волновая природа активизации разломов Центральной Азии на базе сейсмического мониторинга // Физическая мезомеханика. 2008. Т. 11. № 1. С. 115–122.
- Albarellero D., Bonafede M. Stress diffusion across laterally heterogeneous plates // Tectonophysics. 1990. V. 179. № 1–2. P. 121–130.
- Anderson D.L. Accelerated plate tectonics // Science. 1975. V. 187. P. 1077–1079.
- Andronov A.A., Chaikin C.E. Theory of Oscillations. New Jersey Princeton: Princeton University Press. 1949. 358 p.
- Bella F., Bella R., Biagi P.F., Della Monica G., Ermini A., Sgrigna V. Tilt measurements and seismicity in Central Italy over a period of approximately three years // Tectonophysics. 1987. V. 139. № 3–4. P. 333–338.
- Bella F., Biagi P.F., Caputo M., Della Monica G., Ermini A., Manjgaladze P., Sgrigna V., Zilpimian D. Very slow-moving crustal strain disturbances // Tectonophysics. 1990. V. 179. № 1–2. P. 131–139.
- Beroza G.C., Ide S. Slow earthquakes and nonvolcanic tremor // Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 2011. V. 39. P. 271–296.
- Bilham R.G., Beavan R.J. Strains and tilts on crustal blocks // Tectonophysics. 1979. V. 52. № 1–2. P. 121–138.
- Bird P. An updated digital model of plate boundaries // Geochem. Geophys. Geosys. 2003. V. 4. № 3. 1027. DOI:10.1029/2001GC000252
- Blot C. Earthquakes at depth beneath volcanoes, forerunners of their activities. Application to White Island, New Zealand // J. Volcanol. Geotherm. Res. 1981. V. 9. № 4. P. 277–291.
- Bott M.H.P., Dean D.S. Stress diffusion from plate boundaries // Nature. 1973. V. 243. № 5406. P. 339–341.
- Brace W.F., Byerlee J.D. Stick-slip as a mechanism for earthquakes // Science. 1966. V. 153. № 3739. P. 990–992.
- Braun O.M., Kivshar Yu.S. Nonlinear dynamics of the Frenkel-Kontorova model // Physics Reports. 1998. V. 306. P. 1–108.
- Brudzinski M.R., Allen R.M. Segmentation in episodic tremor and slip all along Cascadia // Geology. 2007. V. 35. № 19. P. 907–910.
- Bykov V.G. Stick-slip and strain waves in the physics of earthquake rupture: experiments and models // Acta Geophysica. 2008. V. 56. P. 270–285.
- Bykov V.G. Sine-Gordon equation and its application to tectonic stress transfer // Journal of Seismology. 2014. V. 18. № 3. P. 497–510.
- Bykov V.G., Trofimenko S.V. Slow strain waves in blocky geological media from GPS and seismological observations on the Amurian plate // Nonlin. Processes Geophys. 2016. V. 23. № 6. P. 467–475.
- Bykov V.G., Merkulova T.V., Andreeva M.Y. Stress transfer and migration of earthquakes from the Western Pacific subduction zone toward the Asian continent // Pure and Applied Geophysics. 2022. V. 179. № 11. P. 3931–3944.
- Bykov V.G., Merkulova T.V. Stress transfer and the impact of the India–Eurasia collision and the Western Pacific subduction on the geodynamics of the Asian continent // Open Journal of Earthquake Research. 2022. V. 11. № 4. P. 73–88.

- Caputo M. Which is the correct stress strain relation for the anelasticity of the Earth's interior? // *Geophys. J. R. astr. Soc.* 1979. V. 59. P. 227–230.
- Churikov V.A., Kuzmin Yu.O. Relation between deformation and seismicity in the active fault zone of Kamchatka, Russia // *Geophysical Journal International*. 1998. V. 133. P. 607–614.
- Dillon O.W. Waves in bars of mechanically unstable materials // *J. Appl. Mech.* 1966. V. 33. № 2. P. 267–274.
- Dragoni M., Bonafede M., Boschi E. Stress relaxation in the earth and seismic activity // *Riv. Nuovo Cim.* 1982. V. 5. № 2. P. 1–34.
- Elsasser W.M. Convection and stress propagation in the upper mantle. Princeton University. Tech. Rept. V. 5. June 15. 1967. 23 p.
- Elsasser W.M. Convection and stress propagation in the upper mantle / S.K. Runcorn (ed.). The application of modern physics to the Earth and planetary interiors. New York: Wiley. 1969. P. 223–246.
- Elsasser W.M. Two-layer model of upper-mantle circulation // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. № 20. P. 4744–4753.
- Gershenson N.I., Bykov V.G., Bambakidis G. Strain waves, earthquakes, slow earthquakes, and afterslip in the framework of the Frenkel-Kontorova model // *Phys. Rev.* 2009. E 79. P. 056601.
- Gershenson N.I., Bambakidis G. Model of deep nonvolcanic tremor part I: Ambient and triggered tremor // *Bulletin of the Seismological Society of America*. 2014. V. 104. № 4. P. 2073–2090.
- Gershenson N.I., Bambakidis G. Model of deep nonvolcanic tremor part II: Episodic tremor and slip // *Bulletin of the Seismological Society of America*. 2015. V. 105. № 2A. P. 816–830.
- Gershenson N.I., Bambakidis G., Hauser E., Ghosh A., Greager K.C. Episodic tremors and slip in Cascadia in the framework of the Frenkel-Kontorova model // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L01309.
- Harada M., Furuzawa T., Teraishi M., Ohya F. Temporal and spatial correlations of the strain field in tectonic active region, southern Kyusyu, Japan // *Journal of Geodynamics*. 2003. V. 35. № 4–5. P. 471–481.
- Ida Y. Slow-moving deformation pulses along tectonic faults // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1974. V. 9. P. 328–337.
- Imamura A. On the chronic block-movements in the Kyoto-Osaka district // *Japanese Journal of Astronomy and Geophysics*. 1930. V. 7. № 3. P. 93–101.
- Imamura A. On the northward movement of crustal deformation along the western boundary of the Kwanto plain // *Proc. Imp. Acad. Jap.* 1931. V. 7. P. 315–318.
- Isacks B., Oliver J., Sykes L.R. Seismology and new global tectonics // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73. № 18. P. 5855–5899.
- Ishii H., Sato T., Tachibana K., Hashimoto K., Murakami E., Mishina M., Miura S., Sato K., Takagi A. Crustal strain, crustal stress and microearthquake activity in the northeastern Japan arc // *Tectonophysics*. 1983. V. 97. № 1–4. P. 217–230.
- Ishii H., Sato T., Takagi A. Characteristics of strain migration in the northeastern Japanese Arc (I) – Propagation characteristics // *Sci. Rep. Tohoku Univ.* 1978. Ser. 5. Geophysics. V. 25. № 2. P. 83–90.
- Ishii H., Sato T., Takagi A. Characteristics of strain migration in the northeastern Japanese arc (II) – Amplitude characteristics // *Journal of the Geodetic Society of Japan*. 1980. V. 26. № 1. P. 17–25.
- Ito T., Hashimoto M. Migrating crustal deformation from GEONET observations // *EOS. Transactions, American Geophysical Union. Fall Meeting*. 2001. V. 82. № 47. P. F265–F265. abstract G31A-0122.
- Johnston M.J.S., Linde A.T. Implications of crustal strain during conventional, slow, and silent earthquakes. *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology* / W.H.K Lee, H. Kanamori, P.C. Jennings, C. Kisslinger (eds.). Academic Press. 2002. V. 81. Part A. P. 589–605.
- Kaftan V., Melnikov A. Migration of Earth Surface Deformation as a Large Earthquake Trigger / Kocharyan G., Lyakhov A. (eds.). *Trigger Effects in Geosystems. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences*. Springer. Cham. P. 71–78.
- Kasahara K. Earthquake fault studies in Japan // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*. 1973. V. 274. P. 287–296.
- Kasahara K. Migration of crustal deformation // *Tectonophysics*. 1979. V. 52. № 1–4. P. 329–341.
- Kato A., Obara K., Igarashi T., Tsuruoka H., Nakagawa S., Hirata N. Propagation of slow slip leading up to the 2011 Mw 9.0 Tohoku-Oki earthquake // *Science*. 2012. V. 335. P. 705–708.
- Kenig M.J., Dillon O.W. Shock waves produced by small stress increments in annealed aluminum // *J. Appl. Mech.* 1966. V. 33. № 4. P. 907–916.
- King C.-Y., Nason R.D., Tocher D. Kinematics of fault creep // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*. 1973. V. 274. P. 355–360.
- Kreemer C., Blewitt G., Klein E.C. A geodetic plate motion and global strain rate model // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2014. V. 15. № 10. P. 3849–3889.
- Lee W.H.K., Celebi M., Todorovska M.I., Igel H. Bulletin of the Seismological Society of America, Special Issue: Supplement. Rotational seismology and engineering applications. 2009. V. 99. 1486 p.
- Lehner F.K., Li V.C., Rice J.R. Stress diffusion along rupturing boundaries // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. № B7. P. 6155–6169.
- Levina E.A., Ruzhich V.V. The seismicity migration study based on space-time diagrams // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2015. V. 6. № 2. P. 225–240.
- Liu H.-P., Anderson D.L., Kanamori H. Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1976. V. 47. P. 41–58.
- Liu M., Stein S., Wang H. 2000 years of migrating earthquakes in North China: How earthquakes in midcontinents differ from those at plate boundaries // *Lithosphere*. 2011. V. 3. P. 128–132.

- Lobkovsky L.* Seismogenic-triggering mechanism of gas emission activations on the Arctic Shelf and associated phases of abrupt warming // *Geosciences*. 2020. V. 10. P. 428.
- Lobkovsky L.I., Baranov A.A., Ramazanov M.M., Vladimirova I.S., Gabsatov Y.V., Semiletov I.P., Alekseev D.A.* Trigger Mechanisms of Gas Hydrate Decomposition, Methane Emissions, and Glacier Breakups in Polar Regions as a Result of Tectonic Wave Deformation. *Geosciences*. 2022. V. 12. P. 372.
- Lowry A.R.* Resonant slow fault slip in subduction zones forced by climatic load stress // *Nature*. 2006. V. 442. P. 802–805.
- Lu D.* Stress wave, motion of strain wave and slow earthquake // *Scientia Sinica*. 1980. V. 23. № 11. P. 1428–1434.
- Malin P.E., Alvarez M.G.* Stress diffusion along the San Andreas fault at Parkfield, California // *Science*. 1992. V. 256. P. 1005–1007.
- McLaughlin D., Scott A.C.* Perturbation analysis of fluxon dynamics // *Phys. Rev. A*. 1978. V. 18. № 4. P. 1652–1680.
- McReynolds A.W.* Plastic deformation waves in aluminum // *Transactions of the Amer. Inst. of Mining and Metallurgical Engineers*. 1949. V. 185. № 1. P. 32–45.
- Melosh H.J.* Nonlinear stress propagation in the Earth's upper mantle // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81. № 32. P. 5621–5632.
- Milyukov V., Mironov A., Kravchuk V., Amoroso A., Crescentini L.* Global deformations of the Eurasian plate and variations of the Earth rotation rate // *Journal of Geodynamics*. 2013. V. 67. P. 97–105.
- Mino K.* Migration of great earthquake along the subduction zone, of Japan Archipelago. *Journal of the Seismological Society of Japan*. 1988. V. 41 (3). P. 375–380 (in Japanese with English abstract).
- Miura S., Ishii H., Takagi A.* Migration of vertical deformations and coupling of island arc plate and subducting plate. *Slow Deformation and Transmission of Stress in the Earth / Cohen S.C., Vaníček P. (eds.). Washington. American Geophysical Union. D. C. Geophysical Monograph Series*. 1989. V. 49. P. 125–138.
- Mogi K.* Migration of seismic activity // *Bulletin of the Earthquake Research Institute*. 1968. V. 46. P. 53–74.
- Molchanov O.A., Uyeda S.* Upward migration of earthquake hypocenters in Japan, Kurile-Kamchatka and Sunda subduction zones // *Phys. Chem. Earth*. 2009. V. 34. № 6-7. P. 423–430.
- Nason R.D.* Preliminary instrumental measurements of fault creep slippage on the San Andreas fault, California // *Earthquake Notes. E.S.S.A.* 1969. V. 40. № 1. P. 6–10.
- Nielsen S., Taddeucci J., Vinciguerra S.* Experimental observation of stick-slip instability fronts // *Geophys. J. Int.* 2010. V. 180. P. 697–702.
- Nikolaevskiy V.N.* Tectonic stress migration as nonlinear wave process along earth crust faults. *Proceed. of 4th Inter. Workshop on Localization and Bifurcation Theory for Soils and Rocks, Gifu, Japan, 28 Sept. – 2 Oct. 1997 / Adachi T., Oka F., Yashima A. (eds.). Rotterdam: A.A. Balkema*. 1998. P. 137–142.
- Novopashina A.V., Lukhneva O.F.* Methodical approach to isolation of seismic activity migration episodes of the north-eastern Baikal rift system (Russia) // *Episodes*. 2020. V. 43. № 4. P. 947–959.
- Novopashina, A.V., Lukhneva O.F.* The propagation velocity of seismic activity migrating along the directions of the geodynamic forces prevailing in the northeastern Baikal rift system, Russia // *Annals of Geophysics*. 2021. V. 64. № 4. SE436.
- Obara K.* Nonvolcanic deep tremor associated with subduction in southwest Japan // *Science*. 2002. V. 296. P. 1679–1681.
- Ohnaka M.* *The Physics of Rock Failure and Earthquakes*. New York: Cambridge University Press. 2013. 270 p.
- Peyrard M., Kruskal M.D.* Kink dynamics in the highly discrete sine-Gordon system // *Physica. D. Nonlinear Phenomena*. 1984. V. 14. № 1. P. 88–102.
- Pollitz F.F., Bürgmann R., Romanowicz B.* Viscosity of oceanic asthenosphere inferred from remote triggering of earthquakes // *Science*. 1998. V. 280. № 5367. P. 1245–1249.
- Press F., Allen C.* Patterns of seismic release in the southern California region // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. № 4. P. 6421–6430.
- Reuveni Y., Kedar S., Moore A., Webb F.* Analyzing slip events along the Cascadia margin using an improved subdaily GPS analysis strategy // *Geophys. J. Int.* 2014. V. 198. P. 1269–1278.
- Rice J.R.* The mechanics of earthquake rupture, in *Physics of the Earth's Interior / Dziewonski A.M., Boschi E. (eds.). Amsterdam: Italian Physical Society. North-Holland*. 1980. P. 555–649.
- Richter E.F.* *Elementary seismology*. San Francisco: W.H. Freeman. 1958. 768 p.
- Rydelek P.A., Sacks I.S.* Asthenospheric viscosity and stress diffusion: a mechanism to explain correlated earthquakes and surface deformations in NE Japan // *Geophys. J. Int.* 1990. V. 100. P. 39–58.
- Rydelek P.A., Sacks I.S.* Asthenospheric viscosity inferred from correlated land-sea earthquakes in northeast Japan // *Nature*. 1988. V. 336. P. 234–237.
- Sanders C.O.* Interaction of the San Jacinto and San Andreas Fault Zones, Southern California: Triggered Earthquake Migration and Coupled Recurrence Intervals // *Science*. 1993. V. 260. P. 973–976.
- Sato K.* Numerical experiments on strain migration // *J. Geod. Soc. Japan*. 1989. V. 35. № 1. P. 27–36. (in Japanese with English abstract).
- Savage J.C.* A theory of creep waves propagating along a transform fault // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. № 8. P. 1954–1966.
- Scholz C.H.* A physical interpretation of the Haicheng earthquake prediction // *Nature*. 1977. V. 267. P. 121–124.

- Scholz C., Molnar P., Johnston T.* Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. № 32. P. 6392–6406.
- Schwartz S.Y., Rokosky J.M.* Slow slip events and seismic tremor at Circum-Pacific subduction zones // *Rev. Geophys.* 2007. V. 45. RG3004. P. 1–32.
- Scott A.C.* The Nonlinear Universe. Chaos, Emergence, Life. New York, Berlin Heidelberg: Springer. 2007. 365 p.
- Shelly D.R., Beroza G.C., Ide S.* Non-volcanic tremor and low-frequency earthquake swarms // *Nature*. 2007. V. 446. P. 305–307.
- Stein R.S., Barka A.A., Dieterich J.H.* Progressive failure on the North Anatolian fault since 1939 by earthquake stress triggering // *Geophys. J. Int.* 1997. V. 128. № 3. P. 594–604.
- Takahashi K., Seno T.* Diffusion of crustal deformation from disturbances arising at plate boundaries – a case of the detachment beneath the Izu Peninsula, central Honshu, Japan // *Earth Planets Space*. 2005. V. 57. P. 935–941.
- Teisseyre R., Takeo M., Majewski E.* Earthquake Source Asymmetry, Structural Media and Rotation Effects. Berlin: Springer Verlag. 2006. 582 p.
- Trofimenko S.V., Bykov V.G., Merkulova T.V.* Space-time model for migration of weak earthquakes along the northern boundary of the Amurian microplate // *Journal of Seismology*. 2017. V. 21. № 2. P. 277–286.
- Wang S., Zhang Z.* Plastic-flow waves (“slow-waves”) and seismic activity in Central-Eastern Asia // *Earthquake Research in China*. 2005. V. 19. № 1. P. 74–85.
- Yoshida A.* Migration of seismic activity along interplate seismic belts in the Japanese Islands // *Tectonophysics*. 1988. V. 145. № 1–2. P. 87–99.
- Yoshioka S., Matsuoka Y., Ide S.* Spatiotemporal slip distributions of three long-term slow slip events beneath the Bungo Channel, southwest Japan, inferred from inversion analyses of GPS data // *Geophys. J. Int.* 2015. V. 201. № 3. P. 1437–1455.
- Žalohar J.* The Omega-Theory: A New Physics of Earthquakes. Elsevier 2018. 558 p.
- Zhao G., Yao L.* Earthquake migration in East Asia mainland (I) – the migration of huge earthquakes and volcanic activity from West Pacific trench to the Chinese mainland // *Acta Seismologica Sinica*. 1995. V. 8. № 4. P. 541–549.
- Zhao G., Wu Z., Liu J.* The types, characteristics and mechanism of seismic migration // *Journal of Geomechanics*. 2020. V. 26. P. 13–32. (in Chinese with English abstract).

Slow Strain Waves in Geophysics

V. G. Bykov^{a,*} and Yu. O. Kuzmin^{b,**}

^a*Kosygin Institute of Tectonics and Geophysics, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences, Khabarovsk, 680000 Russia*

^b*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

*e-mail: bykov@itig.as.khb.ru

**e-mail: kuzmin@ifz.ru

Received May 12, 2024

revised May 26, 2024

accepted May 28, 2024

Abstract – For fifty years, scientists from different countries in different regions of the Earth, using direct and indirect methods, discovered the migration of crustal deformation and earthquakes, and revealed its wave nature, and therefore proved the reality of the existence of slow strain waves in the Earth. This review presents a brief history of the development of the concept of strain waves in the Earth, the observation methods and properties of strain waves, and main types of the geological structures generating these waves, as well as the most prominent results of the theoretical, laboratory, and in-situ observations of slow strain migration.

Keywords: earthquake migration, strain waves, lithosphere, sine-Gordon equation, solitary waves, autowaves, stick-slip

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЛИТОСФЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

© 2024 г. Н. Г. Мазур¹, В. А. Пилипенко^{1,2, *}, Е. Н. Федоров¹

¹Институт физики Земли РАН, г. Москва, Россия

²Геофизический Центр РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: pilipenko_va@mail.ru

Поступила в редакцию 17.10.2023 г.

После доработки 26.03.2024 г.

Принята к публикации 27.03.2024 г.

Одной из ключевых проблем при поиске электромагнитных предвестников землетрясений является возможность разделения магнитосферных и сейсмогенных возмущений. Здесь мы приводим результаты модели, которая позволяет численно рассчитать низкочастотные поля на земной поверхности, создаваемые подземным горизонтальным током конечной длины. Эта модель имитирует появление механо-электрических преобразователей при подвижках вдоль разлома на заключительной фазе подготовки землетрясения. Проведенные расчеты показывают несколько характерных особенностей поля подземного источника по сравнению с полем ионосферных возмущений. Если в магнитном поле ионосферного возмущения вертикальная компонента B_z мала по сравнению с горизонтальной $B_\perp$, то для подземного источника $|B_z| > |B_\perp|$ вблизи источника. Для ионосферных источников кажущийся импеданс, т.е. отношение $\mu_0 |\mathbf{E}_\perp| / |\mathbf{B}_\perp|$, совпадает с поверхностным импедансом Земли Z_g , в то время как импеданс возмущений, возбуждаемых литосферным источником, может в окрестности источника на порядок превышать Z_g . Встречается утверждение, что подземный источник может возбуждать вертикальное электрическое поле E_z значительной величины. Причина этого связывается с условием непрерывности вертикального тока на границе Земля–атмосфера, которая тем самым оказывается мощным “усилителем” поля с коэффициентом порядка отношения комплексных проводимостей земной коры и воздуха. Расчеты показывают, что эти представления оказываются неверными, и вертикальная компонента E_z на земной поверхности имеет такой же порядок величины, что и горизонтальная компонента $E_\perp$. Были предложены использовать градиентные измерения с малой базой, которые подавляли бы вклад крупномасштабных возмущений ионосферного происхождения. Расчет структуры поля показал, что амплитудно-фазовые градиенты в окрестности подземного источника сильно неоднородны и могут дать неоднозначные результаты.

Ключевые слова: электромагнитные предвестники землетрясений, УНЧ излучения, подземный источник.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060021>, **EDN:** RGXVYB

ВВЕДЕНИЕ: НАБЛЮДЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ УНЧ ПОЛЕЙ СЕЙСМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Одной из актуальных тем современной геофизики является разработка физических основ оперативного (с горизонтом дни–недели) метода прогноза землетрясений на основе аномальных возмущений электромагнитных полей, который дополнил бы стандартные сейсмические методы [Шуман, 2007; Богданов, Павлович, 2008]. В настоящее время представляется перспективным мониторинг ультранизкочастотных

(УНЧ) широкополосных излучений и импульсов (0.01–10 Гц), источником которых являются динамические процессы в очагах землетрясений [Попов и др., 1994]. Такими процессами могут быть трещинообразование в земной коре [Мастов, Ласуков, 1989], иррегулярное течение поровых флюидов [Fedorov et al., 2001], акустические импульсы раскрывающихся трещин [Сурков, 1997]. Однако оценки суммарных УНЧ электромагнитных полей, генерируемых системой случайно ориентированных трещин, показали, что статистический эффект такого

ансамбля микроизлучателей вдали от очага слишком мал [Surkov, Nayaakawa, 2006]. В то же время возможно формирование крупномасштабных токовых систем при подвижках горной среды по разломам при активизации сейсмической активности [Гохберг и др., 1985; Гульельми, Левшенко, 1997]. Такие подвижки можно было бы отслеживать путем регистрации УНЧ импульсов и шумов на земной поверхности [Наумов, 1999; Losseva, Nemchinov, 2005].

Однако ситуация с электромагнитными УНЧ предвестниками остается до сих пор неоднозначной, и высказываются сомнения в достоверности связи обнаруженных УНЧ аномалий с землетрясениями [Thomas et al., 2009; Masci, Thomas, 2015]. Основные сомнения вызывает неубедительность дискриминации сигналов от гипотетических литосферных источников и возмущений от ионосферных токов.

Амплитуда возможных электромагнитных помех, вызванных сейсмической активностью, по-видимому, невелика. Поэтому для уверенной дискриминации сейсмогенных возмущений необходима разработка специальных методов регистрации и анализа данных. Для оценки необходимой интенсивности сейсмического источника аномального излучения, которое могло бы быть обнаружено на земной поверхности, необходимо смоделировать пространственную структуру поля, создаваемого крупномасштабным излучателем сейсмической природы. Теоретическое моделирование позволило бы отбросить нереалистичные физические механизмы — иначе случайные совпадения могут быть восприняты как экспериментальные доказательства. Кроме того, моделирование могло бы подсказать, какие специфические особенности сигналов от подземного излучателя стоит использовать для их дискриминации.

В данной работе предлагается модель, позволяющая численно рассчитывать УНЧ поля от подземного линейного тока конечной длины во всей системе Земля—атмосфера. С помощью моделирования мы попытались дать ответ на следующие вопросы:

— Какова связь между амплитудами электромагнитных возмущений на земле и величиной подземного тока?

— Каков кажущийся импеданс, т.е. отношение между горизонтальными электрической и магнитной компонентами $\mu_0 |\mathbf{E}_\perp|/|\mathbf{B}_\perp|$, для сигнала от подземного источника?

— Каково соотношение вертикальных и горизонтальных составляющих возмущения электромагнитного поля?

— Можно ли по картине горизонтальных магнитных возмущений на земле локализовать “эпицентр” подземного излучателя?

— Каких амплитудно-фазовых градиентов следует ожидать от литосферного источника?

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ПОДЗЕМНОГО ТОКОВОГО ИСТОЧНИКА

Мы используем модель, которая позволяет численно рассчитать УНЧ поля на земной поверхности, создаваемые подземным линейным током конечной длины. Численная модель основана на математическом формализме, разработанном в работе [Федоров и др., 2022] для горизонтально-слоистых сред. Ось z декартовой системы координат направлена вертикально вверх ($z=0$ на поверхности Земли), а ось x — на восток и ось y — на север (рис. 1). Для простоты принимается, что геомагнитное поле вертикально, т.е. его наклонение $I=90^\circ$. Атмосферная проводимость вблизи земной поверхности принимается равной $\sigma_a=10^{-14}$ См/м и не меняется по высоте. Таким образом, фактически рассматривается двухслойная модель Земля—атмосфера.

Нестационарный линейный ток расположен на глубине $z=-h$ под поверхностью в однородной Земле с проводимостью σ_g и направлен вдоль оси x . Задача состоит в нахождении электромагнитного поля $\mathbf{B}(x, y, z, t)$ и $\mathbf{E}(x, y, z, t)$ на границе Земля—атмосфера, возбуждаемого подземным гармоническим источником $J(t)=J_0 \exp(-i\omega t)$. Механо-электрические преобразования в земной коре генерируют заданный ток $J(t)$, который затем замыкается токами проводимости в земной коре и частично просачивается в атмосферу. Эта система осциллирующих токов создает электромагнитное поле в атмосфере и земной коре, которое и определяется с помощью численной модели. Эта модель была использована в работе [Мазур и др., 2024], в которой рассматривался вопрос о том, может ли излучение гипотетического источника в очаге землетрясения быть ответственным за “предвестниковые” УНЧ сигналы, регистрируемые на низкоорбитальных спутниках.

Для нахождения электромагнитного поля тока конечной длины L можно использовать результаты, полученные для горизонтального

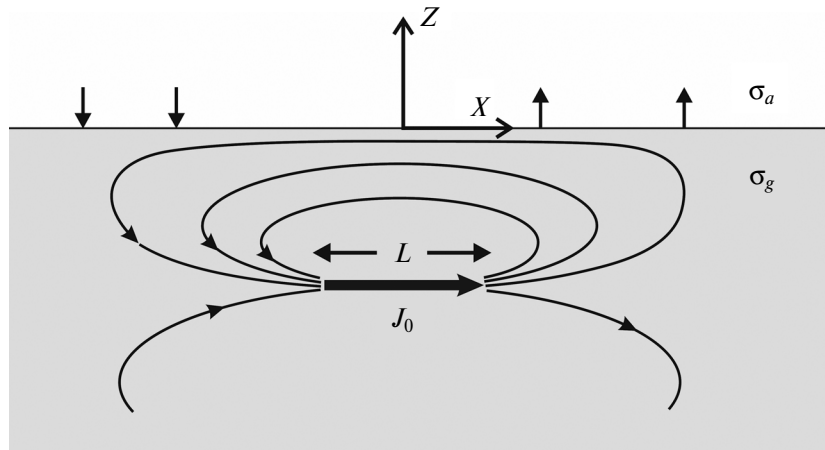


Рис. 1. Схема модели для численного расчета УНЧ поля на земной поверхности, создаваемого подземным горизонтальным током конечной длины.

токового диполя $\mathbf{j}_\perp = j_x \hat{\mathbf{x}} = M_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z-h) \hat{\mathbf{x}}$, где $M_0 = J_0 L$ — токовый момент. С этой целью достаточно расположить большое число диполей плотно вдоль линии тока и численно просуммировать создаваемые ими поля. Численная модель дает решение уравнений Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (-i\omega \hat{\mathbf{e}} \mathbf{E} + \mathbf{j}), \quad \nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (1)$$

с током источника $\mathbf{j}$. Здесь $\hat{\mathbf{e}} = \epsilon_0 \hat{\mathbf{e}}_r$, где $\hat{\mathbf{e}}_r$ — тензор относительной диэлектрической проницаемости; ϵ_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума. Диагональные элементы тензора $\hat{\mathbf{e}}_r$ равны $\epsilon_r = \text{Re} \epsilon_r + i\sigma / (\omega \epsilon_0)$, где σ — проводимость среды, а его недиагональные элементы равны нулю.

При решении задачи использовано представление электромагнитного поля через потенциалы, при этом сторонний ток и возбуждаемые им поля разбиваются на потенциальную и вихревую составляющие. Полная задача, очевидно, лишена осевой симметрии, тогда как потенциальная и вихревая составляющие в отдельности такой симметрией обладают. Это позволяет разделить переменные с помощью преобразования Ганкеля и прийти к краевой задаче для системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

Рассчитанные компоненты поля соответствуют току источника $J_0 = 1$ А с длиной $L = 20$ км, находящимся на глубине 20 км ($h = -20$ км). Проводимость Земли $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м, и $\text{Re} \epsilon_g = 10$. Для учета нестационарности источника предполагается, что ток осциллирует с частотой $f = 0.1$ Гц, чему соответствует скин-длина $\delta_g = 50$ км.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ СЕЙСМОГЕННЫМ ТОКОМ

Для оценки электромагнитного отклика на земной поверхности обычно использовались аналитические решения задачи о поле заглубленного диполя [Бурсиан, 1972; Honkura and Kuwata, 1993]. Однако в реальных условиях длина разлома, а значит и масштаб гипотетического сейсмогенного тока, может достигать нескольких десятков километров. Поэтому модель точечного диполя не позволяет получить корректную оценку.

Характерные особенности электромагнитного поля подземного источника конечной длины можно увидеть из рис. 2 и рис. 3, на которых показано пространственное распределение горизонтальной и вертикальной магнитной и электрической составляющих на земной поверхности ($z=0$) в направлении (а) вдоль тока (ось x) и (б) поперек него (ось y).

Пространственная структура амплитуд горизонтальной $|B_y(x, y)|$ и вертикальной $|B_z(0, y)|$ магнитных компонент представлена на рис. 2. В рассматриваемой двухслойной модели из-за симметрии в направлении вдоль тока ($y=0$) имеем $B_x=0$ и $B_z=0$, а поперек тока ($x=0$) — $B_x=0$. Максимальной величины ~ 2 пТл магнитное поле достигает непосредственно над токовым источником при $x=0$ (рис. 2а). Можно показать, что компонента $B_y(x)$ на больших расстояниях ($x > 200$ км) затухает по степенному закону $|B_y(x, 0)| \sim x^{-3}$. Для направления поперек тока источника ($x=0$) компонента $B_y(y)$

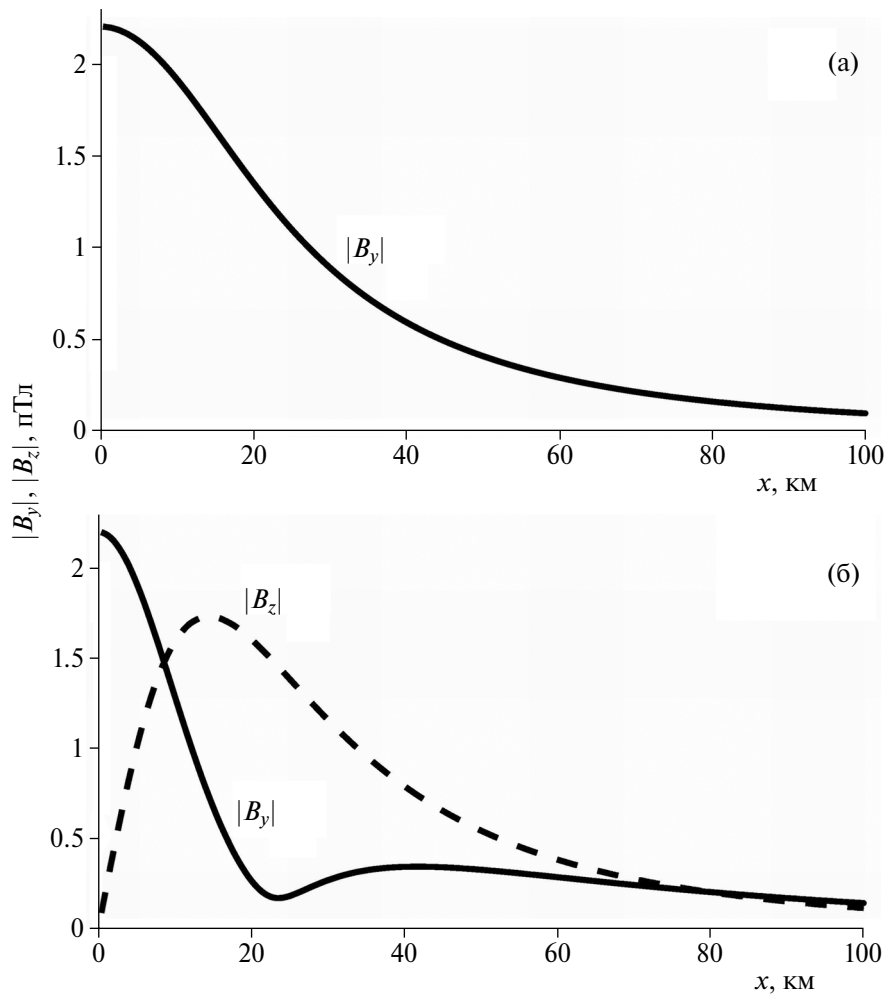


Рис. 2. Пространственное распределение горизонтальной и вертикальной магнитных составляющих на земной поверхности ($z=0$) в направлении вдоль тока (ось x) – (а) и поперек него (ось y) – (б). Параметры источника и среды: $h=-20$ км, $L=20$ км, $J_0=1$ А, $f=0.1$ Гц, $\sigma_g=10^{-3}$ См/м.

вдали от источника затухает по мере удаления по тому же закону (рис. 2б).

Пространственная структура амплитуд вертикальной $|E_z(x,0)|$ и горизонтальной $|E_x(x,y)|$ компонент электрического поля на поверхности Земли показана на рис. 3. Вдоль тока ($y=0$) из-за симметрии составляющая $E_y=0$ и не показана (рис. 3а). Аналогично, не показаны компоненты $E_y=E_z=0$ для направления поперек тока ($x=0$). Максимальная величина горизонтальной компоненты достигает ~ 0.3 мкВ/м над источником. Амплитуда компоненты $|E_x(x,0)|$ на больших расстояниях ($x > 200$ км) затухает по степенному закону $\propto x^{-3}$.

Локальные минимумы магнитного поля $B_y(0,y)$ при $y \sim 22$ км и электрического поля $E_x(x,0)$ при $x \sim 18$ км обсуждаются в последующих разделах.

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ВЕРТИКАЛЬНОЙ И ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТАМИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Соотношение между вертикальной и горизонтальной магнитными компонентами можно видеть на рис. 2б. Величина вертикальной компоненты $|B_z(y)|$ над источником проходит через нуль и достигает максимума ~ 1.8 пТл на расстоянии ~ 18 км. Расчеты показывают характерную особенность поля подземного источника по сравнению с полем падающих сверху магнитосферно-ионосферных возмущений. При типичных масштабах этих возмущений и проводимости подстилающей земной поверхности их вертикальная составляющая мала по сравнению с горизонтальной: $|B_z|/|B_\perp| \sim \delta_g/\lambda \ll 1$, где λ – горизонтальный масштаб возмущения [Pilipenko et al., 1998]. Структура же поля подземного источника такова, что

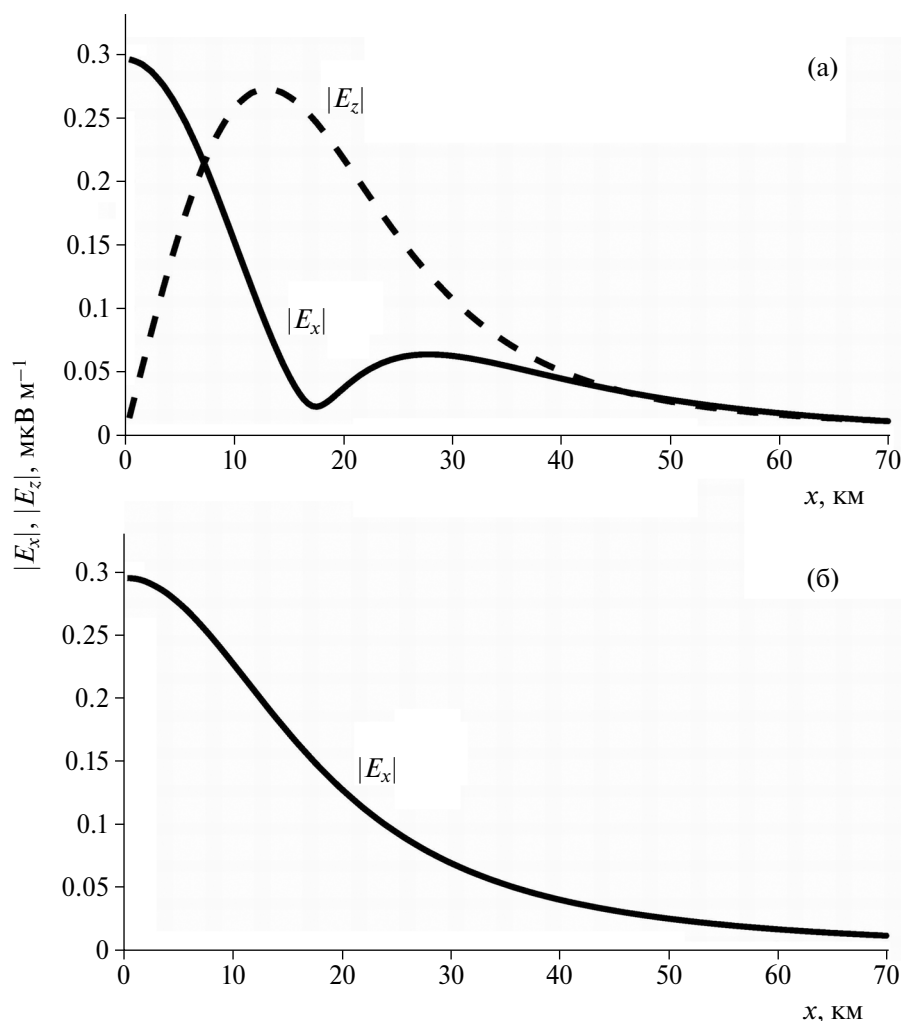


Рис. 3. Пространственное распределение горизонтальной и вертикальной составляющих электрического поля возмущения на земной поверхности ($z=0$) в направлении вдоль тока (ось x) – (а) и поперек него (ось y) – (б). Параметры источника и среды те же, что на рис. 2.

вблизи источника на удалении 10–60 км $|B_z| > |B_y|$ (рис. 2б). Эту особенность пытались использовать для выделения сейсмогенных сигналов перед сильными землетрясениями [Nobara et al., 2004; Li et al., 2011; Kanata et al., 2014]. Однако как показывают расчеты, эта особенность поляризации структуры магнитного поля проявляется только в окрестности источника, а на удалении $|y| > 80$ км ситуация меняется: структура поля становится подобной полю ионосферных источников с $|B_z| < |B_y|$.

КАЖУЩИЙСЯ ИМПЕДАНС ПОЛЯ ПОДЗЕМНОГО ИСТОЧНИКА

Укажем на еще одну особенность, которую можно использовать для разделения магнитосферных и сейсмогенных возмущений:

соотношение между кажущимся импедансом (отношение спектральных амплитуд горизонтальных электрической $E_{\perp}$ и магнитной $B_{\perp}$ компонент) и поверхностным импедансом Земли $Z_g(\omega) = \sqrt{-i\omega\mu_0/\sigma_g}$ [Pilipenko et al., 2005]. Амплитуда кажущегося импеданса сейсмогенных возмущений на частоте 0.1 Гц, рассчитанная по модельным значениям магнитного и электро-теллурического полей $|Z_{xy}| = \mu_0 |E_x/B_y|$, представлена на рис. 4.

Для магнитосферных источников кажущийся импеданс практически для всех реальных условий совпадает с поверхностным импедансом Земли Z_g . Напротив, для подземного источника кажущийся импеданс наземного отклика почти на порядок может превышать поверхностный импеданс, который для заданной частоты и проводимости составляет $Z_g = 0.028$ Ом. Однако на

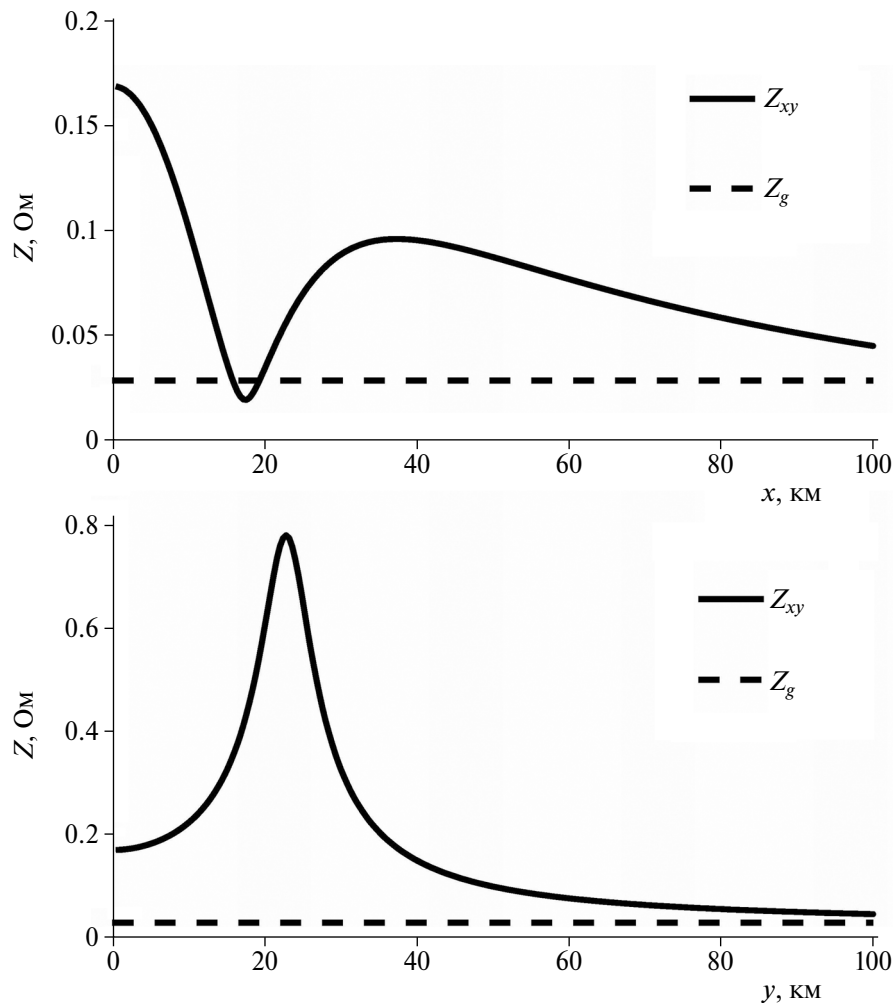


Рис. 4. Пространственное распределение кажущегося импеданса $|Z_{xy}| = \mu_0 |E_x/B_y|$ сейсмогенных возмущений на частоте 0.1 Гц в направлении вдоль тока (верхняя панель) и поперек него (нижняя панель). Импеданс Земли $Z_g = 0.028$ Ом показан штриховой линией. Параметры источника и среды те же, что на рис. 2.

значительном удалении от источника (> 90 км) кажущийся импеданс возмущения стремится к Z_g . Таким образом, определение импеданса зарегистрированных возмущений при синхронных электротеллурических и геомагнитных наблюдениях могло бы эффективно выделять возмущения от близких сейсмогенных источников.

ВЕРТИКАЛЬНАЯ КОМПОНЕНТА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В геофизической литературе часто встречается утверждение, что подземный источник создает на поверхности вертикальное электрическое поле E_z значительной величины [Finkelstein, Powell, 1970]. Причина этого связывается с условием непрерывности вертикального тока на границе Земля–атмосфера, при этом скачок E_z оценивается из соотношения

$\tilde{\sigma}_a E_z(z=+0) = \sigma_g E_z(z=-0)$, где комплексная проводимость с учетом тока смещения $\tilde{\sigma} = \sigma - i\omega\epsilon_0$.

Авторы работы [Алексеев, Аксенов, 2003] утверждают, что из-за непрерывности вертикального тока земная поверхность является мощным “усилителем” вертикального электрического поля. В качестве коэффициента такого усиления дается отношением проводимостей земной коры и воздуха в приземном слое атмосферы $|\sigma_g/\tilde{\sigma}_a| \gg 1$. Поэтому авторы предложили для наблюдения за ростом напряжения в земной коре в процессе подготовки землетрясения вести мониторинг E_z . По расчетам авторов при горизонтальном теллурическом поле $|E_\perp| \sim 10$ мВ/м, величина E_z должна достигать $\sim 10^3$ В/м. Тем более, что возмущения E_z , создаваемые ионосферными УНЧ источниками,

малы [Pilipenko et al., 2021]. Поскольку этот вопрос имеет принципиальное значение для стратегии поиска и выделения сейсмо-электромагнитных эффектов, уделим ему особое внимание.

Наше моделирование показало, что представление о границе раздела Земля–атмосфера как “усилителе” E_z неверно. Вертикальный ток, текущий из глубины земной коры, приближаясь к границе Земля–атмосфера, резко отклоняется в сторону, т.к. “не хочет” течь в плохо проводящую атмосферу. В результате значительная часть тока отклоняется в горизонтальном направлении, и только малая часть вертикального тока ($\sim \omega \epsilon_0 / \sigma_g$) просачивается в атмосферу. И хотя компонента E_z , связанная с этим током, испытывает скачок на границе, но в общей структуре поля вертикальное поле в воздухе над поверхностью Земли оказывается по величине примерно таким же, как и горизонтальное теллурическое поле.

Как видно на рис. 3а, максимальная амплитуда вертикальной составляющей оказывается примерно равной амплитуде горизонтальной составляющей $\max E_z(x) \sim \max E_x(x) \sim 0.3$ мкВ/м. При этом подземный источник создает максимальное магнитное возмущение ~ 2 пТл (рис. 2). Для ожидаемых сейсмо-магнитных возмущений с амплитудами ~ 2 нТл, возмущение электрического поля должно быть $E_z \sim E_x \sim 0.3$ мВ/м. Горизонтальная компонента такого порядка величины может быть измерена на протяженной

дипольной установке. Однако зарегистрировать вертикальное поле такой величины нереально, т.к. уровень шума при измерениях вертикального электрического поля имеет порядок нескольких В/м.

ВЕКТОРНОЕ ПОЛЕ ВОЗМУЩЕНИЯ И ЛОКАЦИЯ ЭПИЦЕНТРА ИЗЛУЧЕНИЯ

Структуру токов литосферного источника вблизи земной поверхности можно представить по двумерной картине нормированных векторов горизонтального электрического поля (рис. 5). Над источником (серая полоса) преобладают токи, которые замыкают вытекающие и втекающие из концов источника токи. Вдали же от источника преобладают токи растекания, направленные в обратную сторону. В результате, при удалении на ~ 20 км вдоль оси x токи меняют направление. Там, где электрическое поле меняет знак, амплитуда проходит через минимум, и образуется максимальный градиент. Эта особенность структуры поля отмечалась ранее при рассмотрении рис. 2б и рис. 3а.

Магнитный эффект на поверхности земли создается совместно током источника и токами растекания в земле. Мгновенный снимок пространственной структуры вектора горизонтального магнитного возмущения $\mathbf{B}_\perp$ представлен на рис. 6. Непосредственно над источником магнитное поле ориентировано преимущественно

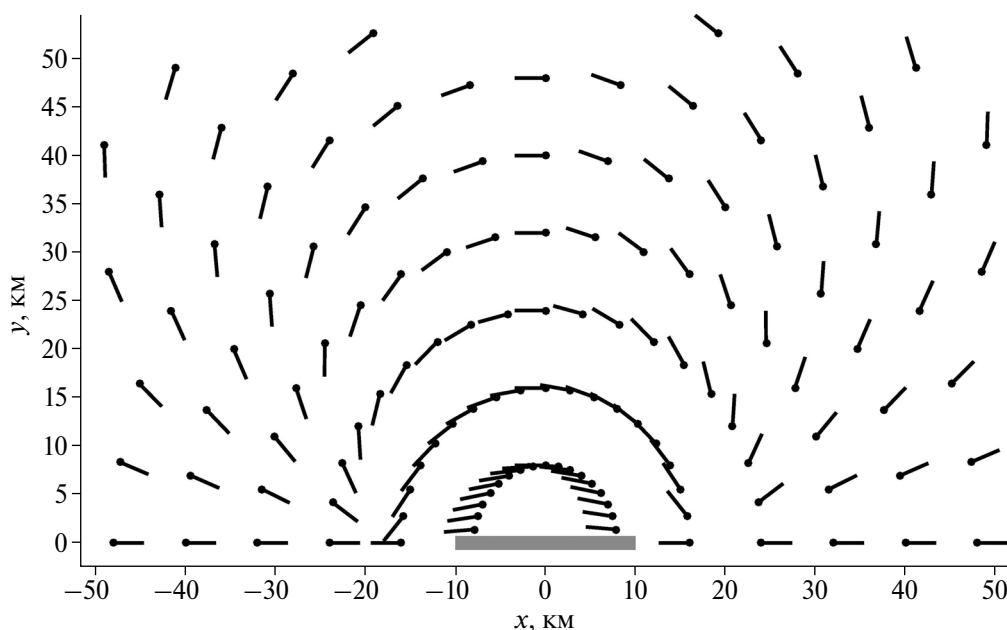


Рис. 5. Поле направлений векторов горизонтального электрического поля $\mathbf{E}_\perp |\mathbf{E}_\perp|^{-1}$ литосферного источника на земной поверхности. Проекция на земную поверхность подземного тока показана толстой серой линией.

поперек направления тока. В направлении вдоль тока источники векторы горизонтального магнитного возмущения ортогональны радиус-вектору от источника.

Ориентацию вектора горизонтального магнитного возмущения было предложено использовать для определения направления на эпицентр предстоящего землетрясения [Schekotov et al., 2008]. Однако наше моделирование показало, что поляризация возмущения не может быть универсальным рецептом. Лишь в секторе, направленном вдоль тока, вектор магнитного возмущения ортогонален радиус-вектору, тогда как в направлении поперек тока источника ориентация возмущения может меняться с расстоянием.

АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ ГРАДИЕНТЫ МАГНИТНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ

Были предложения использовать градиентные измерения с малой базой (не более нескольких километров), чтобы подавить вклад крупномасштабных возмущений ионосферного происхождения [Крылов, Левшенко, 1990; Исмагилов

и др., 2006]. Метод обосновывался следующим физическим соображением. Электромагнитное УНЧ возмущение в однородном проводящем пространстве подчиняется дисперсионному уравнению $k_g^2 = i\mu_0\omega\sigma_g$, где k_g – волновой вектор возмущения. При распространении поля в проводящей среде, помимо затухания амплитуды с масштабом $\delta_g = \sqrt{2/\mu_0\omega\sigma_g}$, происходит и изменение фазы, соответствующее кажущейся фазовой скорости $U_g = |\omega/k_g| = \sqrt{\omega/(\mu_0\sigma_g)}$. Эта скорость соответствует импедансной скорости, выражение для которой формально следует из формулы для поверхностного импеданса проводящего полупространства $U_g = |\mu_0^{-1}Z_g(\omega)|$. Обнаружение такой кажущейся скорости наземных магнитных возмущений должно было бы свидетельствовать об их литосферном происхождении. Измеренные градиенты амплитуды и фазовые скорости сигналов в диапазоне 0.1–0.4 Гц в сейсмоактивном регионе Японии, которые приписывались сейсмическому источнику, составляли около ~ 0.1 пТл/км и ~ 20 м/с [Kopytenko et al., 2006].

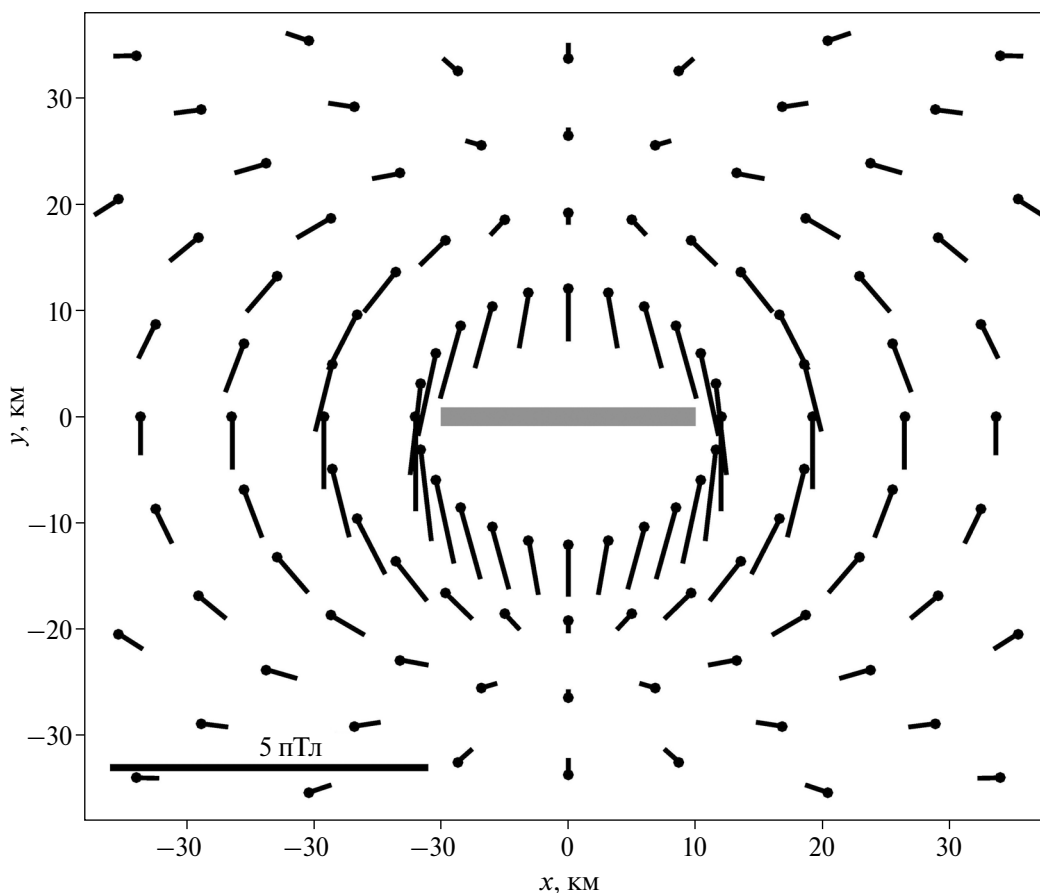


Рис. 6. Мгновенный снимок векторов горизонтального магнитного возмущения $B_{\perp}$.

Рассчитанное по модели изменение локального градиента амплитуды и фазы горизонтальной компоненты $B_y(x, y)$ показано на рис. 7. Вертикальная компонента магнитных возмущений, как правило, сильно зашумлена, и по ней проводить градиентные измерения не имеет смысла. Градиент амплитуды горизонтальной составляющей меняется вдоль земной поверхности и достигает экстремального значения $|dB_y/dx| \sim 0.1$ пТл/км и $|dB_y/dy| \sim 0.25$ пТл/км на расстоянии ~ 10 – 15 км от источника с $J_0 = 1$ А, а на больших удалениях становится совсем малым (рис. 7, верхняя панель). Градиент фазы горизонтальной компоненты $\text{Arg } B_y$ увеличивается с удалением от источника и достигает экстремального значения ~ 35 град/км на расстоянии $y \sim 23$ км, а затем снова уменьшается. Вдоль оси x фазовые градиенты значительно меньше, а именно < 1 град/км (рис. 7, средняя панель). Таким образом, расчеты показывают, что заметные градиенты амплитуды и фазы могут быть зарегистрированы только в непосредственной

близости от источника, не более чем на удалении 25 км, и структура поля градиентов сильно анизотропна относительно направления тока источника. Локальные значения кажущейся фазовой скорости (рис. 7, нижняя панель) только по мере удаления от источника (> 40 км) падают от величины $\sim 10^3$ км/с до величины $U_g = 32$ км/с.

ОБСУЖДЕНИЕ: РЕКОМЕНДАЦИИ ДЛЯ ПОЛЕВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

В данной статье описаны результаты расчета наземных электромагнитных полей, создаваемых подземным током конечной длины. Для выделения таких возмущений представляются перспективными методы, основанные на следующих особенностях поля от литосферного источника:

- импеданс $\mu_0 |E_\perp| / |B_\perp|$, превышающий на порядок импеданс магнитосферно-ионосферных возмущений;
- конечное значение отношения $|B_z| / |B_\perp|$;

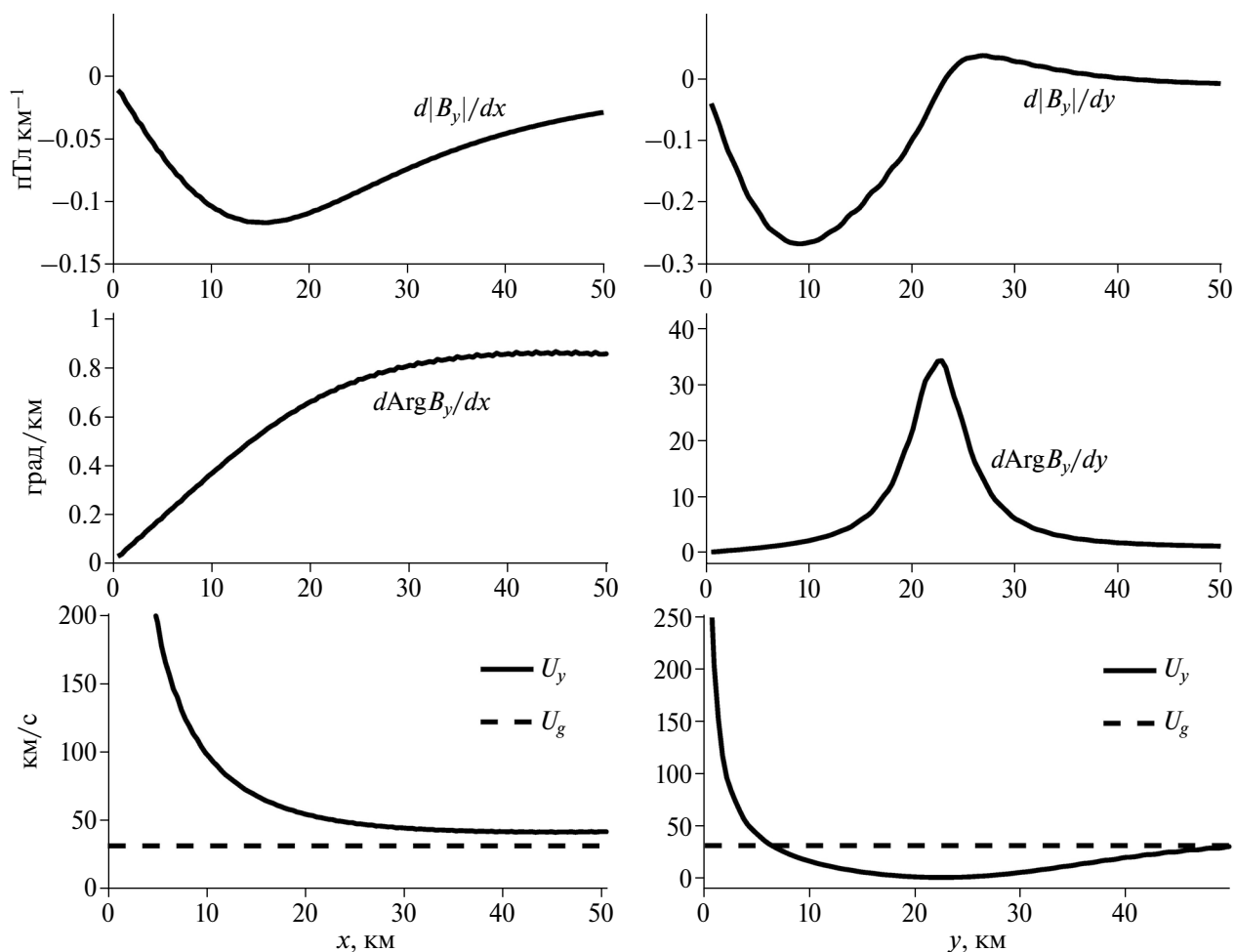


Рис. 7. Изменение локального градиента амплитуды и фазы горизонтальной компоненты $B_y(x, y)$ и кажущейся фазовой скорости в направлении вдоль тока (слева) и поперек него (справа).

– фазовые градиенты в частотной области вне резонансной частоты магнитосферного резонатора.

Однако методы, основанные на этих пространственно-поляризационных особенностях, могут быть эффективными только в непосредственной близости к эпицентру (удаление не более нескольких десятков километров). На более значительных расстояниях эти величины становятся такими же, как и для поля ионосферных источников.

В то же время предложенный подход к выделению сейсмогенных сигналов по большой величине вертикальной компоненты E_z нам представляется неперспективным. Численное моделирование показало, что подземный источник создает возмущение электрического поля, в котором $|E_z| \sim |E_\perp|$. Безусловно, мониторинг атмосферного электрического поля является важным направлением поиска предвестников землетрясений, поскольку оно служит индикатором выхода радиоактивных эманаций и образования аэрозолей в ходе развития сейсмического процесса. Однако рассчитывать на обнаружение интенсивных всплесков E_z от подземных источников не приходится.

В качестве первого шага мы рассматривали источник как гармонический генератор. В действительности сейсмогенный источник может быть импульсным, например, сопровождающим скачкообразное движение по разлому. Этот процесс должен описываться нестационарной пространственно-временной моделью, которую мы надеемся изучить в дальнейшем. Возмущение магнитного поля должно распространяться диффузионным образом и расширяться со временем t как $\Delta r \approx \sqrt{Dt}$, где $D = (\mu_0 \sigma_g)^{-1}$ – коэффициент магнитной диффузии [Losseva, Nemchinov, 2005]. Результаты расчетов для гармонического источника с частотой f можно качественно перенести для импульсного источника с характерной длительностью порядка $1/f$.

Задача о поле протяженного подземного источника рассматривается в ряде монографий. Книга [King et al., 1992] посвящена аналитическому вычислению электромагнитного поля точечного электрического диполя, расположенного под поверхностью, в рамках модели двух однородных полупространств. К системе уравнений Максвелла применяется преобразование Фурье по горизонтальным координатам, после чего явно решается (в виде комбинации экспонент) система обыкновенных дифференциальных уравнений с кусочно-постоянными

коэффициентами по переменной z для пространственных спектров. При обратном преобразовании Фурье, после перехода к полярным координатам и интегрирования по углу, возникают интегралы, содержащие функции Бесселя (интегралы Зоммерфельда), формально представляющие точное решение задачи. Далее эти интегралы приближенно вычисляются в предположении достаточной удаленности точки наблюдения поля от источника $\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \geq 5|h|$. Однако полученные приближенные решения чрезвычайно громоздки, в связи с чем их применение никак не облегчает расчет по сравнению с численными моделями. Их использование оправдано только для выяснения асимптотического поведения решений на больших расстояниях, в то время как для рассматриваемой задачи наиболее важна оценка поля именно вблизи источника. Мы сравнили приближенные явные выражения из книги [King et al., 1992] с результатами нашей численной модели. Численные расчеты идеально согласуются с точными интегральными формулами, но громоздкие приближенные формулы, как и следовало ожидать, дают удовлетворительную точность только для больших расстояний (> 50 км). Это же относится и к более поздним исследованиям, описанным в монографии [Pan, Li, 2014], где рассмотрена трехслойная модель системы Земля–атмосфера–ионосфера и получены аналитические формулы для всех компонент поля, генерируемого горизонтальным токовым диполем. Точные формулы имеют вид очень сложных интегралов Зоммерфельда (еще более громоздких, чем в книге [King et al., 1992]), а получаемые из них приближенные выражения справедливы лишь на достаточно большом расстоянии от источника.

Мы же предпочитаем количественные результаты получать путем численного решения дифференциальных уравнений и интегральное преобразование Ганкеля выполнять численно. Этот подход намного менее трудоемок и более надежен, т.к. при выводе столь громоздких формул трудно избежать ошибок в выкладках и программировании. Численный способ решения легко обобщается на случай произвольного вертикального распределения параметров как в атмосфере и ионосфере, так и в земной коре, когда о явных аналитических формулах говорить не приходится. В частности, разработанная численная схема позволяет провести расчеты для неоднородного по глубине строения земной коры, например, учесть наличие проводящего

осадочного слоя и высокоомной мантии. Вероятно, изменения вертикального профиля проводимости земной коры могут изменить амплитуду наземного электромагнитного отклика, но не его пространственную и поляризационную структуру.

Разумеется, предположение об источнике сейсмогенных возмущений как горизонтальном крупномасштабном токе является весьма спекулятивным. Например, процесс разделения зарядов, который может происходить на границах деформируемых блоков земной коры, в работе [Лосева и др., 2012] моделируется как система электрических диполей, распределенных по поверхности блока. При этом момент электрического диполя определяется скоростью деформации поверхности блока, а суммарное излучаемое поле растет с увеличением размера блока. В дальнейшем только лабораторные и полевые исследования смогут определить возможные типы механо-электромагнитных преобразователей в земной коре. Тем не менее, качественные особенности поля подземного источника, описанные в данной работе, могут сохраниться и для других возможных типов литосферных источников.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана численная модель расчета электромагнитных полей в связанной системе Земля–атмосфера, создаваемых подземным горизонтальным током конечной длины. Эта численная модель используется для расчета пространственной структуры поля на земной поверхности. Моделирование демонстрирует характерные особенности УНЧ излучения в окрестности подземного источника в амплитудно-фазовых градиентах, кажущихся импедансах и в величинах отношения $|B_z|/|B_\perp|$. Эти особенности могут быть использованы для обнаружения слабых сейсмогенных возмущений при поисках электромагнитных УНЧ предвестников землетрясений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем признательность рецензентам за конструктивные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзаданий ИФЗ и ГЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алексеев А.С., Аксенов В.В. Об электрическом поле в эпицентральной зоне землетрясений // Докл. РАН. 2003. Т. 392. №1. С. 106–110.
- Богданов Ю.А., Павлович В.Н. Неравновесное излучение земной коры – индикатор геодинамических процессов // Геофизический журнал. 2008. Т. 30. №4. С. 12–24.
- Бурсиан В.Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л.: Недра. 1972. 368 с.
- Гохберг М.Б., Гуфельд И.Л., Гершензон Н.И., Пилипенко В.А. Эффекты электромагнитной природы при разрушении земной коры // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1985. № 1. С. 72–87.
- Гульельми А.В., Левшенко В.Т. Электромагнитные сигналы от землетрясений // Физика Земли. 1994. № 5. С. 65–70.
- Исмаилов В.С., Копытенко Ю.А., Хаттори К. и др. Использование градиентов и фазовых скоростей УНЧ геомагнитных возмущений для определения местоположения очага будущего сильного землетрясения // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46. № 3. С. 423–430.
- Крылов С.М., Левшенко В.Т. О сверхнизкочастотном электромагнитном излучении литосферного происхождения // Докл. АН СССР. 1990. Т. 311. № 3. С. 579–582.
- Лосева Т.В., Спивак А.А., Кузьмичева М.Ю. Дипольная модель генерации электрических импульсов при релаксационных процессах в земной коре // Докл. РАН. 2012. Т. 442. № 3. С. 401–404.
- Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А., Боровлева К.Е. Электромагнитные УНЧ поля на земной поверхности и в ионосфере от подземного сейсмического источника // Физика Земли. 2024. № 2. С. 3–15.
- Мастов Ш.Р., Ласуков В.В. Теоретическая модель генерации электромагнитного сигнала в процессе хрупкого разрушения // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989. № 6. С. 38–48.
- Наумов А.П. Импульсные низкочастотные сейсмамагнитные сигналы в геомагнитных вариациях как метод прогноза землетрясений // Вулканология и сейсмология. 1999. Т. 20. С. 743–752.
- Попов А.М., Найдич В.И., Храпцов А.А., Лепина С.В. Электромагнитные предвестники и физика очага землетрясений // Вулканология и сейсмология. 1994. № 4-5. С. 134–143.
- Сурков В.В. О природе электромагнитных предвестников землетрясений // Докл. РАН. 1997. Т. 355. № 6. С. 945–947.
- Фёдоров Е.Н., Мазур Н.Г., Пилипенко В.А. Электромагнитные поля в верхней ионосфере от горизонтального крайне низкочастотного наземного излучателя конечной длины // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2022. Т. 65 № 9. С. 697–712. DOI:10.52452/00213462_2022_65_09_697

- Шуман В.Н. Электромагнитные сигналы литосферного происхождения в современных наземных и дистанционных зондирующих системах // Геофизический журнал. 2007. Т. 29. № 2. С. 3–16.
- Fedorov E., Pilipenko V., Uyeda S. Electric and magnetic fields generated by electrokinetic processes in a conductive crust // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2001. V. 26. № 10–12. P. 793–799.
- Finkelstein D., Powell J. Earthquake lightning // *Nature*. 1970. V. 21. 228(5273) P. 759–760. DOI: 10.1038/228759a0
- Hobara Y., Koons H.C., Roeder J.L., Yumoto K., Hayakawa M. Characteristics of ULF magnetic anomaly before earthquakes // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2004. V. 29. P. 437–444.
- Honkura Y., Kuwata Y. Estimation of electric-fields in the conducting earth's crust for oscillating electric-current dipole sources and implications for anomalous electric-fields associated with earthquakes // *Tectonophysics*. 1993. V. 224. P. 257–263.
- King R.W.P., Owens M., Wu T.T. *Lateral Electromagnetic Waves. Theory and Applications to Communications, Geophysical Exploration, and Remote Sensing*. Springer-Verlag. 1992.
- Kanata B., Zubaidah T., Ramadhani C., Irmawati B. Changes of the geomagnetic signals linked to Tohoku earthquake on March 11th 2011 // *International Journal of Technology*. 2014. V. 3. P. 251–258, <http://dx.doi.org/10.14716/ijtech.v5i3.611>
- Kopytenko Yu.A., Ismaguilov V.S., Hattori K., Hayakawa M. Determination of hearth position of a forthcoming strong EQ using gradients and phase velocities of ULF geomagnetic disturbances // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2006. V. 31. P. 292–298.
- Li Q., Zhu P., Mamatemin A., Xu X. Detection of ULF electromagnetic emissions as a precursor to two earthquakes in China // *Earthquake Science*. 2011. V. 24. P. 601–607. DOI:10.1007/s11589-011-0822-2
- Losseva T.V., Nemchinov I.V. Earthquake lights and rupture processes // *Natural Hazards and Earth System Science*. 2005. V. 5. P. 649–656.
- Masci F., Thomas J.N. Are there new findings in the search for ULF magnetic precursors to earthquakes? // *J. Geophys. Res.* 2015. V. 120. P. 10289–10304. DOI:10.1002/2015JA021336
- Pan W., Li K. *Propagation of SLF-ELF Electromagnetic Waves, Advanced Topics in Science and Technology in China*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2014.
- Pilipenko V., Vellante M., Anisimov S., De Lauretis M., Fedorov E., Villante U. Multi-component ground-based observation of ULF waves: goals and methods // *Annali di Geofisica*. 1998. V. 41. № 1. P. 63–77.
- Pilipenko V., Nenovski P., Tanaka H. Detection and discrimination of VLF/ULF seismic-related electromagnetic emissions // *Bulgarian Geophys. Journal*. 2005. V. 29. P. 13–30.
- Pilipenko V.A., Fedorov E.N., Martines-Bedenko V.A., Bering E.A. Electric mode excitation in the atmosphere by magnetospheric impulses and ULF waves // *Frontiers in Earth Science*. 2021. V. 8. P. 687. DOI: 10.3389/feart.2020.619227
- Schekotov A.Yu., Molchanov O.A., Hayakawa M. et al. About possibility to locate an EQ epicenter using parameters of ELF/ULF preseismic emission // *Nat Hazards Earth System Science*. 2008. V. 8. P. 1237–1242.
- Surkov V.V., Hayakawa M. ULF geomagnetic perturbations due to seismic noise produced by rock fracture and crack formation treated as a stochastic process // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2006. V. 31. P. 273–280.
- Thomas J.N., Love J.J., Johnston M.J.S., Yumoto K. On the reported magnetic precursor of the 1993 Guam earthquake // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. L16301. DOI:10.1029/2009GL039020

Features of the Electromagnetic Field of Lithospheric Sources

N. G. Mazur^a, V. A. Pilipenko^{a,b,*}, and E. N. Fedorov^a

^a*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

^b*Geophysical Center, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119296 Russia*

*e-mail: pilipenko_va@mail.ru

Received October 17, 2023

revised March 26, 2024

accepted March 27, 2024

Abstract – One of the key problems in the search for electromagnetic precursors of earthquakes is the possibility of separating magnetospheric and seismogenic disturbances. This paper presents the results of using a model that enables us to calculate the ultra-low-frequency (ULF) fields on the Earth's surface created by a linear horizontal current of finite length. This model simulates the occurrence of mechano-electric transformers during a shift along a fault zone at the final stage of the earthquake preparation. The calculations show several characteristics of the field of the underground source in comparison with the field of ionospheric disturbances. If the vertical component B_z of the magnetic field of an ionospheric disturbance is small

compared to the horizontal component $\mathbf{B}_\perp$, then for an underground source $|B_z| > |\mathbf{B}_\perp|$ in the vicinity of the source. For ionospheric sources, this apparent impedance (i.e., the $\mu_0|\mathbf{E}_\perp|/|\mathbf{B}_\perp|$ ratio) coincides with the impedance of the Earth's surface Z_g , while the impedance of disturbances created by the lithospheric source may exceed Z_g , up to order of magnitude in the source vicinity. An underground current source can create a vertical electric field E_z of significant magnitude. This is due to the vertical current continuity at the Earth–atmosphere interface, which acts as a powerful “amplifier” with a coefficient determined by the ratio of the complex conductivities of the Earth's crust and air. Calculations have shown that these ideas are incorrect. The vertical component E_z on the Earth's surface is of the same order of magnitude as the transverse component $\mathbf{E}_\perp$. There have been suggestions to use short-baseline gradient measurements to reduce the contribution of large-scale ionospheric disturbances. The calculation of the field structure has revealed that amplitude–phase gradients in the vicinity of an underground source are highly variable and may provide ambiguous results.

Keywords: electromagnetic precursors of earthquakes, ULF emissions, underground seismogenic source

УДК 550.510.53+550.38+550.34

ОБ ИОНОСФЕРНОМ ОТКЛИКЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ НА ФИЛИППИНАХ С НОЯБРЯ ПО ДЕКАБРЬ 2023 г.

© 2024 г. С. А. Рябова^{1,2, *}, С. Л. Шалимов²

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

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: ryabovasa@mail.ru

Поступила в редакцию 01.02.2024 г.

После доработки 17.02.2024 г.

Принята к публикации 18.02.2024 г.

Наземными магнитометрическими измерениями исследованы ионосферные возмущения, наблюдаемые с ноября по декабрь 2023 г. после ряда достаточно сильных землетрясений в районе интенсивной сейсмической активности на Филиппинах. Показано, что наблюдается устойчивая картина появления магнитных возмущений от событий с различными магнитудами (от $M_w = 6$ до $M_w = 7.4$), содержащая короткопериодные и длиннопериодные вариации, обусловленные вариациями токовых систем нижней ионосферы. Установлено, что эти вариации принадлежат разным ветвям атмосферных акустико-гравитационных волн — акустических и внутренних соответственно. Показано, что происхождение возмущений акустического диапазона может быть связано с приходом сейсмических волн Релея, являющихся источником акустических колебаний, в то время как оцениваемые скорости атмосферных внутренних волн соответствуют их генерации непосредственно в эпицентрах событий. Проведенные магнитометрические измерения позволяют регистрировать ионосферные возмущения от событий заметно меньшей магнитуды по сравнению с методом радиопросвечивания посредством глобальных навигационных спутниковых систем.

Ключевые слова: землетрясение, геомагнитное поле, вейвлет-анализ, сейсмическая волна Релея, атмосферная внутренняя волна.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060038>, **EDN:** RGUIBK

ВВЕДЕНИЕ

Земная ионосфера является чувствительным индикатором различного рода возмущений в литосфере и гидросфере Земли как природного, так и антропогенного происхождения. К естественным источникам возмущений относятся землетрясения, цунами, извержения вулканов, тропические циклоны [Ясюкевич и др., 2013; Шалимов и др., 2019; Спивак и др., 2020; Спивак, Рябова, 2020; Соловьева и др., 2022], а к искусственным — промышленные и ядерные взрывы, запуски космических ракет [Гохберг, Шалимов, 2008; Ozeki, Neke, 2010]. Основным посредником, связывающим такие источники с ионосферой, считаются акустико-гравитационные волны (АГВ). Как правило, регистрация ионосферных возмущений проводится с использованием современных методов дистанционного зондирования верхней

атмосферы, например, методом радиопросвечивания посредством глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС).

В частности, с помощью ГНСС достаточно хорошо изучены ионосферные отклики, сопровождающие сильные землетрясения. Показано, что они имеют многомодовую структуру и содержат сигналы от прохождения сейсмической волны Релея, атмосферных акустической и внутренней гравитационной мод [Гохберг, Шалимов, 2008]. Если отклик ионосферы на землетрясения регистрируется вблизи эпицентра через 10–15 мин после основного толчка, то он имеет N -образную форму, которая соответствует классической форме ударной волны. Вместе с тем, используя методы ГНСС-радиопросвечивания, не удается уверенно зарегистрировать вариации полного электронного содержания (Total Electron Content, TEC) для землетрясений

с магнитудой меньше 6.5 [Perevalova et al., 2014]. Считается, что вероятность регистрации ионосферного отклика на землетрясения с магнитудами, близкими к указанному порогу, сильно зависит от механизма очага и гелио-геофизической обстановки в момент землетрясения.

В то же время в ряде работ по исследованию отклика ТЕС на мощные подземные взрывы, включая ядерные, показана возможность детектирования событий, имеющих меньшую магнитуду (см., например, работу [Park et al., 2014], где зарегистрирован волновой отклик ТЕС на два подземных ядерных взрыва в Северной Корее — 2009 г. с магнитудой 4.7 и 2006 г. с магнитудой 4.3). Кроме того, по данным низкоорбитальной радиотомографии зафиксированы ионосферные возмущения после промышленных взрывов на Кольском полуострове с магнитудами 2.4 и 3, которые интерпретировались как долгоживущие искусственные возмущения, связанные с геострофической адаптацией возмущений во вращающейся атмосфере [Гохберг, Шалимов, 2008].

Таким образом можно ожидать, что при использовании метода ГНСС-радиопросвечивания будут наблюдаться некоторые отличия в характеристиках ионосферных возмущений для землетрясений и взрывов. Подтверждением этого факта являются результаты кросс-вейвлет анализа волновых форм вариаций ТЕС, выделенных после северокаорейских подземных ядерных взрывов 2006 и 2009 гг. и после землетрясения Тохоку 2011 г. [Park et al., 2014], показавшие высокую когерентность между волновыми откликами на оба ядерных взрыва и значительную разницу между откликами на взрывы и землетрясение. Далее, проведенный с использованием плотных сетей ГНСС-приемников анализ ионосферных откликов на искусственные литосферные возмущения (взрывы) различной природы и достаточно малой магнитуды показал, что при регистрации этих откликов необходимо учитывать возможную анизотропию распространения атмосферных возмущений на ионосферных высотах как из-за крупномасштабных ветровых структур, так и из-за наклона геомагнитного поля [Падохин, Шалимов, 2023].

В связи с этим дальнейшее исследование ионосферных откликов на мощные литосферные возмущения представляет значительный интерес. В настоящей работе с помощью наземных магнитометров исследованы ионосферные возмущения, наблюдаемые после десяти

достаточно сильных землетрясений в районе Филиппинских островов, шесть из которых имеют магнитуду меньше 6.5.

ОПИСАНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ

Рассматриваемый при выполнении настоящих исследований регион, Филиппинские острова, находится в тихоокеанском “огненном кольце” и является одним из наиболее сложных в тектоническом отношении районов Земли, где происходит тройное сочленение Австралийской тектонической плиты и океанических Тихоокеанской и Филиппинской тектонических плит [Qin, Yin, 2011]. Относительно небольшая Филиппинская плита движется на северо-запад по направлению к Евразийской плите со скоростью 6–8 см в год. Дополнительное механическое напряжение в регионе создает Тихоокеанская тектоническая плита, которая движется в том же направлении [Zhang et al., 2022]. Получается, что Филиппинские острова, да и весь индонезийский регион находятся в зажатом состоянии, что выражается в сбросе напряжения через многочисленные землетрясения.

В настоящей работе рассматриваются землетрясения, которые были зарегистрированы в Филиппинском институте вулканологии и сейсмологии (PHIVOLCS)¹. Предполагалось, что геомагнитный эффект будет наблюдаться при достаточно сильных сейсмических событиях [Рябова, Шалимов, 2022; Спивак, Рябова, 2019а; 2019б], поэтому при выполнении исследований выбирались землетрясения моментной магнитудой (т.е. магнитудой, основанной на сейсмическом моменте землетрясения) больше или равной 6. С целью отбора событий был проанализирован каталог PHIVOLCS² за период с ноября по декабрь 2023 г.

Самое мощное землетрясение за рассматриваемый интервал времени произошло 02.12.2023 г. в 22:37 по Тихоокеанскому времени (14:37 UT) у острова Минданао. По оценкам геологической службы США, магнитуда землетрясения составила 7.6³, а по оценкам PHIVOLCS его магнитуда составила 7.4. Эпицентр события располагался в 110 км от города Бутуан провинции Агусан-дель-Норте⁴ и 29 км

¹ <https://earthquake.phivolcs.dost.gov.ph/>

² <https://earthquake.phivolcs.dost.gov.ph/>

³ <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us7000lff4/executive>

⁴ <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us7000lff4/executive>

севернее города Хинатуана в провинции Суригао-дель-Сур⁵. Географические координаты эпицентра: 8.487° с.ш. 126.351° в.д. Глубина гипоцентра: 40 км⁶.

Это сейсмическое событие произошло в результате неглубокого разлома наклонного надвига, вероятно, вдоль границы субдукции Филиппинского желоба⁷. В этом месте Филиппинская океаническая плита перемещается с запада на северо-запад со скоростью около 103 мм в год по отношению к Зондской плите. На основе модели конечного разлома⁸ предполагается, что разрыв произошел вокруг эллиптической области размером 80 × 80 км. Максимальное смещение было сосредоточено вокруг эпицентра, хотя и с небольшим наклоном, его величина была оценена в 1.8 м.

После основного толчка регистрировалась афтершоковая активность к юго-востоку от основного толчка⁹. На 16:00 по тихоокеанскому времени 16.12.2023 г. PHIVOLCS зафиксировала 8403 афтершока¹⁰, а по данным Геологической службы США по состоянию на 29.12.2023 г. после землетрясения было зарегистрировано 425 афтершоков моментной магнитудой более 4.5¹¹. Самый крупный афтершок магнитудой 6.9 произошел 4 декабря к северу от афтершоковой последовательности¹². PHIVOLCS выделил это событие как отдельное землетрясение¹³. Подземные толчки были зарегистрированы в 03:49 4 декабря на глубине около 30 км в Филиппинском море у северо-восточного побережья острова Минданао (недалеко от побережья муниципалитета Кагвейта в провинции Суригао-дель-Сур)¹⁴. Эпицентр нахо-

дился примерно в 35 км к востоку-северо-востоку от населенного пункта Арас-асана¹⁵.

За период с 2 по 31 декабря 2023 г. кроме землетрясения 4 декабря были зарегистрированы следующие афтершоки моментной магнитудой больше или равной 6: афтершок магнитудой 6 (0:03 LT 03.12.2023 г.), афтершок магнитудой 6.1 (1:40 LT 03.12.2023 г.), афтершок магнитудой 6.3 (2:09 LT 03.12.2023 г.), афтершок магнитудой 6 (4:52 LT 03.12.2023 г.), афтершок магнитудой 6.6 (18:35 LT 03.12.2023 г.), афтершок магнитудой 6 (22:35 LT 03.12.2023 г.)¹⁶. Месторасположение эпицентров афтершоков, их географические координаты представлены в табл. 1.

После землетрясения 2 декабря были зарегистрированы волны цунами. На острове Мавес (Филиппины) наблюдалось цунами высотой 64 см¹⁷. В городе Давао (Филиппины) высота цунами достигла 8 см, а в населенном пункте Лоугане (Филиппины) высота цунами достигла 18 см¹⁸. Цунами высотой 2 см также было зафиксировано в городе Легаспи (Филиппины)¹⁹. В Японии высота цунами достигла 40 см на острове Хатидзе-дзиме и 20 см в поселке Кусимото в префектуре Вакаяма и в городе Тосасимидзу в префектуре Коти²⁰. Цунами также достигло высоты 1 см на острове Малакал (микронезийское государство Палау)²¹.

За две недели до землетрясения 2 декабря, произошедшего в регионе провинции Суригао-дель-Сур, было зарегистрировано землетрясение в соседнем регионе в муниципалитете Сарангани в провинции Западный Давао²². Подземные толчки этого подводного сейсмического

⁵ <https://www.ndbcnews.com.ph/news/magnitude-74-quake-rocks-mindanao-over-370-aftershocks-recorded>

⁶ <https://earthquake.phivolcs.dost.gov.ph/>

⁷ <https://newsinfo.inquirer.net/1869737/phivolcs-movement-in-ph-trench-caused-7-4-magnitude-quake-in-hinatuan>

⁸ <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us7000lff4/executive>

⁹ <https://www.volcanodiscovery.com/earthquakes/8042630/2023-12-02/14h37/magnitude6-Philippines.html>

¹⁰ <https://monitoring-dashboards.ndrrmc.gov.ph/>

¹¹ <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/map/?extent=6.52819,123.35449&extent=10.79554,129.77051&range=search&baseLayer=terrain&timeZone=utc&search=%7B%22name%22:%22Search%20Results%22,%22params%22:%7B%22endtime%22:%222025-12-23T14:37:03.945Z%22,%22latitude%22:8.5266,%22longitude%22:126.4487,%22maxradiuskm%22:250,%22minmagnitude%22:4.5,%22maxmagnitude%22:7.5,%22starttime%22:%222023-12-01T14:37:03.945Z%22%7D%7D>

¹² <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us7000lffx/executive>

¹³ <https://www.cnnphilippines.com/news/2023/12/4/Surigao-del-Sur-separate-quake.html>

¹⁴ <https://earthquake.phivolcs.dost.gov.ph/>

¹⁵ <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us7000lffx/executive>

¹⁶ <https://earthquake.phivolcs.dost.gov.ph/>

¹⁷ <https://www.phivolcs.dost.gov.ph/index.php/tsunami/tsunami-advisory-and-warning3>

¹⁸ <https://www.tsunami.gov/events/PHEB/2023/12/02/23336002/3/WEPA40/WEPA40.txt>; <https://www.philstar.com/headlines/2023/12/03/2316134/tsunami-warning-lifted-after-magnitude-74-quake-strikes-surigao-del-sur>

¹⁹ <https://www3.nhk.or.jp/news/html/20231203/k10014276341000.html>

²⁰ <https://www.aljazeera.com/news/2023/12/2/powerful-7-5-magnitude-earthquake-strikes-southern-philippines>; <https://www.japantimes.co.jp/news/2023/12/03/japan/science-health/quake-philippines-aftershocks/>

²¹ <https://www.tsunami.gov/events/PHEB/2023/12/02/23336002/3/WEPA40/WEPA40.txt>

²² <https://reliefweb.int/report/philippines/m68-earthquake-davao-occidental-philippines-flash-update-1-17-nov-2023-1930-hrs-utc-7>

Таблица 1. Параметры землетрясений с моментной магнитудой больше или равной 6, произошедших в Филиппинском регионе в период с ноября по декабрь 2023 г. (указано тихоокеанское время (UTC+8 часов))

№	Число	Магнитуда	Время	Широта, с.ш., град.	Долгота, в.д., град.	Место
1	17.11.2023	6.8	16:14	5.38	125.24	28 км южнее острова Сарангани (муниципалитет Сарангани, провинция Западный Давао)
2	22.11.2023	6.1	10:48	2.01	126.97	413 км южнее острова Балут (муниципалитет Сарангани, провинция Западный Давао)
3	02.12.2023	7.4	22:37	8.44	126.59	29 км севернее города Хинатуана (провинция Суригао-дель-Сур)
4	03.12.2023	6.4	00:03	8.5	126.95	73 км севернее города Хинатуана (провинция Суригао-дель-Сур)
5	03.12.2023	6.1	01:40	8.42	126.9	63 км севернее города Хинатуана (провинция Суригао-дель-Сур)
6	03.12.2023	6.3	02:09	8.51	127.43	122 км севернее города Хинатуана (провинция Суригао-дель-Сур)
7	03.12.2023	6	04:52	8.4	127.12	86 км севернее города Хинатуана (провинция Суригао-дель-Сур)
8	03.12.2023	6.6	18:35	8.49	126.95	69 км севернее города Хинатуана (провинция Суригао-дель-Сур)
9	03.12.2023	6	22:35	8.76	127.46	131 км севернее города Хинатуана (провинция Суригао-дель-Сур)
10	04.12.2023	6.8	03:49	8.96	126.91	67 км севернее города Хинатуана (провинция Суригао-дель-Сур)

события наблюдались в 16:14 LT 17.11.2023 г.²³. По оценкам PHIVOLCS магнитуда землетрясения составила 6.8²⁴. Эпицентр располагался в 60 км южнее города Генерал-Сантос в провинции Южный Котабато²⁵. Географические координаты эпицентра: 5.38 с.ш., 125.24 в.д. Глубина гипоцентра: 78 км²⁶. По состоянию на 12:00 UT

22.11.2023 г. PHIVOLCS зафиксировала 113 афтершоков²⁷.

Еще одно из рассматриваемых событий — это подводное землетрясение магнитудой 6.1, произошедшее у острова Балут в муниципалитете Сарангани в провинции Западный Давао в 10:48 LT 22.11.2023 г.²⁸. Эпицентр землетрясения находился в 413 км южнее острова Балут в провинции Сарангани и в 115 км от Тернате (Молуккские острова, Индонезия)²⁹. Геогра-

²³ <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us6000lp12/executive>

²⁴ <https://earthquake.phivolcs.dost.gov.ph/>

²⁵ <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us6000lp12/executive>

²⁶ <https://www.volcanodiscovery.com/earthquakes/8017795/2023-11-17/08h14/magnitude6-Philippines.html>

²⁷ <https://www.pna.gov.ph/articles/1214093>

²⁸ <https://www.cnnphilippines.com/news/2023/11/22/6.1-quake-Sarangani.html>

²⁹ <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us6000lp12/executive>

фические координаты эпицентра: 2.01° с.ш. 126.97° в.д.³⁰. Очаг землетрясения находился на средней глубине 100 км.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

При анализе последствий рассматриваемых сейсмических событий привлекались данные системы сбора магнитных данных в реальном времени Тихоокеанской магнитометрической сети (MAGDAS/CPMN), управляемой Международным Центром по науке и образованию в области космической погоды Университета Кюсю, Япония (ICSWSE) [Yumoto, 2007]. Использовались данные реального времени, представленные на сайте [<http://magdas2.serc.kyushu-u.ac.jp/>].

В ходе исследований использовались результаты инструментальных наблюдений за вариациями магнитного поля Земли, выполненных на станции Давао (географические координаты: 7° с.ш., 125.4° в.д.; геомагнитные координаты 2.22° с.ш., 197.9° в.д.) с помощью магнитометрической системы MAGDAS-9 с временным разрешением 1 мин.

Блок MAGDAS-9 [Abe et al., 2013] состоит из магнитного датчика (магнитометра) с 7-метровым кабелем, предварительного усилителя (предусилителя), антенны GPS (система глобального позиционирования) с кабелем, регистратора данных для контроля данных и 70-метрового кабеля. Геомагнитный датчик представляет собой трехкомпонентный феррозонд с кольцевым сердечником, динамическим диапазоном $\pm 70\,000$ нТл/32 бита и разрешением 0.01 нТл. Данные о магнитном поле получаются с частотой дискретизации 16 Гц, а затем усредненные данные передаются в ICSWSE в реальном времени. Данные регистрации представляются в виде следующих магнитных компонент: H (геомагнитное направление на север), D (геомагнитное направление на восток) и Z (вертикально вниз).

Результаты наших предыдущих исследований анализа частотного состава геомагнитных вариаций, зарегистрированных в период сейсмических событий и извержений вулканов, визуально-сопоставительного анализа и оценки вейвлет-когерентности вариаций B_z -компоненты межпланетного магнитного поля и компонент геомагнитного поля [Рябова и др., 2023] показали, что в период высокоэнергетических

событий записи геомагнитных вариаций искажены вариациями магнитного поля, вызванными источниками солнечного происхождения, за исключением восточной горизонтальной компоненты магнитного поля. Такой вывод вполне соответствует данным, полученным при измерениях в низких широтах [Kelley, 1989]. Отметим, что геомагнитное поле на станции Давао приблизительно горизонтально (станция Давао расположена недалеко от магнитного экватора). В настоящей работе при исследовании геомагнитных вариаций в период сильных землетрясений анализируются вариации D (восточно–западной) компоненты магнитного поля.

В качестве основного метода исследования геомагнитных вариаций был выбран вейвлет-анализ, показавший в частности свою эффективность при анализе геомагнитных вариаций [Рябова, Спивак, 2017; Adhikari et al., 2017; Riabova, 2022]. Вейвлет-анализ позволяет выявить временные свойства изучаемого сигнала, а также позволяет получить информацию о том, в какой момент времени появились те или иные компоненты сигнала [Meyer, 1993]. В настоящей работе использовалось непрерывное вейвлет-преобразование [Torrence, Compo, 1998], а в качестве базисного вейвлета использовался вейвлет Морле [Grossmann, Morlet, 1984]. При непрерывном вейвлет-преобразовании на границе области (конус влияния) появляются искажения (так называемые “краевые эффекты”), обусловленные тем, что базисная вейвлет-функция не полностью локализована по времени [Torrence, Compo, 1998; Riabova, 2018]. В настоящей работе представление результатов вейвлет-преобразования оформлено в виде скалограмм (локальный спектр энергии) с учетом “краевых” эффектов (конус влияния) [Riabova, 2018].

ГЕОМАГНИТНОЙ ОТКЛИК

Отбор сейсмических событий по геомагнитной обстановке

На первом этапе выполнения настоящих исследований была проанализирована геомагнитная обстановка в период, включающий время основного толчка. В табл. 2 приведены значения трехчасового геомагнитного планетарного Kp -индекса в момент основного толчка и максимальное значение Kp -индекса ($Kp_{\max}$) за период 9 ч до и 9 ч после землетрясения, а также значение геомагнитного ap -индекса в момент основного толчка и максимальное значение ap -индекса ($ap_{\max}$) за период 9 ч до и 9 ч после

³⁰ <https://earthquake.phivolcs.dost.gov.ph/>

Таблица 2. Значения геомагнитного Kp -индекса в момент основного толчка и максимальные значения Kp -индекса за 9 ч до и 9 ч после землетрясений, геомагнитного ap -индекса в момент основного толчка и максимальные значения ap -индекса за 9 ч до и 9 ч после землетрясений из списка, представленного в табл. 1

№	Kp	$Kp_{\max}$	ap	$ap_{\max}$
1	2 ₀	1+	7	5
2	4+	5+	32	56
3	1+	3—	5	12
4	2+	3—	9	12
5	2+	3—	9	12
6	2+	3—	9	12
7	3—	3—	12	12
8	2—	3 ₀	6	15
9	2 ₀	3 ₀	7	15
10	3—	3—	12	12

землетрясения. Значения планетарных индексов, используемых в настоящей работе, представлены на сайте [https://isgi.unistra.fr/]. Анализ данных табл. 2 показал, что событие 22.11.2023 г. ($Kp \geq 4+$, $Kp_{\max} \geq 5+$) можно исключить из дальнейшего рассмотрения, поскольку запись в период этого землетрясения будет искажена вариациями магнитного поля, вызванными источниками солнечного происхождения.

Результаты выделения геомагнитного отклика

С целью поиска геомагнитных вариаций, связанных с сейсмическими событиями, и получения информации об их частотном составе в настоящей работе выполнялся спектральный анализ на основе вейвлет-преобразования. Данные настоящей работы свидетельствуют о том, что землетрясения, магнитудой более или равной 6, сопровождались аномальными геомагнитными вариациями. Существенные помехи при анализе временных вариаций геомагнитного поля, сопутствующих конкретному землетрясению, могут вносить также геомагнитные вариации от афтершоков, которые близки по времени к моменту основного толчка рассматриваемого события, но разделение эффектов от них на данном этапе исследований не представлялось возможным.

Данные в виде скалограммы вариаций D (восточно-западной) компоненты геомагнитного поля на станции Давао после основного толчка землетрясения с магнитудой $M_w = 6.8$ 17.11.2023 г., представленные за период ~ 1 ч до и ~ 2 ч после основного толчка (рис. 1), свидетельствуют о сложном составе вызванных геомагнитных вариаций. Как видно из рис. 1, в скалограмме геомагнитных вариаций присутствуют две спектральные гармоники. Первая аномалия с периодом ~ 2 –6.5 мин появляется спустя ~ 6 мин после основного толчка землетрясения в 16:20 LT (LT = UTC + 8 ч), а примерно через 12 мин в 16:31 LT наблюдается аномалия с периодом ~ 7 –14 мин. Продолжительность короткопериодной аномалии составляет ~ 15 мин, а длиннопериодной аномалии — ~ 21 мин.

Рассмотрим геомагнитный эффект мощного землетрясения, произошедшего 02.12.2023 г. и его афтершоков, магнитуда которых превышала или была равна 6.

На рис. 2 представлена скалограмма вариаций D (восточно-западной) компоненты геомагнитного поля на станции Давао после основного толчка землетрясения и его трех афтершоков с магнитудой $M_w = 6.4$ (00:03 LT 03.12.2023 г.) $M_w = 6.1$ (1:40 LT 03.12.2023 г.) и $M_w = 6.3$ (2:09 LT 03.12.2023 г.). Как видно из рис. 2, скалограмма геомагнитных вариаций характеризуется

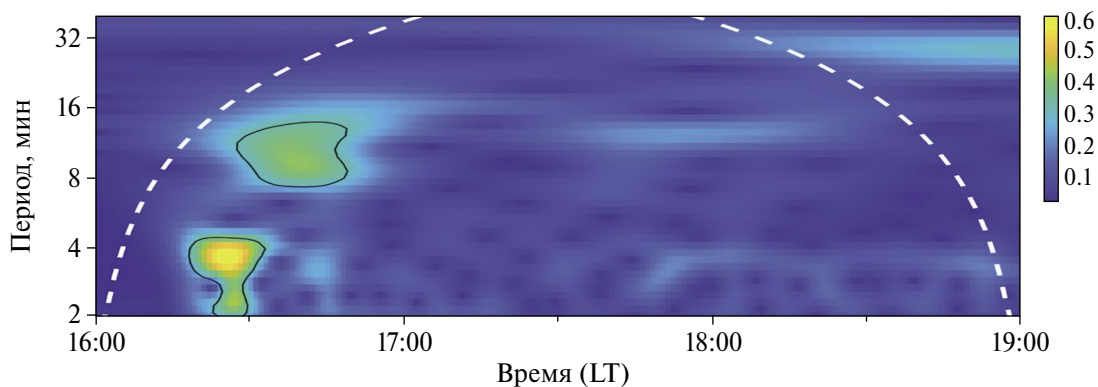


Рис. 1. Скалограмма геомагнитных вариаций (D -компонента) на станции Давао в период основного толчка землетрясения с $M_w = 6.8$, произошедшего 17.11.2023 г.; здесь и далее: белые пунктирные линии — конус влияния.

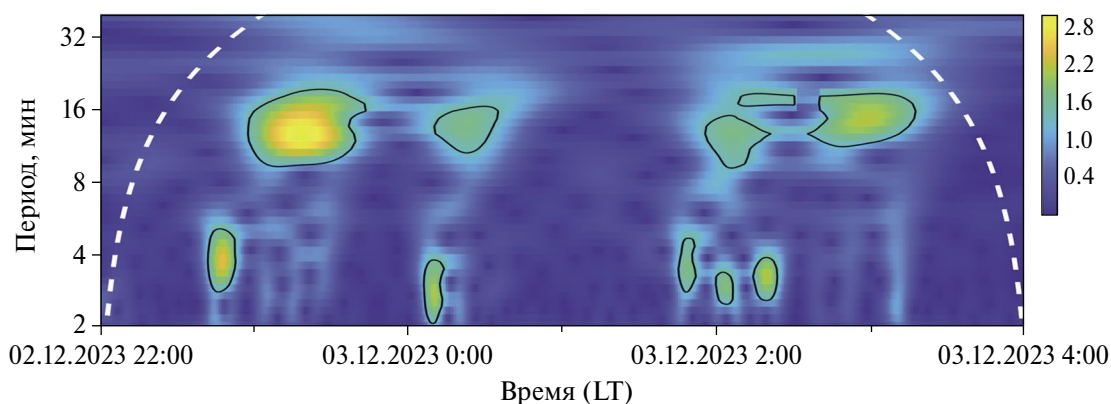


Рис. 2. Скалограмма геомагнитных вариаций (D -компонента) на станции Давао в период основного толчка землетрясения с $M_w = 7.4$, произошедшего 22:37 LT 02.12.2023 г., и трех ближайших по времени сильных афтершоков 03.12.2023 г. с $M_w = 6.4$ (0:03 LT), $M_w = 6.1$ (1:40 LT) и $M_w = 6.3$ (2:09 LT).

рядом спектральных гармоник. Первая аномалия с периодом ~ 3 – 6.5 мин появляется спустя ~ 6 мин после основного толчка в 22:43 LT, а примерно через 19 мин после основного толчка в 22:56 LT наблюдается более длиннопериодная аномалия с периодом ~ 10 – 19 мин. Продолжительность короткопериодной аномалии составляет ~ 14 мин, а длиннопериодной аномалии — ~ 48 мин. Спустя примерно 6 мин после сильного афтершока с $M_w = 6.4$ в 00:09 LT возникают колебания с периодом ~ 2 – 4 мин, а еще через 10 мин после начала первой аномалии в 00:19 LT наблюдаются колебания с периодом ~ 11 – 17 мин. Спустя примерно 6 мин после сильного афтершока с $M_w = 6.1$ в 1:46 LT возникают колебания с периодом ~ 3.5 – 5 мин, а еще через 10 мин после начала первой аномалии в 1:56 LT наблюдаются колебания с периодом ~ 9 – 16 мин. Спустя примерно 7 мин после сильного афтершока с $M_w = 6.3$ в 2:16 LT возникают колебания с периодом ~ 3 – 4 мин, а еще через 10 мин после

начала первой аномалии в 2:30 LT наблюдаются колебания с периодом ~ 10 – 19 мин. Продолжительность короткопериодной аномалии после афтершока с $M_w = 6.4$ составляет ~ 9 мин, после афтершока с $M_w = 6.1$ составляет ~ 8 мин, после афтершока с $M_w = 6.3$ составляет ~ 10 мин, а длительности длиннопериодных аномалий после этих афтершоков равны ~ 24 мин, ~ 28 мин и ~ 40 мин соответственно. В скалограмме, представленной на рис. 2, присутствуют еще две аномалии с периодами ~ 2.5 – 3.5 мин и ~ 16 – 18 мин, возникающие примерно через 7 мин (2:02 LT) и 21 мин (2:16 LT) после афтершока с $M_w = 5.9$ (03.12.2023 г., 1:55 LT, 8,64 с.ш., 126,97 в.д., 76 км севернее города Хинатуана в провинции Суригао-дель-Сур, 251 км).

Кроме анализа геомагнитного эффекта ближайших трех афтершоков (магнитуда больше или равна 6) землетрясения, произошедшего 2 декабря, в настоящей работе были рассмотрены геомагнитные записи за 1 ч до и 2 ч после еще нескольких сильных афтершоков,

произошедших 3 декабря: афтершоки магнитудами 6 (4:52 LT), 6.6 (18:35 LT) и 6 (22:35 LT). Как видно из скалограмм, представленных на рис. 3, наблюдается практически однотипная картина аномалий. В геомагнитных вариациях на станции Давао возникают аномалии через ~ 6 –7 мин после подземных толчков афтершоков и имеют периоды ~ 2.5 –4 мин. Продолжительность аномалий составляет ~ 9 –10 мин. После всех афтершоков возникают и длиннопериодные аномалии с периодами ~ 10 –23 мин, продолжительность этих аномалий ~ 25 –36 мин.

На рис. 4 представлена скалограмма вариаций D -компоненты геомагнитного поля на станции Давао после основного толчка землетрясения

магнитудой 6.8, произошедшего 04.12.2023 г. (PHIVOLCS выделил это событие как отдельное землетрясение). Как видно из рис. 4, картина аномалий похожа на картину аномалий землетрясения такой же магнитуды, произошедшего 17.11.2023 г. (см. рис. 1). Первая аномалия с периодом ~ 2 –7.5 мин появляется спустя ~ 7 мин после основного толчка в 03:56 LT, а примерно через 22 мин после основного толчка в 04:11 LT наблюдается более длиннопериодная аномалия с периодом ~ 13 –22 мин. Продолжительность короткопериодной аномалии составляет ~ 14 мин, а длиннопериодной аномалии – 36 мин.

Параметры геомагнитного эффекта всех рассмотренных событий (расстояние от эпицентра

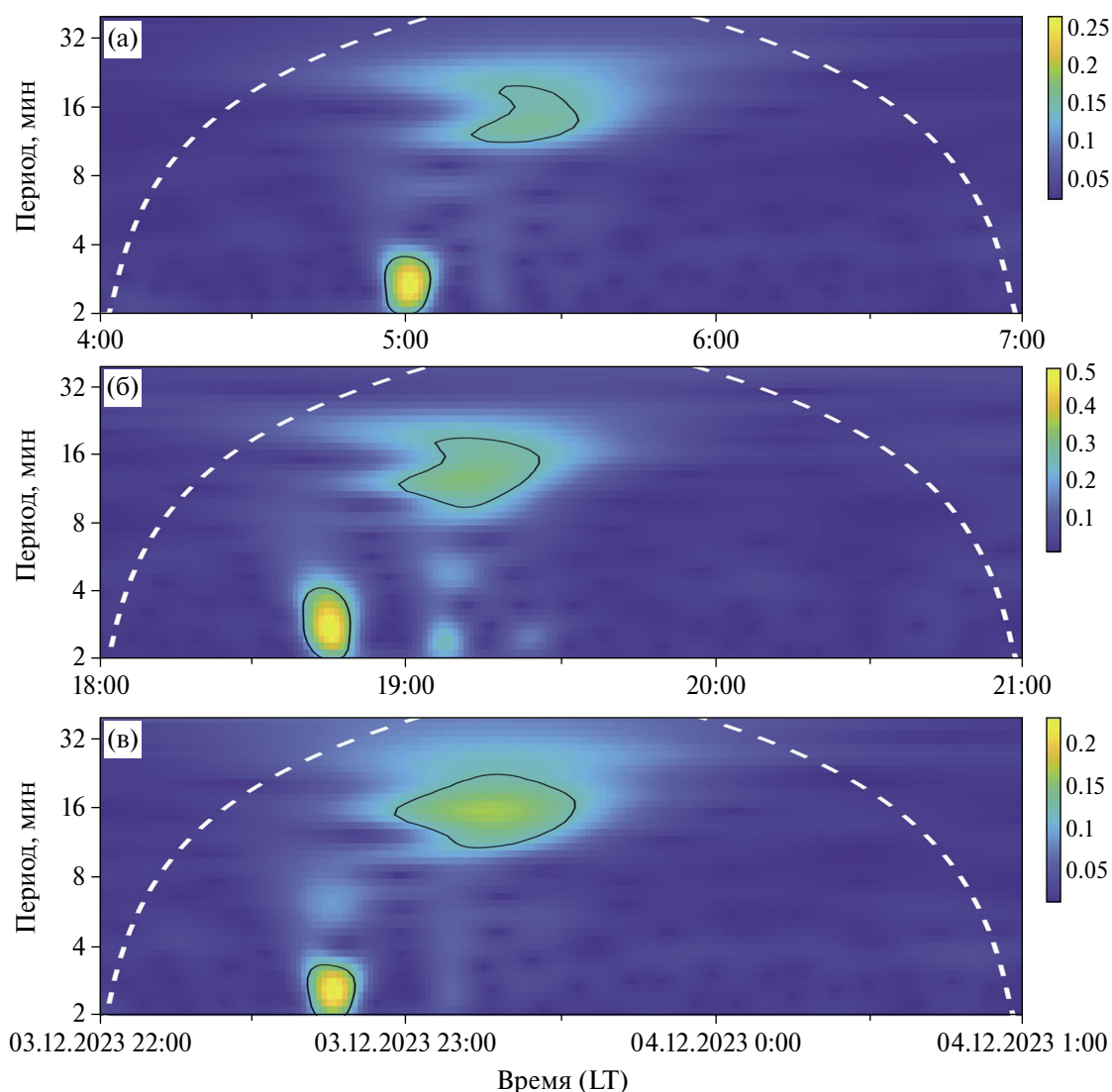


Рис. 3. Скалограммы геомагнитных вариаций (D -компонента) на станции Давао в период сильных афтершоков 03.12.2023 г. после мощного землетрясения с $M_w = 7.4$, произошедшего 02.12.2023 г.: (а) афтершок с $M_w = 6$ (4:52 LT); (б) афтершок $M_w = 6.6$ (18:35 LT); (в) афтершок $M_w = 6$ (22:35 LT).

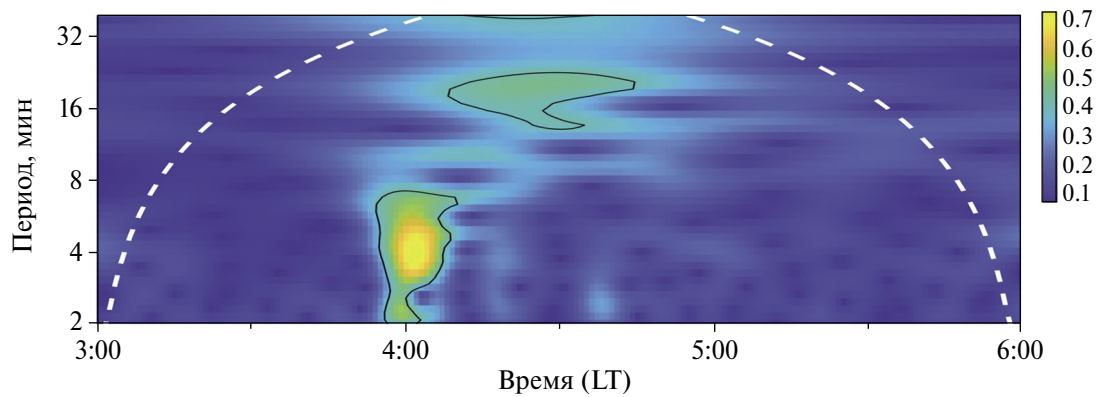


Рис. 4. Скалограмма геомагнитных вариаций (*D*-компонента) на станции Давао в период основного толчка землетрясения с $M_w = 6.8$, произошедшего 04.12.2023 г. в 03:49 LT.

землетрясения до станции Давао, рассчитанное методом гаверсинусов, время начала возмущения, диапазон его периодов и продолжительность возмущения) представлены в табл. 3 и табл. 4.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Приведенные в предыдущем разделе результаты позволяют сделать вывод о том, что геомагнитный отклик, регистрируемый наземными магнитометрами после достаточно сильных сейсмических событий (в данном случае — это землетрясения в районе Филиппинских островов), состоит из короткопериодных и длиннопериодных вариаций. При этом можно определить, что

они обусловлены волнами, генерируемыми непосредственно землетрясением: сейсмическими волнами Релея и атмосферными внутренними волнами соответственно. Это заключение основано на свойствах волн и известных расстояниях от эпицентров событий до станции наблюдения. Напомним, что регистрируемые наземными магнитометрами вариации обусловлены возмущением токовых систем нижней ионосферы (на высоте около 100 км).

Действительно, зная скорости волн Релея ~ 3 км/с и расстояния эпицентров событий до станции Давао (второй столбец табл. 3), нетрудно определить время распространения волны до станции и, с учетом распространения до ионосферы акустического сигнала,

Таблица 3. Параметры короткопериодных геомагнитных аномалий после землетрясений из списка, представленного в табл. 1 (указано тихоокеанское время (UTC+8 ч))

№	Расстояние, км	Период, мин	Время начала возмущения	Продолжительность возмущения, мин
1	181	2–6.5	16:20	15
3	207	3–6.5	22:43	14
4	239	2–4	00:09	9
5	229	3.5–5	01:46	8
6	280	3–4	02:16	10
7	245	2–3.5	04:58	9
8	238	2–4	18:41	9
9	300	2–3.5	22:42	10
10	274	2–7.5	03:56	14

Таблица 4. Параметры длиннопериодных геомагнитных аномалий после землетрясений из списка, представленного в табл. 1 (указано тихоокеанское время (UTC+8 ч))

№	Расстояние, км	Период, мин	Время начала возмущения	Продолжительность возмущения, мин
1	181	7–14	16:31	21
3	207	10–19	22:56	48
4	239	11–17	0:19	24
5	229	9–16	01:56	28
6	280	10–19	02:30	40
7	245	11–20	05:11	25
8	238	10–19	18:56	27
9	300	10–23	22:59	36
10	274	13–22	04:11	36

генерируемого волной Релея, получить время начала регистрации возмущения (четвертый столбец табл. 3). Заметим, что периоды волн (третий столбец табл. 3) вполне соответствуют акустическому диапазону атмосферных волн, который в данном случае назван короткопериодным.

Длиннопериодные вариации соответствуют диапазону атмосферных внутренних гравитационных волн – ВГВ (третий столбец табл. 4). Оценить основной период колебаний T можно по известной формуле $T = T_g L / h$ [Госсард, Хук, 1978], где T_g – период Брента–Вяйсяля; L , h – расстояние от источника до пункта наблюдения (второй столбец табл. 4) и высота регистрации сигнала соответственно. Зная расстояния эпицентров событий до станции Давао (второй столбец табл. 4) и время начала регистрации возмущения от момента землетрясения (четвертый столбец табл. 4 и четвертый столбец табл. 1 соответственно) можно оценить скорость распространения длиннопериодных возмущений, которая оказывается в диапазоне 200–300 м/с. Такие скорости характерны для ВГВ.

Устойчивая картина появления ионосферных возмущений от события к событию с различными магнитудами, а также естественная интерпретация этих возмущений в терминах волн Релея и акустико-гравитационных волн (АГВ) позволяет исключить предположение о случайном совпадении времени наблюдения и периодов

возмущений со скоростями и периодами волн Релея и АГВ.

Далее, проведенный с использованием наземного магнитометра на станции Давао анализ ионосферных откликов на землетрясения с магнитудой меньше 6.5 показал, что сама возможность их регистрации позволяет надеяться на снижение порога (по сравнению с тем, что установлен посредством ГНСС-радиопросвечивания для землетрясений [Perevalova et al., 2014]) энергии импульсных литосферных источников (включая взрывы, вулканические эксплозии), отклик на которые еще может быть зарегистрирован в ионосфере.

Подчеркнем, что вывод о пороговой магнитуде $M_w = 6.5$ для землетрясений относился к методу ГНСС-радиопросвечивания, который является интегральным. Между тем, ионосферный отклик на импульсные источники (включая землетрясения) может быть зарегистрирован посредством ионосферного или доплеровского зондирования (см., например, [Гохберг, Шалимов, 2008]), а также использованного в настоящей работе наземного магнитометра. Иными словами, при использовании других инструментов наблюдения пороговая магнитуда события не обязана быть выше 6.5 для того, чтобы ионосферный отклик наблюдался, что и продемонстрировано в настоящей работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Экспериментальные исследования выполнены в рамках государственного задания ИДГ РАН № 122032900185-5 “Проявление процессов природного и техногенного происхождения в геофизических полях”, интерпретация результатов выполнена в рамках государственного задания ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир. 1978. 532 с.
- Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: Наука. 2008. 296 с.
- Падохин А.М., Шалимов С.Л. О возможности детектирования ионосферных возмущений, вызванных мощными подземными взрывами, методами GNSS-радиопросвечивания // Журнал Радиоэлектроники. 2023. № 12. DOI:10.30898/1684-1719.2023.12.15
- Рябова С.А., Ольшанская Е.В., Шалимов С.Л. Отклик нижней и верхней ионосферы на землетрясения в Турции 06.02.2023 г. // Физика Земли. 2023. № 6. С. 153–162. DOI:10.31857/S0002333723060182
- Рябова С.А., Спивак А.А. Особенности геомагнитных вариаций на средних широтах восточно-европейской платформы // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. № 2. С. 217–225. DOI:10.7868/S0016794017020122
- Рябова С.А., Шалимов С.Л. О геомагнитных вариациях, наблюдаемых на поверхности Земли и приуроченных к сильным землетрясениям // Физика Земли. 2022. № 4. С. 30–45. DOI: 10.31857/S0002333722040081
- Соловьева М.С., Падохин А.М., Шалимов С.Л. Мегаизвержение вулкана Хунга 15 января 2022 г.: регистрация ионосферных возмущений посредством СДВ и ГНСС радиопросвечивания // Письма ЖЭТФ. 2022. Т. 116. № 11. С. 816–822. DOI:10.31857/S1234567822230124
- Спивак А.А., Рыбнов Ю.С., Рябова С.А., Соловьев С.П., Харламов В.А. Акустический, магнитный и электрические эффекты извержения вулкана Стромболи (Италия) в июле–августе 2019 г. // Физика Земли. 2020. № 5. С. 117–130. DOI:10.31857/S0002333720050129
- Спивак А.А., Рябова С.А. Геомагнитные вариации при сильных землетрясениях // Физика Земли. 2019а. № 6. С. 3–12. DOI:10.31857/S0002-3337201963-12
- Спивак А.А., Рябова С.А. Геомагнитный эффект землетрясений // Докл. РАН. 2019б. Т. 488. № 2. С. 197–201. DOI:10.31857/S0869-56524882
- Спивак А.А., Рябова С.А. Магнитный и электрические эффекты эксплозивной стадии извержения вулкана Стромболи (03.07.2019 г., Италия) // Докл. РАН. Наука о Земле. 2020. Т. 493. № 1. С. 54–57. DOI:10.31857/S2686739720070191
- Шалимов С.Л., Рожной А.А., Соловьева М.С., Ольшанская Е.В. Воздействие землетрясений и цунами на ионосферу // Физика Земли. 2019. № 1. С. 199–213.
- Ясюкевич Ю.В., Едемский И.К., Перевалова Н.П., Полякова А.С. Отклик ионосферы на гелио- и геофизические возмущающие факторы по данным GPS. Иркутск: ИГУ. 2013. 160 с.
- Abe S., Kiyohumi Yumoto K., Ikeda A., Uozumi T., Maeda G. Data and information activities of ICSWSE, Kyushu University, Japan // Data Science Journal. 2013. V. 12. <https://doi.org/10.2481/dsj.WDS-014>
- Adhikari B., Khatriwada R., Chapagain N.P. Analysis of geomagnetic storms using wavelet transforms // Journal of Nepal Physical Society. 2017. V. 4. № 1. P. 119–124.
- Grossmann A., Morlet J. Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape // SIAM Journal on Mathematical Analysis. 1984. V. 15. № 4. P. 723–736.
- Kelley M.C. The Earth's ionosphere: Plasma physics and electrodynamics. San Diego, California: Academic Press, Inc. 1989. 487 p.
- Meyer Y. Wavelets: Algorithms and applications. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics. 1993. 134 p.
- Ozeki M., Heki K. Ionospheric holes made by ballistic missiles from North Korea detected with a Japanese dense GPS array // Journal of Geophysical Research Atmospheres. 2010. V. 115. № A9. DOI:10.1029/2010JA015531
- Park J., Grejner-Grzezinska D.A., von Frese R.R.B., Morton Y. GPS discrimination of traveling ionospheric disturbances from underground nuclear explosions and earthquakes // Navigation – Journal of The Institute of Navigation. 2014. V. 61. № 2. P. 125–134. DOI:10.1002/navi.56
- Peravalova N.P., Sankov V.A., Astafyeva E.I., Zhupityaeva A.S. Threshold magnitude for Ionospheric TEC response to earthquakes // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2014. V. 108. № 4. P. 77–90. DOI:10.1016/j.jastp.2013.12.014
- Qin Y.S., Yin H. Western Pacific, The strategic priority in China Deep-Sea research // Advances in Earth Science. 2011. V. 26. № 3. P. 245–248.
- Riabova S. Application of wavelet analysis to the analysis of geomagnetic field variations // Journal of Physics Conference Series. 2018. V. 1141. DOI: 10.1088/1742-6596/1141/1/012146
- Riabova S.A. Study of the multifractality of geomagnetic variations at the Belsk Observatory // Doklady Earth Sciences. 2022. V. 507. № 2. P. 299–303. DOI: 10.1134/S1028334X22700489
- Torrence C., Compo G.P. A practical guide to wavelet analysis // Bulletin of the American Meteorological Society. 1998. V. 79. P. 605–618.
- Yumoto K. MAGDAS Group (2007) Space weather activities at SERC for IHY: MAGDAS // Bulletin of the Astronomical Society of India. 2007. V. 35. № 4. P. 511–522.
- Zhang T., Li P., Shang L., Cong J., Li X., Yao Y., Zhang Y. Identification and evolution of tectonic units in the Philippine Sea Plate // China Geology. 2022. V. 5. P. 96–109. DOI:10.31035/cg2022003

Ionospheric Response of Earthquakes in the Philippines from November to December 2023

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

^a*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*

^b*Schmidt Institute of Physics of Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

**e-mail: ryabovasa@mail.ru*

Received February 1, 2024

revised February 17, 2024

accepted February 18, 2024

Abstract — Ground-based magnetometric measurements were used to study ionospheric disturbances observed from November to December 2023 after a series of fairly strong earthquakes in an area of intense seismic activity in the Philippines. It is shown that a stable pattern of the appearance of magnetic disturbances from events with different magnitudes (from $M_w = 6$ to $M_w = 7.4$) is observed, containing short- and long-period disturbances caused by variations in the current systems of the lower ionosphere. It has been established that these variations belong to different branches of atmospheric acoustic-gravity waves: acoustic and internal, respectively. It is shown that the origin of disturbances in the acoustic range may be associated with the arrival of seismic Rayleigh waves, which are a source of acoustic vibrations, while the estimated velocities of atmospheric internal waves correspond to their generation directly at the epicenters of events. Magnetometric measurements have made it possible to record ionospheric disturbances from events with a significantly lower magnitude compared to the radio sounding method using global navigation satellite systems.

Keywords: earthquake, geomagnetic field, wavelet analysis, seismic Rayleigh wave, atmospheric internal wave

УДК 550.34.097

РЕГИОНАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЗАТУХАНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН НА ТЕРРИТОРИИ СЕВЕРНОГО КАВКАЗА

© 2024 г. А. С. Зверева^{1, *}, И. П. Габсатарова¹, Д. В. Лиходеев²

¹Федеральный исследовательский центр “Единая геофизическая служба РАН”, г. Обнинск, Россия

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: zvereva.as59@gmail.com

Поступила в редакцию 28.09.2023 г.

После доработки 07.02.2024 г.

Принята к публикации 18.03.2024 г.

Получены новые обобщенные данные по затуханию сейсмических волн в литосфере Северного Кавказа в виде частотно-зависимой добротности среды $Q_c(f)$. Знания о неоднородностях распределения добротности как характеристики среды в регионе будут востребованы при проведении работ сейсмического районирования разной степени детальности. Информационной базой для исследования являлись цифровые записи 53-х сейсмических станций 800 локальных землетрясений умеренных магнитуд ($1.8 \leq M \leq 5.5$)*, равномерно распределенных по территории Северного Кавказа. При исследовании использовался метод огибающих кода-волн в модели однократного рассеяния. Для всей территории Северного Кавказа и для отдельных 7 зон рассчитаны средние аналитические выражения частотно-зависимой добротности среды $Q_c(f)$ и построены карты распределения значений добротности на частотах 1 и 4 Гц. Выявлено, что зоны наименьшей добротности соответствуют тектонически неоднородным областям, характеризующимся наличием сильной раздробленности в земной коре и повышенным уровнем флюидонасыщения. Зоны наибольшей добротности соответствуют областям растяжения литосферы, где преобладают землетрясения с механизмами очагов типа сброс.

Ключевые слова: затухание сейсмических волн, добротность литосферы, кода-волны, районирование добротности, Северный Кавказ.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060046>, **EDN:** RGMJSV

ВВЕДЕНИЕ

Северо-Кавказский регион является частью Альпийско-Гималайского орогенного пояса, расположенного между Черным и Каспийскими морями, вместе с прилегающей к ним южной частью Предкавказской (Скифской) плиты (рис. 1а). Регион имеет сложное тектоническое строение и характеризуется высоким уровнем сейсмической активности – наибольшим в европейской части России. В соответствии с картой “Общего сейсмического районирования Северной Евразии” (ОСР-2015 А и В) оценка сейсмического потенциала большей части территории Северного Кавказа соответствует в основном 8–9 балльным зонам интенсивности сотрясений (на средних грунтах в баллах шкалы MSK-64)

[СП 14.13330.2018]. На этой территории расположены многочисленные города с большой плотностью населения и объекты критической инфраструктуры. Природные разрушительные явления могут привести к катастрофам с сопутствующими проблемами социально-экономического характера.

В сейсмологических исследованиях затухание энергии сейсмических волн в процессе распространения от источника к приемнику является одним из основных параметров, характеризующих свойства среды. С затуханием сейсмических волн в среде связано появление на сейсмограммах коды – длинной хвостовой части сейсмограммы, следующей после регулярных волн [Aki, Chouet, 1975]. Затухание волн обычно выражается через безразмерный параметр – добротность среды Q и необходимо для многих задач прикладной и фундаментальной сейсмологии, среди них:

* Здесь и далее в работе представлены магнитуды M , пересчитанные из энергетического класса по Раутиан по формуле $M = (K_p - 4)/1.8$.

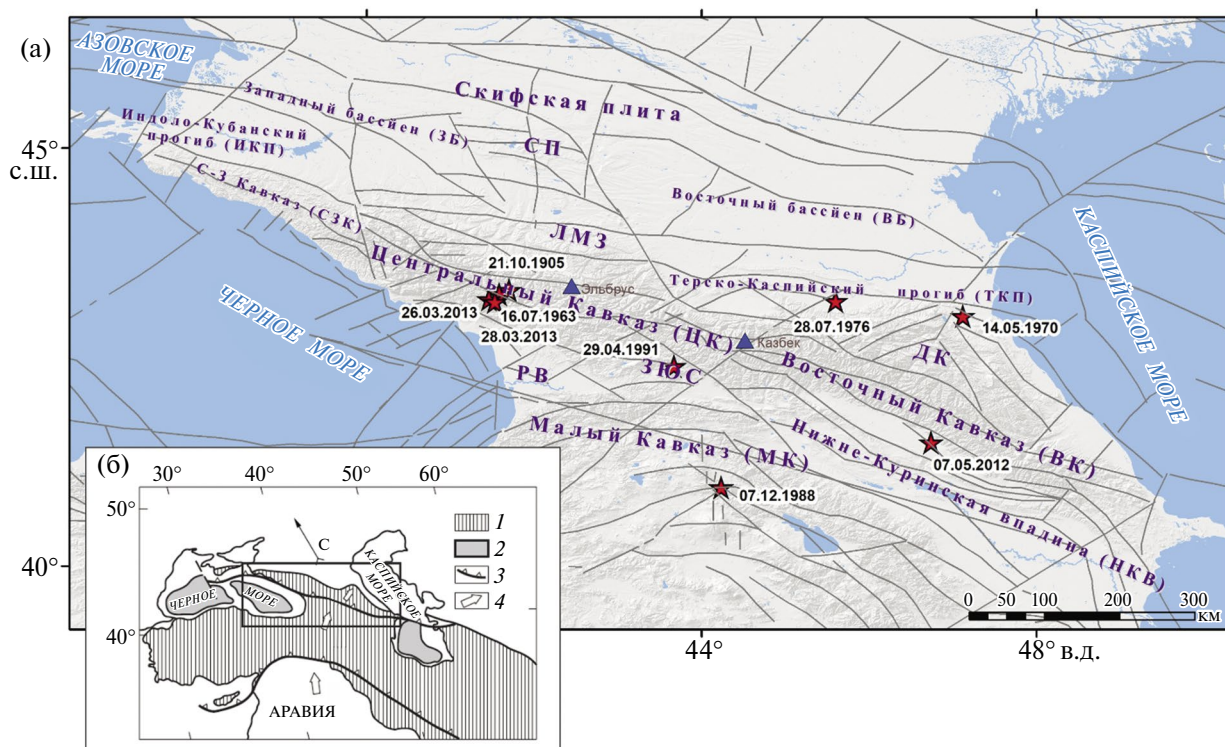


Рис. 1. (а) – Основные тектонические структуры [Рогожин и др., 2014]: СП – Ставропольское поднятие, ЛМЗ – Лабино-Малкинская зона, ДК – Дагестанский клин, ТКП – Терско-Каспийский прогиб, РВ – Рионская впадина, СЗК – Северо-Западный Кавказ, ЗЮС – зона южного склона. Серыми линиями показаны активные тектонические разломы [Трифонов и др., 2002]; звездами – эпицентры наиболее сильных землетрясений за инструментальный период наблюдений: 21.10.1905 г. Тебердинское с $M = 6.4$; 16.07.1963 г. Чхалтинское с $M = 6.4$; 14.05.1970 г. Дагестанское с $M = 6.7$; 28.07.1976 г. Черногорское с $M = 6.1$; 07.12.1988 г. Спитакское с $M = 7.0$; 29.04.1991 г. Рачинское с $M = 6.9$; 07.05.2012 г. Закатальское с $M = 5.6$; 26.03.2013 г. Домбайское-I с $M = 4.4$; 28.03.2013 г. Домбайское-II с $M = 4.6$. Треугольниками – местоположение вулканов Эльбрус и Казбек; (б) – современная тектоническая обстановка Кавказского региона по работе [Казьмин и др., 2004]: 1 – Альпийский складчатый пояс; 2 – океанская или тонкая континентальная кора в реликтовых задуговых бассейнах Черного моря и Южного Каспия; 3 – главные надвиговые фронты; 4 – направление движения относительно Евразии.

– исследование региональных особенностей строения среды, поскольку затухания напрямую связано с физико-химическим состоянием горных пород (распределение трещин, флюидонасыщенность, перепады температуры и давления в недрах Земли);

– расчет очаговых спектров землетрясений путем введения поправки за неупругое затухание волны в литосфере в наблюдаемый станционный спектр.

В литературе приводятся многочисленные данные о связи региональных вариаций добротности Q , с особенностями геолого-тектонического строения. В работе [Харазова и др., 2016] различия в добротности среды на западном Кавказе объясняются масштабом и характером тектонических дислокаций геологической среды, локальные вариации затухания связываются с наличием разломных

структур, зон дробления, наклонных сейсмических границ, вариации мощности и консолидированности осадочного чехла, особенностей строения и состава фундамента. Изучение затухания в Паннонском бассейне и в Динаридах (Хорватия) [Dasovic et al., 2013] также показало, что региональные особенности Q_0 (Q на частоте 1 Гц) можно объяснить различной мощностью и составом литосферы, в том числе на глубинах, где происходит переход от литосферы к астеносфере и наблюдается разность мощности теплового потока. На территории Южнобайкальской впадины зоны с высокой сейсмической активностью, высокой плотностью разломов и высокими значениями теплового потока совпадают с областями повышенного затухания, а области пониженной плотности эпицентров землетрясений и пониженной поверхностной плотности разломов хорошо согласуются с зонами

низкого затухания сейсмических волн [Добрынина и др., 2019]. Работы по скоростной томографии, проведенные в Северо-Восточной Сибири [Giampiccolo et al., 2018], показали, что, низкие значения Q_0 совпадают с низкими значениями скоростей P -волн и высокими значениями отношения V_p/V_s . Отношение V_p/V_s является одним из прямых индикаторов трещиноватости горных пород, насыщения флюидов и порового давления в земной коре, поскольку жидкость оказывает разный эффект на скорости P - и S -волн и высокие значения V_p/V_s могут свидетельствовать о содержании флюидов в разломах среды [Giampiccolo et al., 2018].

Сейсмологические наблюдения на Северном Кавказе и развитие сети в последние годы позволили накопить большой объем качественных инструментальных данных для изучения затухания волн в литосфере по записям локальных землетрясений более чем 50 станциями, расположенными в различных частях региона. Ранее подобные работы были проведены для четырех станций: “Сочи” (SOC), “Анапа” (ANN), “Кисловодск” (KIV) и “Махачкала” (MAK) [Павленко, 2016; 2020; Павленко, Павленко, 2016; Харазова и др., 2016; Кирсанов, Павленко, 2020]. В предыдущих наших работах [Zvereva et al., 2023; Зверева и др., 2024] такие исследования были проведены для западной и восточной зон Северного Кавказа.

Целью настоящей работы является расширение знаний о затухании сейсмических волн на Северном Кавказе за счет массового расчета станционных оценок частотно-зависимого значения добротности $Q(f)$, построения карт распределения значений добротности и интерпретации неоднородностей.

Для этого необходимо было решить следующие задачи:

- провести расчет значений частотно-зависимой добротности для каждой исследуемой станции сети Северного Кавказа (см. раздел Исходные данные);
- провести картирование станционных определений добротности с последующим их зонированием и сопоставлением пространственных вариаций затухания сейсмических волн с особенностями геолого-тектонического строения и физическими свойствами среды в регионе;
- оценить средние значения добротности для тектонических зон различного масштаба.

ТЕКТОНИЧЕСКОЕ СТРОЕНИЕ И СЕЙСМИЧНОСТЬ

Геодинамический режим Кавказского региона (рис. 1б) определяется надвигом Аравийской плиты на Скифскую, вызванным боковым вытеснением “жестких” Анатолийской и Иранской плит и перераспределением деформаций в широкой области, расположенной между окраинами Аравии и орогеном Большого Кавказа [Казьмин и др., 2004]. Скорость движения Аравийской плиты по результатам современных геодезических наблюдений [Reilinger et al., 1997] определена как 18–20 мм/год.

Представим лишь краткое изложение основных структурных элементов, которые будут упомянуты при регионализации и интерпретации полученных нами значений добротности. Согласно исследованиям [Милановский и др., 1963; Рогожин и др., 2014], в тектоническом плане Северный Кавказ представлен главными продольными тектоническими зонами запад–северо-западного простирания (рис. 1а).

Предкавказская (Скифская) плита примыкает с севера к альпийским сооружениям Кавказа на своем среднем и наиболее приподнятом участке – Ставропольском поднятии.

Альпийские краевые (передовые) прогибы расположены к югу от Скифской плиты на западе – Индоло-Кубанский, на востоке – Терско-Каспийский. Индоло-Кубанский краевой прогиб, общий для Восточного Крыма и Северо-западного Кавказа, имеет резко асимметричное строение: северное крыло пологое, а наиболее глубокая осевая зона приближена к узкому южному крылу. Он отделяется от Терско-Каспийского прогиба Минераловодским выступом, занимающим промежуточное положение между Ставропольским поднятием и северным крылом мегантиклинория Большого Кавказа. Терско-Каспийский прогиб сходен по строению с Западно-Кубанским, но отличается более сложной структурой, в центральной зоне две антиклинали: Терская и Сунженская.

Большой Кавказ представляет собой ассиметричный альпийский мегантиклинорий с отчетливым осевым поднятием с относительно широким и просто построенным северным и более узким южным крылом. Большой Кавказ расчленяется на несколько поперечных сегментов. Наиболее тектонически и орографически приподнятым сегментом является Центральный Кавказ. На севере Центральный Кавказ ограничен Лабино-Малкинской моноклиальной зоной. Восточный Кавказ тектонически

менее приподнят, чем Центральный, но на своем среднем участке — “Дагестанский клин” (Известняковый Дагестан) имеет сопоставимую ширину. Северное крыло отделяется от Терского краевого прогиба резким флексурным перегибом. Северо-Западный Кавказ отделен от Центрального Кавказа зоной Пшехско-Адлерских поперечных разломов и является западной окраиной всего Большого Кавказа.

Современная тектоническая обстановка Кавказского региона [Рогожин и др., 2014] находит отражение в сейсмичности региона, мониторинг которой осуществляет ФИЦ ЕГС РАН. Каталоги землетрясений и обобщающие обзоры публикуются в ежегодных изданиях “Землетрясения России” [База данных “Землетрясения России”].

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Для решения поставленных задач (см. Введение) был создан набор исходных данных, представленный основными параметрами и станционными цифровыми записями для 800 землетрясений, произошедших в период 2013–2022 гг. Землетрясения имели магнитуды $M = 1.8–5.5$, которые, согласно оценкам авторов работы [Габсатарова, Зверева, 2023], являлись представительными в районах локации. Глубины очагов рассматриваемых землетрясений находились в интервале $h = 1–45$ км, преобладающее их число имели $h = 12 \pm 3$ км. Эти события зарегистрированы сетью сейсмических станций ФИЦ ЕГС РАН, имеющей код RU в Международной федерации сетей цифровых сейсмографов (FDSN) [Geophysical..., 1989]. В работе использовались данные 53 сейсмических станций (рис. 2) из которых 51 входит в сеть ФИЦ ЕГС РАН, а две в сеть сейсмических наблюдений Грузии (GO) [Ilia State..., 1988]. Основные параметры рассматриваемых землетрясений были определены по данным региональных сетей сейсмологических наблюдений Северо-Осетинского (NOGSR) и Дагестанского (DAGSR) филиалов, а также Центрального отделения (OBGSR) ФИЦ ЕГС РАН в Обнинске [База данных “Землетрясения России”].

МЕТОДИКА

В настоящей работе оценивается функция добротности среды Q_c по кода-волнам локальных землетрясений методом огибающих кода-волн [Aki, Chouet, 1975] в модели однократного рассеяния.

Амплитуды кода-волн могут быть представлены в следующем виде:

$$A(f, t) = t^{-\beta} A_0 e^{\frac{-\pi f t}{Q_c(f)}}, \quad (1)$$

где κ — коэффициент приповерхностного затухания; A_0 — начальная амплитуда; β — коэффициент геометрического расхождения, равный 1.0 для объемных волн и 0.5 для поверхностных соответственно.

Логарифмирование соотношения (1) дает:

$$\ln(A(f, t)) + \beta \ln(t) = \ln(A_0) - \frac{t f \pi}{Q_c(f)}. \quad (2)$$

Здесь огибающая $\ln(A(f, t)) + \beta \ln(t)$ как функция времени от заданной частоты f (в соответствии с полосой пропускания фильтра) является прямой линией с наклоном $-\pi f / Q_c(f)$, по которому и определяется добротность $Q_c(f)$.

Согласно работе [Раутиан и др., 1981], время начала окна коды должно превосходить как минимум вдвое время пробега для S -волны. Добротность является частотно зависимым параметром и имеет вид:

$$Q_c = Q_0 f^\alpha. \quad (3)$$

Кода-волны на разных частотах рассеиваются от неоднородностей разного размера [Aki, Chouet, 1975; Раутиан и др., 1981]. Потеря энергии волны на многих таких неоднородностях объясняется явлением рассеяния. Если размер неоднородного включения сопоставим с длиной движущейся волны или больше ее, то такая неоднородность повлияет на амплитуду волны, так как часть энергии будет затрачена на образование отраженных волн. Волны, длины которых значительно больше встречаемых неоднородностей, проходят их без потери энергии. Длина волны λ определяется как произведение скорости (V) ее распространения на период (T) $\lambda = V \cdot T$ или $\lambda = V / f$ (f — частота колебаний). Объемные волны P и S , имеющие одинаковый период T , будут по-разному терять энергию за счет поглощения, что обусловлено разными длинами этих волн.

Методические вопросы оценки добротности по кода-волнам применительно к Северному Кавказу ранее рассматривались в предыдущих исследованиях авторов настоящей статьи и детально изложены в работах [Zvereva et al., 2023; Зверева и др., 2024].

Более детально остановимся на описании алгоритма построения карт. На основании

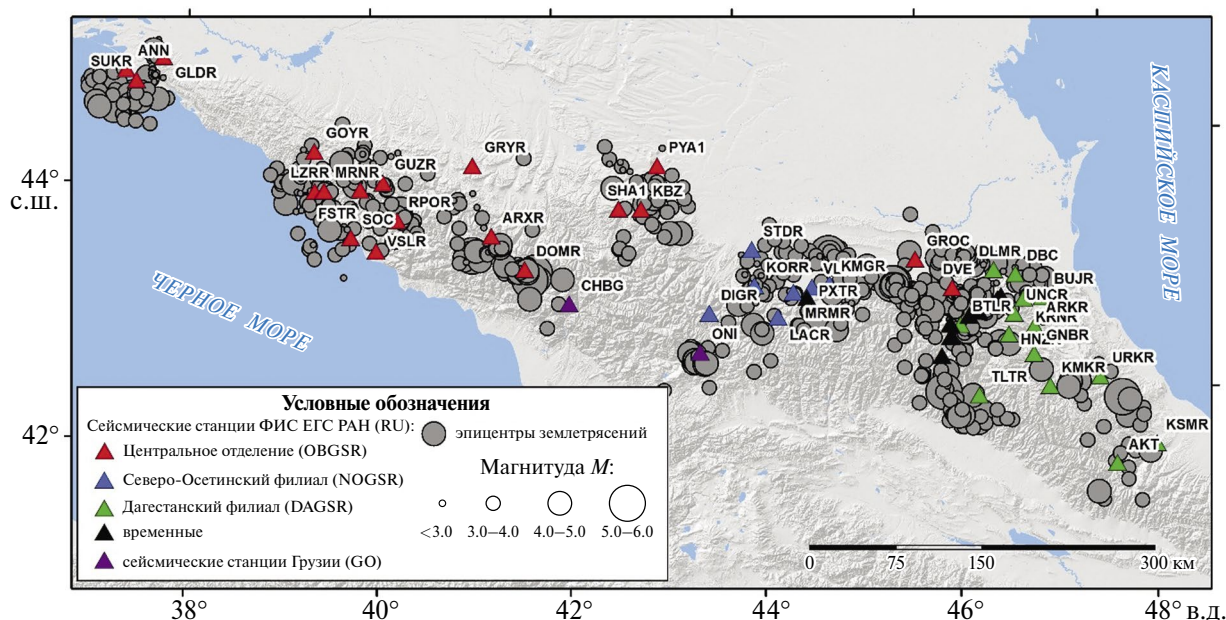


Рис. 2. Карта сейсмических станций и эпицентров землетрясений, использованных в работе.

рассчитанной добротности Q_c , отнесенной к средним точкам для каждой из пар событие—станция, можно построить матрицу распределения данного параметра. Для построения карт использовался следующий алгоритм:

1. Область карты построения распределения добротности приводилась к прямоугольной системе географических координат, градусы пересчитывались в километры относительно юго-восточного угла карты.

2. Область построения разбивалась на ячейки размером 1×1 км.

3. Для каждой пары событие—станция строился эллипсоид, в фокусах которого расположены очаг землетрясения и сейсмостанция. Большая и малая полуоси эллипсоида определялась по формуле (4) [Pulli, 1984]:

$$a = \frac{vt}{2}, \quad b = \sqrt{a^2 - \frac{r^2}{4}}, \quad (4)$$

где: r — гипоцентральное расстояние (для выборки из нескольких событий используется среднее гипоцентральное расстояние); v — скорость S -волн; $t = (LT + CW/2)$ — среднее время прихода кода-волн.

Нижняя граница эллипсоида соответствует максимальной глубине проникновения кода-волн:

$$h = h_{av} + b, \quad (5)$$

где h_{av} — средняя глубина событий.

Расчетное значение добротности Q_c соотносится с проекцией центра эллипсоида на земной поверхности — “средней точкой”.

3.1. Выбирались ячейки, центр которых лежал внутри эллипса (проекция на поверхность эллипсоида).

3.2. Выбранным ячейкам ставилось в соответствие значение добротности, рассчитанное для данной пары событие—станция.

3.3. Для каждой ячейки карты рассчитывалось среднеарифметическое значение по всем эллипсам, построенным таким образом.

4. Для сглаживания поля распределения добротности каждой из ячеек присваивалось значение среднего арифметического 5 соседних ячеек.

5. Ячейки, в расчете которых использовалось меньше трех значений добротности на этапе 3.3, исключались из дальнейшего построения карты.

Для реализации последующих этапов алгоритма использовалась программа построения комплексных карт геолого-геофизических параметров [Лиходеев, 2019].

6. Строилась карта изолиний рельефа с использованием данных General Bathymetric Chart of the Oceans (GEBCO) [Weatherall et al., 2015].

7. Полупрозрачным слоем на карту наносились значения добротности, полученные на этапе 5, в соответствии с выбранной цветовой шкалой. Шкала цветов на карте подбиралась таким

образом, чтобы наиболее ярко выделить неоднородности распределения добротности. Описанный алгоритм реализован в среде программирования MATLAB.

РАСЧЕТ ДОБРОТНОСТИ Q_c И КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ Δ

Средние значения добротности Q_c на каждой частоте рассчитывались на основе всех полученных записей. Расчет проводился в программе “Coda Q” программного комплекса SEISAN [Havskov et al., 2020] с заданными параметрами: длительность окна коды $CW = 30$ с, минимальное время начала окна коды $LT = 30$ с, но не ранее двойного времени пробега S -волны, фильтрация двухоктавным фильтром Баттерворта в полосах 0.5–2.0, 1–4, 2–8, 4–16 и 8–32 Гц (с центральными частотами $f_0 = 1, 2, 4, 8$ и 16 Гц), отношения сигнал/шум $SNR > 3$. Подробное описание методики расчета добротности методом огибающих в программном комплексе SEISAN для землетрясений Северного Кавказа представлено в работах [Zvereva et al., 2023; Зверева и др., 2024].

В общей сложности в расчетах были задействованы данные 53 различных сейсмостанций, удаленных от эпицентров не более чем на 50 км. Получено 9876 и 9083 значений Q_c при значении параметра геометрического расхождения для объемных волн $\beta = 1.0$. Значения Q_c рассчитывались для каждой сейсмостанции и центральной

частоты. Только для 7 сейсмических станций Чубери (CHBG), “Дышне-Видено” (DVE), “Грозный” (GROC), “Горное” (GRYR), “Они” (ONI), “Красная Поляна” (RPOR) и “Шиджатмаз” (SHA1) (рис. 3), имевших частоту дискретизации 100 Гц, удалось рассчитать значение Q_c на центральной частоте 16 Гц (полоса 8–32 Гц), остальные станции имели более низкую частоту дискретизации записей (40–50 Гц), что позволило провести расчеты только для $f_0 = 1, 2, 4, 8$ Гц. С использованием аппроксимирующей частотно-зависимой степенной функции, для каждой сейсмостанции определялось соотношение $Q_c = Q_0 \cdot f^\alpha$, которое рассчитывается на основании средне-взвешенных по количеству наблюдений значений Q_c для каждой частоты.

По результатам анализа всех рассчитанных значений получена общая зависимость добротности Q_c для всей территории Северного Кавказа, которая определяется следующим соотношением:

$$Q_c = 94 \pm 23 \cdot f^{0.95 \pm 0.13}. \quad (6)$$

На основании полученных средних значений добротности на каждой центральной частоте для геометрического расхождения $\beta = 1.0$ был проведен расчет коэффициента затухания по формуле:

$$\delta = \frac{\pi \cdot f}{v \cdot Q_c}, \quad (7)$$

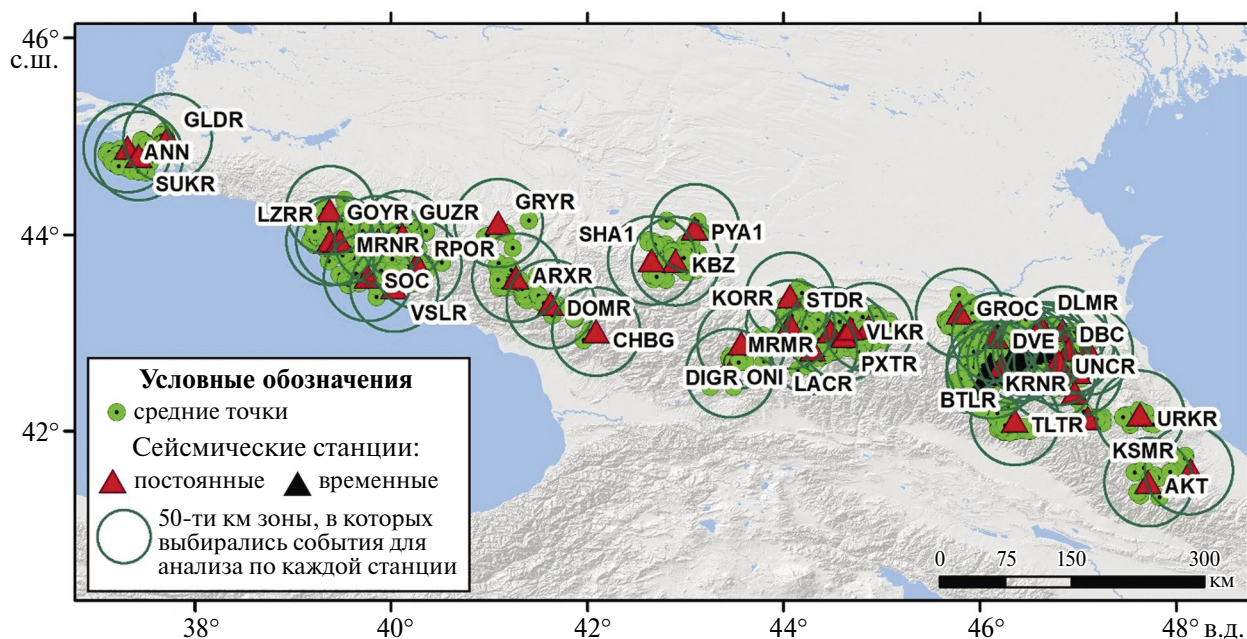


Рис. 3. Карта распределения средних точек Q_c на Северном Кавказе.

где: f – частота; Q_c – добротность на этой частоте f ; v – скорость объемной S -волны (взята средняя скорость S -волн 3.4 км/с).

Расчет коэффициента затухания Δ проводился отдельно для каждой сейсмической станции и центральной частоты, также получено среднее значение для всего Северного Кавказа (табл. 1, рис. 4). Как уже отмечалось, только для малого числа сейсмических станций удалось оценить добротность на частоте 16 Гц, поэтому мы ограничились значениями добротности и коэффициента затухания на частотах 1–8 Гц. На рис. 4 приведены графики распределения оценок коэффициента затухания Δ на этих частотах, где, начиная с частоты 4 Гц, наблюдаются очень близкие значения для всей рассматриваемой территории.

Для изучения региональных особенностей Q_c была построена карта пространственного распределения средних точек на основании всех рассчитанных значений при геометрическом расхождении $\beta = 1.0$. (рис. 3). Рассматриваемые эллипсоиды среды, полученные при заданной скорости S -волн равной 3.4 км/с, длине окна коды 30 с, среднем гипоцентральном расстоянии 28 км, времени начала окна коды равном 30 с имели следующие размеры: радиус главной оси 77 км, малой оси 76 км (формула (4)), максимальная теоретическая глубина проникновения согласно (5) составляла 87 км.

Неравномерность распределения средних точек (рис. 3) на дневной поверхности обусловлена как расположением сейсмостанций, так и неоднородностью сейсмичности в регионе. На основании пространственного группирования

Таблица 1. Среднее значение коэффициента затухания Δ для территории Северного Кавказа на центральных частотах $f = 1–16$ Гц (sd – стандартное отклонение)

f , Гц	Δ	sd
1	0.0094	0.0010
2	0.0107	0.0013
4	0.0113	0.0021
8	0.0114	0.0021
16	0.0118	0.0020

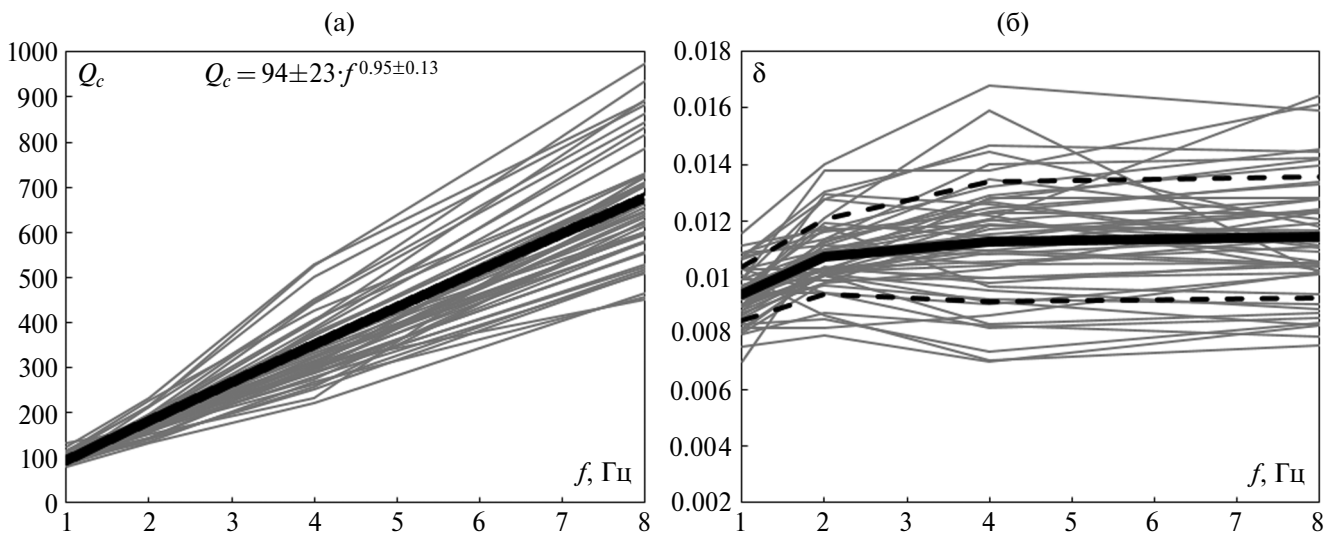


Рис. 4. Значение добротности Q_c при $\beta = 1.0$ (а) и коэффициента затухания Δ (б) на центральных частотах 1–8 Гц. Серые линии – значения для отдельных сейсмических станций; черная толстая линия – среднее значение со стандартным отклонением (черные пунктирные линии).

средних точек и, опираясь на границы тектонических зон по Хаину [Хаин, 1973], были выделены 7 основных зон (рис. 5): (БК1) – Сочинско-Краснополянская зона Большого Кавказа; (БК2) – Чхалтинско-Рачинская зона Большого Кавказа; (ДК) – Дагестанский клин; (ЗК) – Западный Кавказ; (ЛМЗ) – Лабино-Малкинская зона и (ТКП) – Терско-Каспийский прогиб. Расчеты Q_c в пределах этих зон проводились таким образом, чтобы эпицентры землетрясений и средние точки эллипсоида среды, в котором формировались кода-волны, находились в пределах тектонических границ изучаемой зоны, а эпицентральные расстояния не превышали 50 км (рис. 3). Только для четырех зон БК1, БК2, ЛМЗ и ТКП удалось рассчитать значения Q_c для центральной частоты 16 Гц. В таблице 2 приведены результаты расчета Q_c и коэффициента затухания Δ для каждой из зон.

В нашем исследовании для всех рассматриваемых зон наибольшие различия как в добротности Q_c , так и в значениях коэффициента затухания наблюдаются на частотах 1 и 2 Гц (табл. 2, рис. 6). Далее, как видно из рис. 6, затухание на

частотах 4–8 Гц плавно изменяется для всех зон, за исключением ЗК. На частоте 16 Гц снова прослеживается рост затухания.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Значение частотно-зависимой добротности (6) для всего Северного Кавказа сопоставимо с полученными нами ранее значениями для Западного Кавказа $Q_c = 90 \cdot f^{1.02}$ [Zvereva et al., 2023] и Восточного Кавказа $Q_c = 97 \cdot f^{0.88}$ [Зверева и др., 2024]. Сравнение с предыдущими исследованиями затухания сейсмических волн на Северном Кавказе других авторов (табл. 3) [Павленко, 2016; 2020; Павленко, Павленко, 2016; Кирсанов, Павленко, 2019] показало, что полученная нами зависимость $Q_c = 94 \cdot f^{0.95}$ наиболее близка к значениям по сейсмическим станциям “Анапа” (ANN) и “Кисловодск” (KIV).

Для комплексного изучения пространственного изменения добротности были построены карты распределения Q_c для региона Северного Кавказа (рис. 7) которые сопоставлялись с результатами геолого-геофизических исследований: полем поглощения S-волн [Копничев,

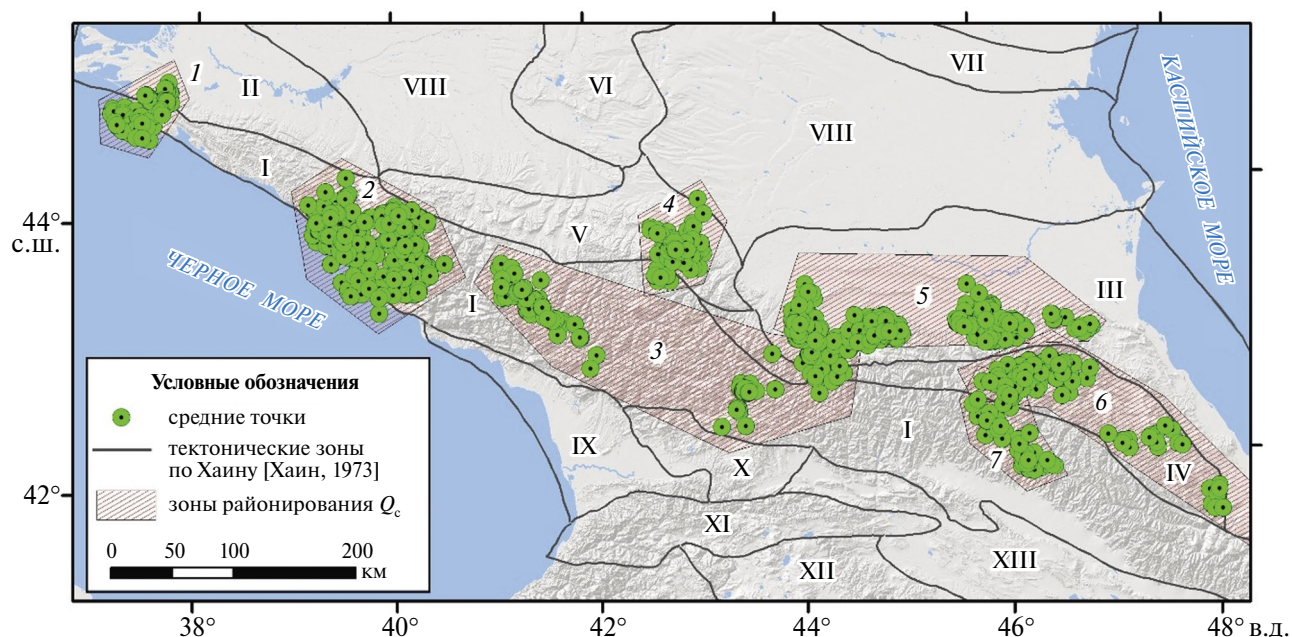


Рис. 5. Карта распределения средних точек и зон районирования Q_c . Границы зон: 1 – Западный Кавказ (ЗК), 2 – Большой Кавказ 1 (БК1), 3 – Большой Кавказ 2 (БК2), 4 – Лабино-Малкинская зона (ЛМЗ), 5 – Терско-Каспийский прогиб (ТКП), 6 – Дагестанский клин (ДК), 7 – Большой Кавказ 3 (БК3). Тектонические зоны: I – Большой Кавказ, II – Западно-Кубанский передовой прогиб, III – Терско-Каспийский передовой прогиб, IV – Дагестанский клин, V – моноклинал Предкавказья, VI – Ставропольский свод, VII – Кумо-Манычский прогиб, VIII – структуры Скифской платформы, IX – Рионский межгорный прогиб, X – Джавахетское нагорье, XI – Аджаро-Триалетская складчатая область, XII – мегантиклинорий Малого Кавказа, XIII – Куринский и Нижнеараксинский прогибы, XIV – Донецко-Каспийская погребенная складчатая область.

Таблица 2. Значения Q_c и Δ для центральных частот 1–16 Гц (N – общее количество значений Q_c для каждой центральной частоты)

Зона	Центральная частота f , Гц										N
	1		2		4		8		16		
	Q_c	Δ	Q_c	Δ	Q_c	Δ	Q_c	Δ	Q_c	Δ	
БК1	99±35	0.0093	179±49	0.0103	384±107	0.0096	792±187	0.0093	1492±137	0.0099	1437
БК2	88±25	0.0105	159±51	0.0116	307±80	0.0120	626±163	0.0118	1073±203	0.0138	822
БК3	115±35	0.0080	228±66	0.0081	460±154	0.0080	797±267	0.0093	—	—	368
ДК	92±26	0.0100	176±42	0.0105	357±74	0.0104	686±156	0.0108	—	—	988
ЗК	109±44	0.0085	154±39	0.0120	278±56	0.0133	660±108	0.0112	—	—	474
ЛМЗ	95±26	0.0097	210±55	0.0088	503±105	0.0073	925±157	0.0080	1636±229	0.0090	575
ТКП	114±37	0.0081	177±48	0.0104	297±65	0.0124	600±133	0.0123	1166±173	0.0127	1352

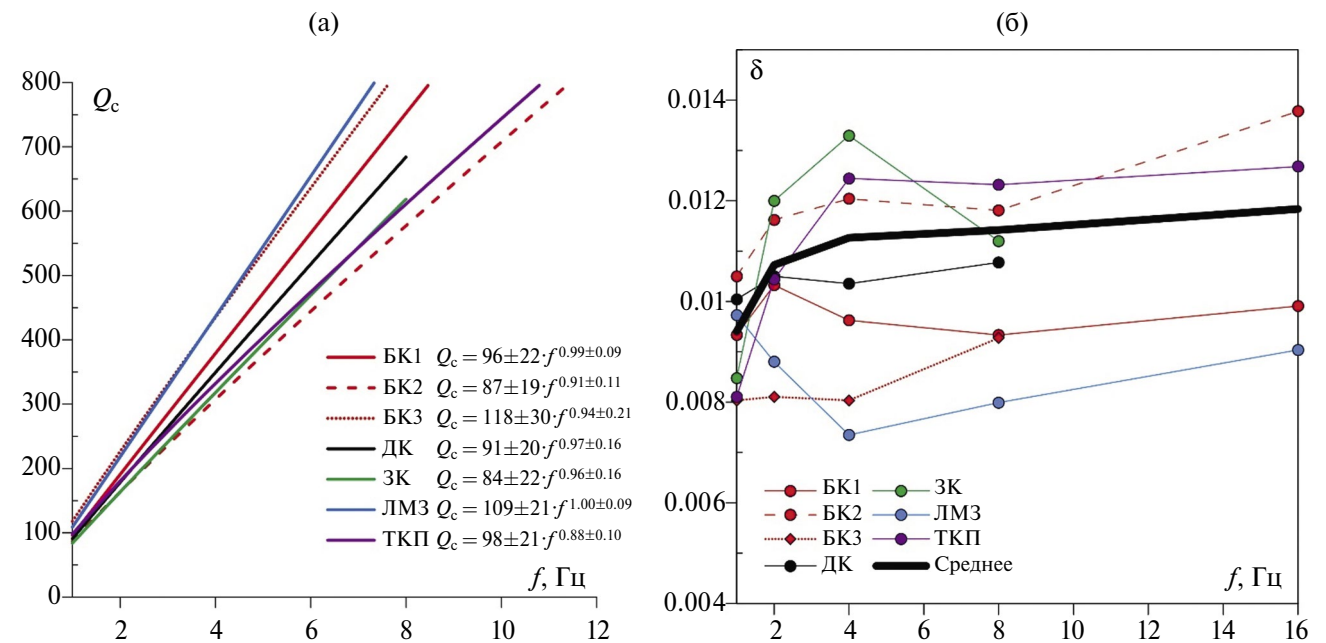


Рис. 6. Частотно-зависимые степенные функции $Q_c(f)$ (а) и графики зависимости коэффициента затухания Δ от частоты (б) для исследуемых зон.

Соколова, 2019; Аптикаева и др., 1995; Аптикаева, 2020], картой аномалий скоростей P - и S -волн [Kulakov et al., 2012], с механизмами очагов и геодинамической ситуацией в регионе [Милюков и др., 2022], с результатами исследования флюидонасыщения и удельного электрического сопротивления [Белявский, 2023], комплексным исследованием флюидо-магматических структур Северного Кавказа [Масуренков и др., 2010].

Как уже отмечалось в разделе “Методика”, кода-волны на разных частотах рассеиваются от неоднородностей разного размера. Зная скорость S -волны ($V_S = 3.4$ км/с), частоту f (Гц), можно оценить длину волны и примерный размер неоднородности, где происходит рассеяние. На центральной частоте 1 Гц кода-волны рассеиваются на относительно крупномасштабных неоднородностях с размерами порядка 1.7–6.8 км, а в более высоком частотном

Таблица 3. Частотно-зависимые степенные функции $Q(f)$ на отдельных сейсмических станциях Северного Кавказа, полученные разными авторами

f , Гц	Δ , км	Станция	$Q(f) = Q_0 f^\alpha$	Автор
1.0–10	30–265	ANN	$Q_c(f) = 90f^{0.7}$	[Павленко, 2016]
1.0–20	100–300	KIV	$Q(f) = 85f^{0.9}$	[Павленко, Павленко, 2016]
1.0–16	25–200	МАК	$Q(f) = 120f^{0.8}$	[Кирсанов, Павленко, 2019], [Павленко, 2020]
1.0–10	35–290	SOC	$Q(f) = 55f^{0.9}$	[Павленко, 2016]

диапазоне – на неоднородностях меньшего размера порядка 0.8–3.2, 0.4–1.6 и 0.2–0.8 км для центральных частот 2, 4 и 8 Гц соответственно.

Для дальнейшего анализа были выбраны карты, построенные для центральных частот 1 и 4 Гц, в расчете которых участвовали наиболее представительные по числу анализируемых землетрясений выборки (рис. 7а, 7б). На каждой карте выделяются отдельные зоны повышенных и пониженных значений добротности. Приведем качественное сравнение полученных нами результатов, отражающих свойства среды, с данными других геолого-геофизических исследований.

Область наименьших значений добротности как на частоте 1 Гц, так и на 4 Гц наблюдается в зонах эпицентров сильных землетрясений (рис. 7, рис. 1а), произошедших в последние 30 лет (зона БК2): Рачинского землетрясения 1991 г. с $M = 6.9$, а также Тебердинского 1905 г. с $M = 6.4$ и Чхалтинского 1963 г. с $M = 6.4$ землетрясений, где в 2013 г. произошли Домбайские землетрясения с $M = 4.4$ –4.6. Тектоническая позиция очагов этих землетрясений, согласно [Рогожин и др., 2014], связана с наличием крупнейших разломных зон в Рача-Лечхумской шовной зоне на южном склоне Большого Кавказа и Тебердино-Чхалтинской зоне в осевой части Главного Кавказского комплекса. В пределах названных структур наблюдается существенная раздробленность земной коры. Степень раздробленности здесь представляется более значительной по сравнению с окружающими районами Большого Кавказа и Закавказья согласно работе [Рогожин и др., 2014].

Добавим, что при изучении неоднородности литосферы и астеносферы в очаговой зоне Рачинского землетрясения, в работах [Аптикаева и др., 1995; Копничев, Соколова, 2019] выявлены полосы сильного поглощения (добротность низкая) в окружающих областях слабого

поглощения (добротность высокая). Авторы этих исследований связывают области сильного поглощения с областями подъема флюидов из верхней мантии.

В целом вся зона БК2 имеет пониженные значения добротности во всем частотном диапазоне и повышенные значения коэффициента затухания (рис. 6, табл. 2). Отрицательные аномалии скоростей P -волн и S -волн в пределах рассматриваемой зоны Большого Кавказа (БК2) выделяются по томографической модели для территории Кавказского региона [Kulakov et al., 2012]. Как показано в работе [Giampiccolo et al., 2018], низкие значения Q_0 совпадают с низкими значениями V_p .

Повышенные значения добротности наблюдаются в шельфовой части Черного моря (зоны БК1 и 3К), в Терско-Сунженской структуре (центральная часть Терско-Каспийского прогиба) и Закатальской зоне (БК3) (рис. 7). Авторы работы [Копничев, Соколова, 2014] установили, что в районах, характеризующихся растяжением в литосфере, наблюдаются пониженные значения поглощения S -волн. Согласно данным о механизмах очагов [База данных “Землетрясения России”] (рис. 8) в шельфовой части Черного моря и в Терско-Сунженской зоне преобладают механизмы очагов типа сброс, что объясняет низкие значения поглощения и высокую добротность в данных районах.

Отдельно отметим зону БК3 (рис. 8), где также наблюдаются повышенные значения добротности (рис. 6а) и пониженные коэффициенты затухания (рис. 6б) во всем исследованном частотном диапазоне. БК3 располагается в восточной части структур Большого Кавказа, где в целом доминирует близгоризонтальное сжатие [Reilinger et al., 1997; Миллюков и др., 2022]. Однако при анализе механизмов очагов сильных Закатальских землетрясений 2012, 2018 и 2019 гг. выявлено, что здесь распространены сбросовые

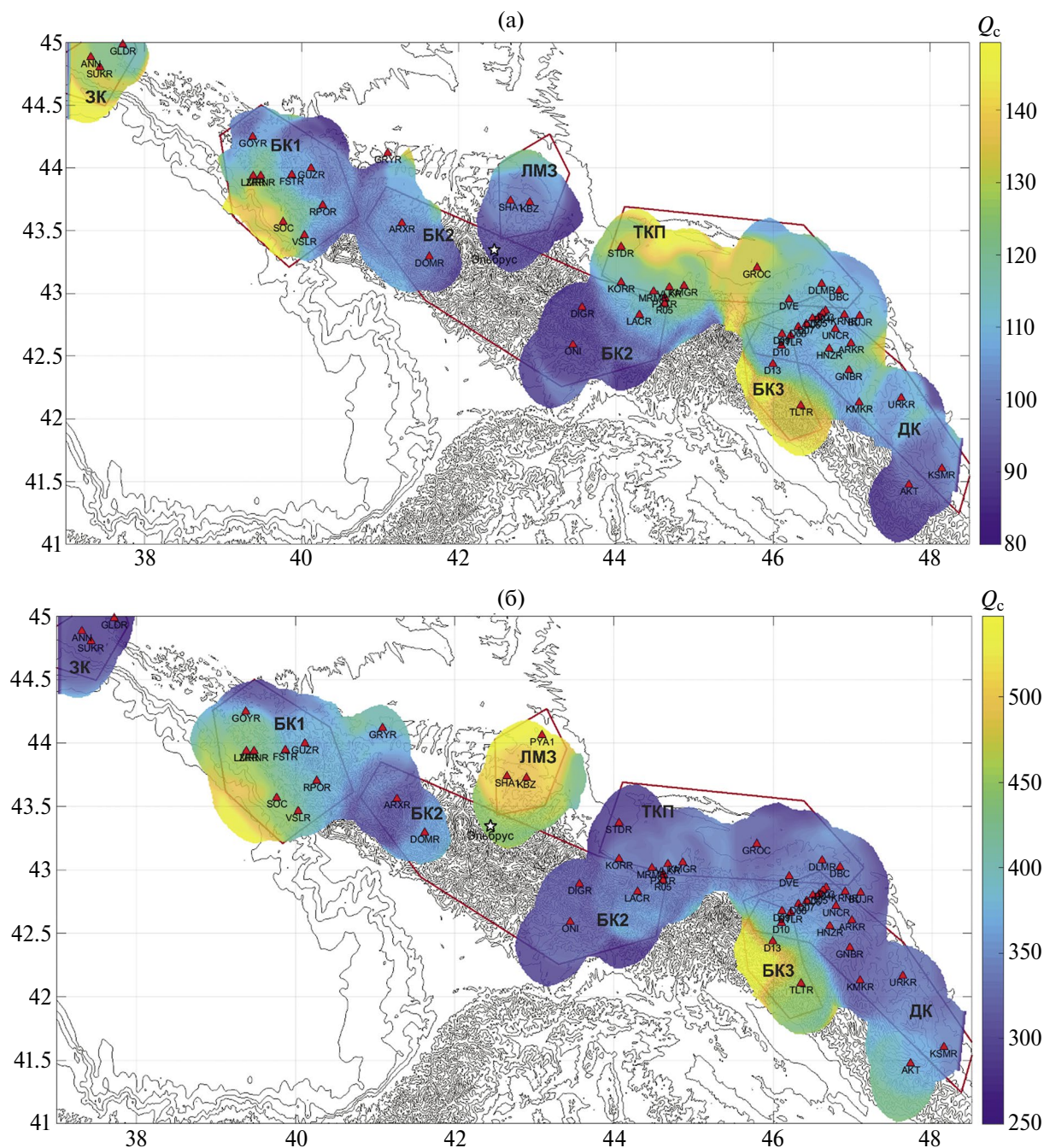


Рис. 7. Карты распределения добротности на частоте 1 Гц (а) и 4 Гц (б). Цветовая легенда справа показывает значение добротности Q_c .

и сбросо-сдвиговые движения в очаге (рис. 8) [База данных “Землетрясения России”; Етермишли и др., 2018].

Области перехода от структур Большого Кавказа к передовым прогибам – Индоло-Кубанскому и Терско-Каспийскому – (зоны ЗК и ТКП, рис. 1, рис. 7б) имеют сложное строение в разных своих частях, что находит отражение в картах распределения добротности (рис. 7),

и подтверждается неоднородностью других геофизических полей.

Зона Северо-Западного Кавказа (ЗК) (рис. 7) расположена в области перехода от структур западной части Большого Кавказа к Керченско-Таманской складчатой зоне и характеризуется фрагментированным, и неоднородным строением. Здесь высокодобротные слои кристаллического фундамента погружаются в западном

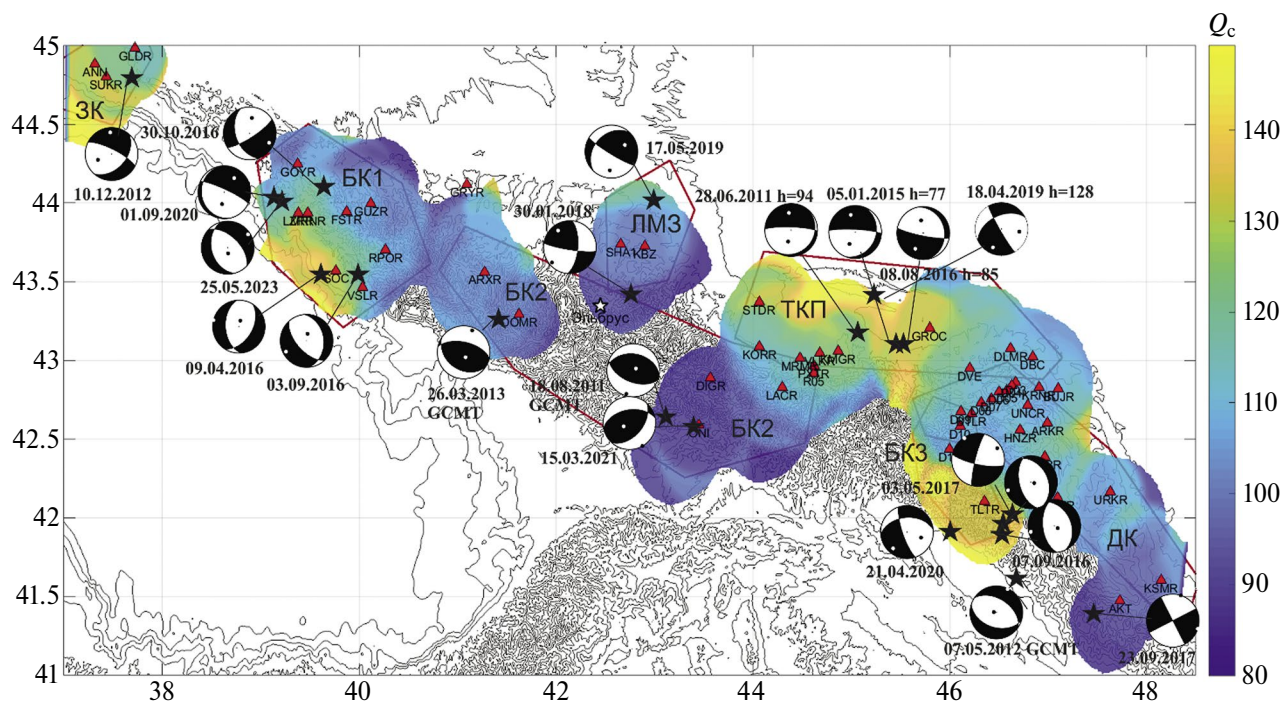


Рис. 8. Карта распределения добротности на частоте 1 Гц с диаграммами типичных механизмов очагов землетрясений.

направлении под низкодобротные отложения Керченско-Таманского прогиба и прослеживаются до северного шельфа Черного моря [Рогожин и др., 2020]. Нами получены низкие значения добротности Q_c и повышенные значения коэффициента затухания (табл. 1) для ЗК на частотах $f > 1$ Гц (рис. 7б), что может свидетельствовать о том, что в пределах данной зоны преобладают мелкомасштабные неоднородности размером 0.2–3.5 км. Такие неоднородности могут быть связаны с камерами грязевых вулканов, где содержание водной фракции флюида имеет повышенные значения при низком значении удельного электрического сопротивления [Белявский, 2023].

Пониженные значения добротности в юго-восточной части сочленения ТКП с зоной Дагестанского клина (ДК) (рис. 7) могут ассоциироваться с системой раздробленных надвигов, вдоль которых может поступать флюид, создающий систему электропроводящих структур [Белявский, 2023]. В восточной части ТКП и сочленения со структурами большого Кавказа (БК2) под широтными разломами также выделены аномалии проводимости. В наших данных на рис. 7а видны промежуточные значения добротности в восточной части ТКП, а на рис. 7б — пониженные.

Особого внимания заслуживает зона ЛМЗ, поскольку в ее пределах находятся районы Кавказских Минеральных Вод и Приэльбрусья, включающие Эльбрусскую вулканическую область. Основная часть территории ЛМЗ расположена в пределах Лабино-Малкинской моноклинали (Северо-Кавказский краевой массив) — в зоне перехода от северного склона Большого Кавказа к Скифской платформе [Рогожин и др., 2014] (рис. 1). Из рис. 6а видно, что ЛМЗ в целом имеет наиболее высокие значения Q_c и низкие коэффициенты затухания (рис. 6б) по сравнению с другими зонами. Однако на карте (рис. 7а) и в табл. 2 хорошо видно, что на частоте 1 Гц в данной зоне наблюдаются низкие значения добротности, особенно в районе вулканической постройки Эльбруса. В работе [Масуренков и др., 2010] отмечается наличие магматической камеры на глубине порядка 5 км шириной 8 км, а на глубине 1 км ее характерные размеры не превышают 2×2.5 км. Это, по нашей оценке, близко к размеру неоднородностей на частоте 1 Гц — 1.7–6.8 км, где происходит рассеяние кода-волн.

Ранее нами была проведена работа, по количественной оценке, эффекта поглощения поперечных волн в районе вулкана Эльбрус путем оценки отношения максимальных значений амплитуд поперечных A_S - и продольных A_P -волн

по трассам очаг—сейсмическая станция, пересекающим данную зону [Маловичко и др., 2014]. Были выделены две зоны высокого поглощения продольных волн на трассе между очагом и станцией, первая в пределах вулканической постройки Эльбруса, а вторая к югу от него, совпадающая с областью повышенной плотности источников углекислых минеральных вод. На карте аномалий скоростей P -волн [Kulakov et al., 2012] также выделяется в данной области отрицательная аномалия скоростей P -волн. Заметим, что автор работы [Белявский, 2023] выделяет максимальное содержание флюида совместно с высокой проводимостью блоков земной коры в пределах глубинных разломов и шовных зон, пересекающих Минераловодский выступ и Северо-Кавказский краевой массив до вулканической камеры Эльбруса. Таким образом, наличие магматического очага Эльбрусского вулканического центра и повышенного содержания флюидов в прилегающих территориях может свидетельствовать о высоком затухании в данной зоне на низких частотах.

На рис. 6б, начиная с центральной частоты 2 Гц, наблюдается резкое уменьшение коэффициента затухания, который достигает минимума на частоте 4 Гц, дальше наблюдается незначительный рост с трендом, близким к общекавказскому. На рис. 7б наблюдается повышение добротности по мере удаления от Эльбрусского вулканического центра к северу к структурам Скифской плиты, что может свидетельствовать о более однородном строении литосферы в пределах данной зоны. Этот факт находит подтверждение в скоростном разрезе среды по профилю ГСЗ Степное—Бакуриани, пересекающему исследуемую область, где наблюдается приблизительно одинаковая картина распределения скоростей волн, типичная для платформенных территорий [Павленкова, 2012].

Промежуточные оценки добротности получены в пределах Сочи—Краснополянской сейсмогенерирующей зоны (БК1) на Западном Кавказе и Дагестанского клина (ДК) на Восточном Кавказе (рис. 6а, рис. 7, табл. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обобщены данные по затуханию сейсмических волн в литосфере Северного Кавказа и получена средняя зависимость добротности Q_c от частоты, которая определяется как $Q_c = 94 \cdot f^{0.95}$. Проведено районирование с учетом геолого-тектонического строения региона с выделением 7 зон (рис. 5): (БК1) — Сочинско-Краснополянская зона Большого Кавказа

(БК2) — Чхалтинско-Рачинская зона Большого Кавказа; (БК3) — Закатальская зона Большого Кавказа; (ДК) — Дагестанский клин; (ЗК) — Западный Кавказ; (ЛМЗ) — Лабино-Малкинская зона и (ТКП) — Терско-Каспийский прогиб.

Для этих зон рассчитаны частотно-зависимые выражения добротности Q_c и значения коэффициента затухания Δ на частотах 1, 2, 4, 8, 16 Гц. Построены карты распределения добротности Q_c для всего региона Северного Кавказа на центральных частотах 1 и 4 Гц. Выявлены следующие особенности:

- область наименьших значений добротности наблюдается в Чхалтинско-Рачинской зоне Большого Кавказа (БК2), где произошли сильнейшие землетрясения Кавказа в XX в.: Рачинское 1991 г., $M = 6.9$ и Чхалтинское 1963 г., $M = 6.4$. Низкие значения добротности в данной зоне связаны с областями высокого поглощения в сильно раздробленной земной коре и наличием активных разломов, в пределах которых наблюдается подъем флюидов из верхней мантии;

- пониженные значения добротности в частотном диапазоне 2–8 Гц соответствуют областям перехода от структур Большого Кавказа к передовым прогибам Индоло-Кубанскому и Терско-Каспийскому (зоны ЗК и ТКП). Эти территории характеризуются неоднородным в тектоническом плане строением, где происходит сильное рассеивание кода-волн на неоднородностях размером порядка 0.2–3.5 км. В частности, в зоне ЗК повышенное затухание на частотах >2 Гц может быть связано с областями повышенного поглощения сдвиговых обменных волн, приуроченных к каналам поступления флюида в камерах грязевых вулканов Таманского прогиба;

- повышенные значения добротности соответствуют зонам растяжений литосферы, что находит отражение в механизмах очагов землетрясений умеренных магнитуд. Подобные территории выделяются в шельфовой части Черного моря (зоны БК1 и ЗК), в центральной части ТКП в Терско-Сунженской структуре и Закатальской зоне (БК3);

- в районе Кавказских Минеральных Вод и Приэльбрусья, включающем Эльбрусскую вулканическую область (зона ЛМЗ) в диапазоне низких частот 0.5–1.5 Гц (центральная частота 1 Гц) наблюдаются низкие значения добротности, вызванные сильным рассеянием волн на неоднородностях, связанных с наличием магматического очага Эльбрусского вулканического

центра и повышенным содержанием флюидов на прилегающих территориях;

– промежуточные значения добротности соответствуют Сочинско-Краснополянской зоне Большого Кавказа (БК2) и Дагестанскому клину (ДК).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания № 075-00682-24 ФИЦ ЕГС РАН и государственного задания № 075-00273-24-00 ИФЗ РАН.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использовались данные, полученные на уникальной научной установке “Сейсмоинфразвуковой комплекс мониторинга арктической криолитозоны и комплекс непрерывного сейсмического мониторинга Российской Федерации, сопредельных территорий и мира”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антикаева О.И., Арефьев С.С., Кветинский С.И., Копничев Ю.Ф., Мишаткин В.И. Неоднородности литосферы в очаговой зоне Рачинского землетрясения 1991 г. // Докл. АН СССР. 1995. Т. 344. № 4. С. 533–538.
- Антикаева О.И. Поле поглощения поперечных волн в окрестностях очага Дагестанского 1970 г. землетрясения по короткопериодной коде // Труды института геологии Дагестанского научного центра РАН. 2020. № 2 (81). С. 48–56.
- База данных “Землетрясения России” [сайт]. [Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН, 2023]. URL: <http://eqru.gsras.ru/>
- Белявский В.В. Геоэлектрическая модель центральной части Северного Кавказа и его флюидонасыщение // Физика Земли. 2023. № 4. С. 75–95.
- Габсатарова И.П., Зверева А.С. Сейсмический мониторинг Северного Кавказа в первую четверть XXI века. Современные проблемы геологии, геофизики и геоэкологии Северного Кавказа. Т. XIII. М.: ИИЕТ РАН. 2023. С. 257–264.
- Добрынина А.А., Предеин П.А., Саньков В.А., Тубанов Ц.А., Санжиева Д.П.-Д., Горбунова Е.А. Пространственные вариации затухания сейсмических волн в Южнобайкальской впадине и прилегающих областях (Байкальский рифт) // Геодинамика и тектонофизика. 2019. Т. 10. № 1. С. 147–166.
- Етирмишли Г.Д., Кязимова С.Э., Исмаилова С.С., Гаравелиев Э.С. Закавказское-III землетрясения 7 мая 2012 г. в 04^h 40^m с $ML_{Aзр} = 5.6$, $I_0 = 7$ и Закавказское-IV в 14^h 15^m с $ML_{Aзр} = 5.7$, $I_0 = 7$ (Азербайджан). Землетрясения Северной Евразии. Вып. 21 (2012 г.). Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. 2018. С. 332–344.
- Зверева А.С., Собисевич А.Л., Габсатарова И.П. Добротность геофизической среды восточной зоны Северного Кавказа // Физика Земли. 2024. № 1. С. 140–156.
- Казьмин В.Г., Лобковский Л.И., Пустовитенко Б.Г. Современная кинематика микроплит в Черноморско-Южно-Каспийском регионе // Океанология. 2004. Т. 44. № 4. С. 600–610.
- Кирсанов В.И., Павленко О.В. Оценки добротности коры и верхней мантии Северо-Восточного Кавказа по записям сейсмостанции “Махачкала” // Вопросы инженерной сейсмологии. Т. 46. № 2. 2019. С. 60–73.
- Копничев Ю.Ф., Соколова И.Н. Кольцевые структуры сейсмичности в районах Центрального Тянь-Шаня и Джунгарии: возможная подготовка сильных землетрясений // Вулканология и сейсмология. 2014. № 3. С. 65–73.
- Копничев Ю.Ф., Соколова И.Н. Неоднородности поля поглощения S-волн в литосфере Кавказа и их связь с сейсмичностью // Геофизические процессы и биосфера. 2019. Т. 18. № 3. С. 67–76. <https://doi.org/10.21455/GRB2019.3-4>
- Лиходеев Д.В. Программа построения комплексных карт геолого-геофизических параметров. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2019665442, 22.11.2019. Заявка № 2019664326 от 12.11.2019.
- Маловичко А.А., Габсатарова И.П., Лиходеев Д.В., Заключковская А.С., Преснов Д.А. Развитие системы разномасштабного сейсмического мониторинга в районе вулкана Эльбрус // Сейсмические приборы. 2014. Т. 50. № 4. С. 47–57.
- Масуренков Ю.П., Собисевич А.Л., Комкова Л.А., Лаверова Н.И. Флюидно-магматические системы Северного Кавказа. М.: Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 2010. 280 с.
- Милановский Е.Е. Новейшая тектоника Кавказа. М.: Недра. 1968. 483 с.
- Милюков В.К., Миронов А.П., Овсяченко А.Н., Горбатилов А. В., Стеблов Г.М., Корженков А. М., Дробышев В.Н., Хубаев Х.М., Агбалов А.О., Сенцов А.А., Dogan U., Ergintav S. Современные тектонические движения Западного Кавказа и Предкавказья по ГНСС-наблюдениям // Геотектоника. 2022. № 1. С. 51–67.
- Павленко В.А., Павленко О.В. Поглощение сейсмических волн в коре и верхней мантии в окрестностях сейсмостанции “Кисловодск” // Физика Земли. № 4. 2016. С. 24–34.
- Павленко О.В. Оценки добротности коры и верхней мантии в окрестностях Сочи и Анапы (Северный Кавказ) // Физика Земли. 2016. № 3. С. 19–30.
- Павленко О.В. Характеристики поглощения сейсмических волн в восточной части Северного Кавказа, оцененные по записям сейсмостанции “Махачкала” // Физика Земли. 2020. № 5. С. 36–45. DOI: 10.31857/S0002333720050075

- Павленкова Г.А. Строение земной коры Кавказа по профилям ГСЗ Степное—Бакуриани и Волгоград—Нахичивань (результаты переинтерпретации первичных данных) // *Физика Земли*. 2012. № 5. С. 16–25.
- Раутиан Т.Г., Халтурин В.И., Закиров М.С., Земцова А.Г., Проскурин А.П., Пустовитенко Б.Г., Пустовитенко А.Н., Синельникова Л.Г., Филина А.Г.1, Шенгелия И.С. Экспериментальные исследования сейсмической коды. М.: Наука. 1981. 143 с. EDN: TQPOBT.
- Рогожин Е.А., Овсяченко А.Н., Лутиков А.И., Собисевич А.Л., Собисевич Л.Е., Горбатилов А.В. Эндогенные опасности Большого Кавказа. М.: ИФЗ РАН. 2014. 256 с.
- Рогожин Е.А., Горбатилов А.В., Степанова М.Ю., Харазова Ю.В., Сысолин А.И., Андреева Н.В., Погребченко В.В., Червинчук С.Ю., Цзе Ч., Цзяо Лю., Овсяченко А.Н., Ларьков А.С. Глубинное строение Северо-Западного окончания Кавказа по новым геолого-геофизическим данным // *Физика Земли*. 2020. № 6. С. 48–65.
- СП 14.13330.2018 Строительство в сейсмических районах. Актуализированная редакция СНиП II-7 – 81. М.: Стандартинформ. 2018. 122 с.
- Трифонов В.Г., Соболева О.В., Трифонов Р.В., Востриков Г.А. Современная геодинамика Альпийско-Гималайского коллизионного пояса. М.: ГЕОС. 2002. 225 с.
- Хаин В.Е. Кавказ. Тектоническая карта. М: 1:5 500 000. Большая Советская Энциклопедия. 1973. Т. 11. С. 112–114. Khain V.E. (1973). [Caucasus. Tectonic map. – M: 1:5 500 000].
- Харазова Ю.В., Павленко О.В., Дудинский К.А. Связь характеристик распространения сейсмических волн на Западном Кавказе с геолого-тектоническими особенностями региона // *Физика Земли*. Т. 3. 2016. С. 68–81.
- Aki K., Chouet B. Origin of coda waves: source, attenuation, and scattering effects // *J. Geophys Res.* 1975. V. 80. № 23 P. 3322–3342. <https://doi.org/10.1029/JB080i023p03322>
- Dasović I., Herak M., Herak D. Coda-Q and its lapse time dependence analysis in the interaction zone of the Dinarides, the Alps and the Pannonian Basin // *Phys. Chem. Earth*. 2013. V. 63. P. 47–54. DOI: 10.1016/j.pce.2013.03.001
- Geophysical Survey of the Russian Academy of Sciences (GSRAS). 1989. Seismic network of the European part of the Russian Federation [Data set]. International Federation of Digital Seismograph Networks. <https://doi.org/10.7914/040r-yt67>
- Giampiccolo E., Tiziana T. Regionalization and dependence of coda Q on frequency and lapse time in the seismically active Peloritani region (northeastern Sicily, Italy) // *J. Seismol.* 2018. V. 22. P. 1059–1074. DOI: 10.1007/s10950-018-9750-0
- Havskov J., Voss P.H., Ottemöller L. Seismological observatory software: 30 Yr of SEISAN // *Seismological Research Letters*. 2020. V. 91(3). P. 1846–1852. DOI: 10.1785/0220190313
- Koulakov I., Zabelina I., Amanatashvili I., Meskhia V. Nature of orogenesis and volcanism in the Caucasus region based on results of regional tomography // *Solid Earth*. 2012. V. 3. P. 327–337. <https://doi.org/10.5194/se-3-327-2012>
- Iliia State University – Seismic Monitoring Centre of Georgia. 1988. National Seismic Network of Georgia [Data set]. International Federation of Digital Seismograph Networks. URL: <http://www.ies.iliauni.edu.ge/>
- Puller J.J. Attenuation of coda waves in New England // *Bulletin of the seismological society of America*. 1984. V. 74(4). P. 1149–1166. <https://doi.org/10.1785/BSSA0740041149>
- Reilinger R.E., McClusky S.C., Souter B.J., Hamburger M.W., Prilepin M.T., Mishin A., Guseva T., Balassanian S. Preliminary estimates of plate convergence in the Caucasus collision zone from global positioning system measurements // *Geophysical Research Letters*. 1997. V. 24. P. 1815–1818. <https://doi.org/10.1029/97GL01672>
- Weatherall P.K. et al. // *Earth Space Sci.* 2015. V. 2. № 8. P. 331. DOI: 10.1002/2015EA000107
- Zvereva A.S., Havskov J., Gabsatarova I.P. Regional variation of coda Q in Northwest Caucasus // *J. Seismol.* 2023. V. 27. P. 363–384. <https://doi.org/10.1007/s10950-023-10154-8>

Regional Features of Seismic Wave Attenuation in the North Caucasus

A. S. Zvereva^{a, *}, I. P. Gabsatarova^a, and D. V. Likhodeev^b

^aFederal Research Center, Geophysical Survey, Russian Academy of Sciences, Obninsk, 249035 Russia

^bSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

*e-mail: zvereva.as59@gmail.com

Received September 28, 2023

revised February 7, 2024

accepted March 18, 2024

Abstract – New generalized data on the attenuation of seismic waves in the lithosphere of the North Caucasus were obtained using the frequency-dependent quality factor of the medium $Q_s(f)$. Knowledge of the heterogeneities of the quality factor distribution as a characteristic of the environment in the region is necessary when carrying out seismic zoning work of varying degrees of detail. The information base for the study comprised digital records of 53 seismic stations of 800 local earthquakes with moderate magnitudes

($1.8 \leq M \leq 5.5$), evenly distributed throughout the North Caucasus. The study used the coda-wave envelope method in the single scattering model (CodaQ). For the territory of the North Caucasus and for seven individual zones, average analytical expressions of the frequency-dependent quality factor of the medium $Q_s(f)$ were calculated and maps of the distribution of quality values at frequencies of 1 and 4 Hz were compiled. It was revealed that the zones with the lowest quality factor correspond to tectonically heterogeneous regions characterized by the presence of strong fragmentation in the crust and an increased level of fluid saturation. The zones of the highest quality factor correspond to zones of lithospheric extension, where earthquakes with normal-fault focal mechanisms predominate.

Keywords: seismic wave attenuation, quality factor of the lithosphere, coda waves, quality factor zoning, North Caucasus

УДК 551.521

ВАРИАЦИИ СОДЕРЖАНИЯ ^{222}Rn В НАЗЕМНЫХ И ПОДЗЕМНЫХ УСЛОВИЯХ

© 2024 г. Ю. М. Гаврилюк¹, А. М. Гангапшев^{1,2, *}, А. М. Гежаев¹, В. В. Казалов¹,
В. В. Кузьминов^{1,2}, А. Х. Хоконов^{1,3}, Р. А. Этезов¹

¹Институт ядерных исследований РАН, г. Москва, Россия

²Кабардино-Балкарский государственный университет им Х.М. Бербекова, г. Нальчик, Россия

³Адыгейский государственный университет, г. Майкоп, Россия

*E-mail: gangapsh@list.ru

Поступила в редакцию 24.10.2023 г.

После доработки 24.01.2024 г.

Принята к публикации 26.01.2024 г.

Приведены результаты измерений активности ^{222}Rn и его дочерних продуктов распада в воздухе подземных лабораторий Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН (БНО ИЯИ РАН) на разных расстояниях от входа. Измерения проводились с помощью цилиндрической воздушной импульсной ионной ионизационной камеры. Показано, что содержание радона в потоке проветриваемого воздуха в пределах точности измерений не зависит от длины пройденного пути, но увеличивается скачком в местах расположения источников выхода подземных газов и воды. Рассмотрены различные механизмы обогащения воздуха радоном. Изложена методика исследования и приведены результаты измерений выхода радона из скального грунта стен подземного помещения. Приведены результаты измерения содержания радона в воде различных наземных и подземных источников с помощью низкофонового гамма-спектрометра на базе полупроводникового детектора (ППД) из сверхчистого германия.

Ключевые слова: подземные низкофонные лаборатории, фон от радона и дочерних продуктов, вариации содержания радона в воздухе, импульсная ионная ионизационная камера, выход радона из стен помещения, долговременный мониторинг.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060059>, **EDN:** RGKIAL

1. ВВЕДЕНИЕ

В практике проведения низкофонных экспериментов заметное место занимает проблема выявления и устранения летучей компоненты радиоактивного фона, создаваемого распадами ^{222}Rn и его дочерних продуктов распада (д.п.р.) в воздушной среде. ^{222}Rn является промежуточным радиоактивным летучим изотопом радиоактивного ряда ^{238}U . Центральным элементом системы контроля фоновых характеристик воздушной среды является детектор активности радона. Оптимальным представляется детектор, использующий воздух в качестве рабочего вещества. Он должен обладать достаточно большим объемом для обеспечения высокой чувствительности и хорошим энергетическим разрешением для того, чтобы разделить пики α -частиц от распада ^{222}Rn и дочерних ^{218}Po , ^{214}Po и других α -активных изотопов, одновременно присутствующих в пробе.

Задача мониторинга содержания радона в воздухе, почве и воде является актуальной в различных областях науки, например, в эксперименте Дая Бэй (Daya Bay) по изучению осцилляции реакторных нейтрино [Chu, 2016], в подземных низкофонных лабораториях Конфранк (Canfranc Underground Laboratory), в которых проводятся эксперименты по поиску темной материи, безнейтринного двойного бета-распада и пр. [Amaré, 2022]. В геофизике и экологии эта задача является актуальной в различных работах по изучению зависимости вариации содержания радона в различных средах от различных геологических (вулканическая и сейсмическая активность, аномалии) и технологических процессов (АЭС, различные полигоны и пр.). В работе [Езимова, 2022] представлены результаты работы по локализации и изучению Четдинской радоновой аномалии. Методика измерений объемной активности радона для платформенных

областей представлена в работе [Удоратин, 2020]. Актуальной задачей является мониторинг содержания радона в поверхностной воде океанов [Chunqian, 2022]. В различных работах изучают вариации радона в воздухе или грунте с целью возможной сигнатуры как предвестник землетрясений (см., например, работы [Lagios, 2000; Zafirir, 2020]).

В Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН была разработана конструкция многонитяной высокочувствительной воздушной импульсной ионной ионизационной камеры большого объема (рабочий объем — 16 л) [Kuzminov, 2003]. Энергетическое разрешение камеры в условиях сниженных звукового и механического шумов достигало величины 3.9% для α -частиц с энергией 5.49 МэВ от распада ^{222}Rn . На ее основе был создан монитор и проведены первые продолжительные наблюдения за поведением содержания ^{222}Rn в воздухе наземной и подземной лабораторий БНО ИЯИ РАН [Gavrilyuk, 2011]. Среднее содержание радона в атмосферном воздухе на открытом пространстве, в воздухе наземной лаборатории в период февраль—март 2004 г. и подземной лаборатории КАПРИЗ (620 м от входа в штольню) в период октябрь 2004 г.—апрель 2005 г. было найдено равным $\sim 6 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$, $\sim 35 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$ и $\sim 29 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$ соответственно. С ростом температуры наружного воздуха в апреле содержание радона под землей стало увеличиваться ($\sim 42 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$ среднее за апрель). Многонитяная камера обладала высоким уровнем микрофонных шумов, поэтому измерения в подземных лабораториях, оборудованных шумящими электроустановками, оказались некачественными и были остановлены. В результате дальнейшей работы, направленной на устранение выявленных недостатков, была разработана цилиндрическая воздушная импульсная ионная ионизационная камера (ЦВИК) с пониженным уровнем микрофонного шума [Gavrilyuk, 2015]. В лабораторных условиях ЦВИК имеет разрешение 1.7% для α -частиц с энергией 5.49 МэВ. С ее помощью проведен ряд измерений содержания ^{222}Rn в воздухе различных объектов БНО ИЯИ РАН. Результаты этой работы представлены ниже.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Блок-схема монитора для контроля содержания радона в воздухе с помощью ЦВИК представлена на рис. 1. Рабочий объем камеры составляет 3220 см^3 . Воздушный компрессор по трубопроводу через осушитель с силикигелем

и фильтр Петрянова закачивает пробу воздуха из обследуемого места в ЦВИК. Для полного замещения предыдущей пробы через камеру пропускается не менее 10 л воздуха нового отбора. Объем регулируется производительностью используемого ВК и временем его работы. После окончания продувки в течение некоторого интервала времени камера успокаивается и затем включается режим измерений. Рабочее напряжение на ЦВИК подается от высоковольтного источника ВВИ и не отключается во время продувки. Импульсы с камеры снимаются зарядо-чувствительным предусилителем (ЗЧУ). Режим работы Rn-монитора задается программно-релейной платой ARDUINO. Включение—выключение насоса (производительность $3.0 \text{ л} \cdot \text{мин}^{-1}$) производится через реле. Продувка осуществлялась в течение 240 с, успокоение ЦВИК — 60 с, измерение — 6900 с. После этого цикл повторяется. Время продувки и время измерения может варьироваться в зависимости от конкретных условий. Импульсы регистрируются цифровым осциллографом ЛА-н10-12USB с частотой оцифровки 1.56 МГц. Форма импульсов записывается в память персонального компьютера ПК. В работе использованы два идентичных монитора.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Мониторинг содержания ^{222}Rn в воздухе лабораторного помещения наземного корпуса

Обработка информации, накопленной в ПК, осуществлялась в “off-line” режиме. При этом для каждого измерительного цикла строится энергетический спектр импульсов. При построении программно вводится коррекция на конечное время разряда зарядо-чувствительного предусилителя ЦВИК. Это позволяет устранить эффект размытия спектра за счет разной длительности фронта импульсов. В качестве примера такого восстановленного спектра может служить спектр амплитуд импульсов (амплитудный спектр) на рис. 2, набранный примерно за 3 часа. Измерения проводились в лабораторном помещении второго этажа наземного лабораторного корпуса (ЛК). На спектре видны линии ^{210}Po (5.297 кэВ), ^{222}Rn ($\sim 5.490 \text{ МэВ}$), ^{218}Po (6.003 МэВ), ^{214}Po (7.687 МэВ). Энергетическое разрешение линии 5.49 МэВ составляет 2.0%. Распады дочерних продуктов радона происходят, в основном, на катоде, куда они высаживаются электрическим полем камеры,

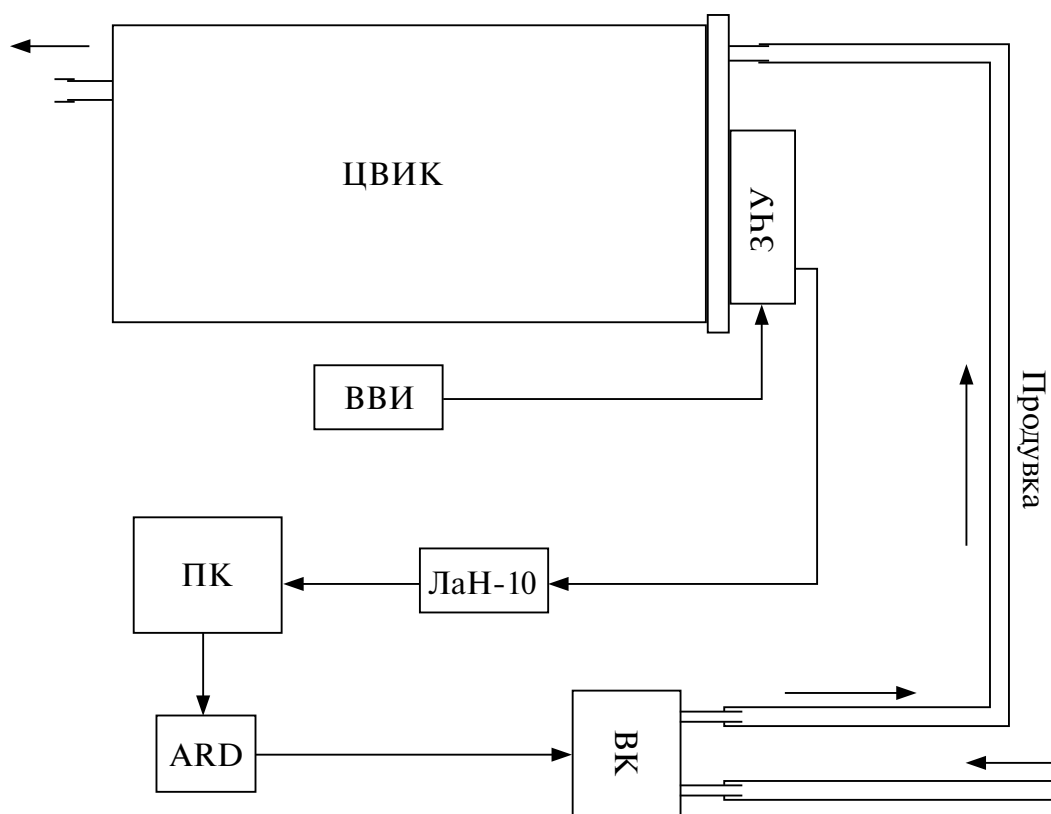


Рис. 1. Блок-схема монитора для контроля содержания радона в воздухе на базе цилиндрической воздушной импульсной ионизационной камеры: ЦВИК – ионизационная камера, ЗЧУ – зарядочувствительный преусилитель, ВВИ – высоковольтный источник питания, ПК – персональный компьютер, АРД – программно-релейная управляющая плата ARDUINO, ЦОС – цифровой осциллограф ЛА-н10-12РСІ, ВК – воздушный компрессор.

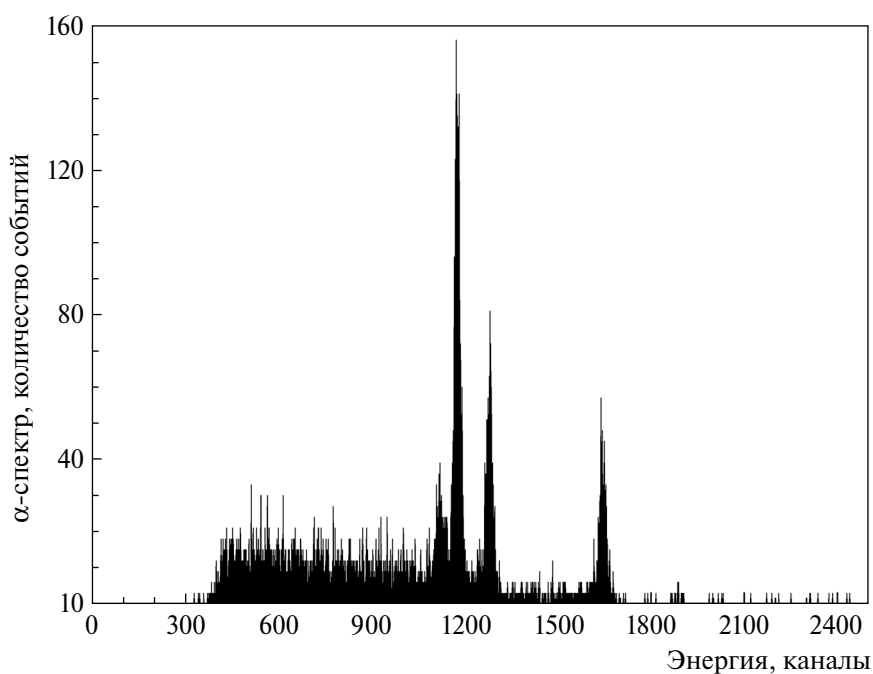


Рис. 2. Пример восстановленного амплитудного спектра импульсов, накопленного за 179 минут в измерениях содержания радона в воздухе наземного помещения.

поскольку их ионы заряжены положительно при рождении.

Для определения площади пиков из спектра вычитается подложка, а пики аппроксимируются гауссианами. Пример такого разделения приведен на рис. 3. Получившаяся площадь Rn-пика заносится в график. График изменения скорости счета Rn-монитора при измерении содержания радона в воздухе наземной лаборатории за период с 25 августа по 16 сентября 2020 г. приведен на рис. 4. Хорошо видны суточные вариации активности радона, связанные с изменениями режима проветривания в рабочее время и, возможно, с суточными атмосферными и приливными эффектами. Средняя за период измерений скорость счета составила 0.117 с^{-1} . При давлении 620 Торр (давление воздуха на высоте расположения БНО ИЯИ РАН) эффективность регистрации α -частиц с энергией 5.49 МэВ от распада ^{222}Rn , равномерно распределенного в объеме воздуха внутри камеры, равна 0.48 [Gavrilyuk, 2015]. С учетом объема и эффективности регистрации объемная активность радона в воздухе (A) может быть вычислена по результатам измерений в соответствии с соотношением $A = 0.647 \cdot N \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$, где N – количество импульсов за 1000 с под пиком 5.49 МэВ. Тогда соответствующая расчетная активность ^{222}Rn в лабораторном помещении составляет $75.7 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$. Как отмечалось во Введении, в этом же помещении

уже проводились измерения содержания радона с другой камерой в период с 26 февраля по 9 марта 2004 года. Было получено среднее значение объемной активности радона $\sim 35 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$. Новое значение согласуется со старым с учетом сезонного изменения содержания радона в воздухе.

3.2. Мониторинг содержания ^{222}Rn в воздухе герметичной скважины на расстоянии 4000 м от входа в подземный комплекс

Поверхность штольни “Главная” и помещений подземных рабочих лабораторий Обсерватории покрыта бетоном средней толщиной ~ 40 см. Незакрытыми остаются некоторые второстепенные помещения, запасные выборки под новые лаборатории и большой участок штольни “Вспомогательная”. В некоторых местах подземного комплекса за время существования возникли источники газа и воды. Эти родники могут являться источниками радона, если в стенках накопительных полостей присутствует значимое количество родительского ^{238}U и слагающие породы имеют достаточно высокий коэффициент выхода газа через трещины. Для оценки величины возможного выхода радона из породы были проведены специальные измерения. Измерительная установка размещалась в зале подземной низкофоновой лаборатории НЛГЗ-4900 [Gavrilyuk, 2013].

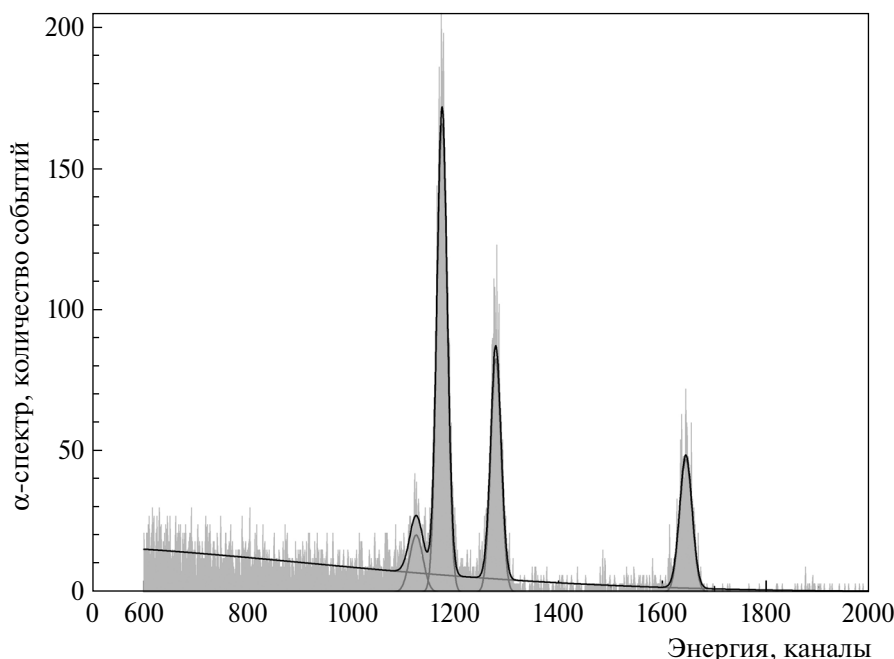


Рис. 3. Пример разделения амплитудного спектра на подложку и пики.

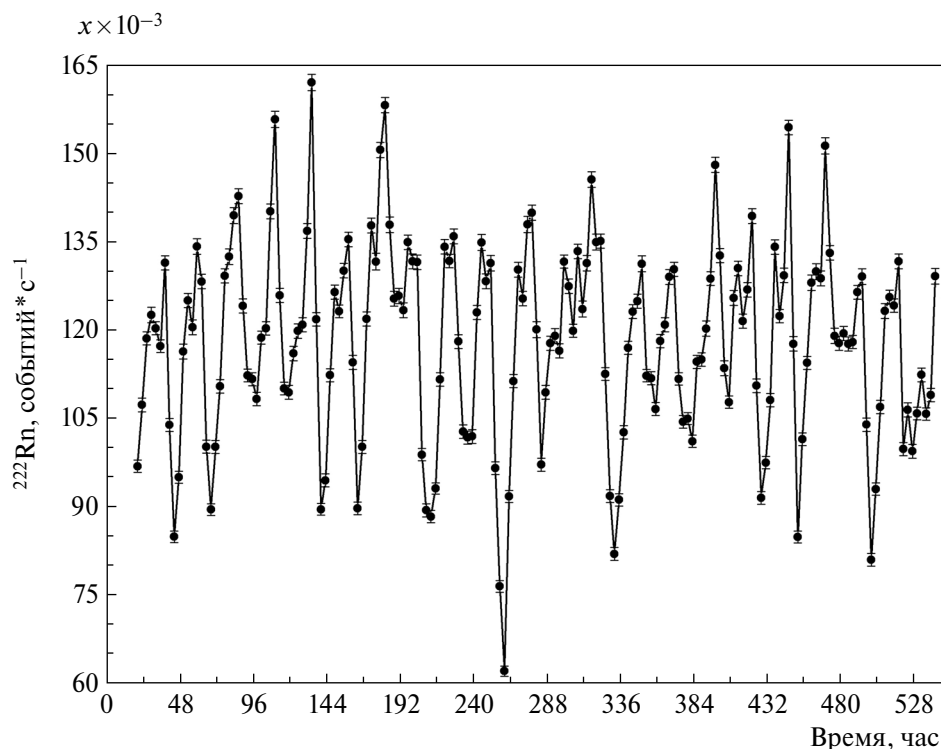


Рис. 4. Вариации скорости счета ^{222}Rn в одной из комнат наземной лаборатории в период с 28 августа по 16 сентября 2020 г.

Горизонтальная контрольная скважина (шурф) диаметром 10 и длиной 450 см [объем ~ 35.3 л] была забурена в скальной стенке “Дальней геофизической лаборатории” (ДГЛ), расположенной в боковом штреке штольни “Вспомогательная” на расстоянии ~ 4000 м от входа в штольню [Gavriluk, 2012]. Горловина скважины закрыта герметичной пробкой. Через пробку внутрь шурфа заведены прямая и обратная металлопластиковые трубы диаметром 15 мм (12 мм — диаметр внутренний) и длиной 150 м, соединяющие скважину с монитором в лаборатории НЛГЗ-4900. Объем трубок составляет ~ 33.9 л. Разнесение монитора и контрольной скважины было вызвано неблагоприятными условиями работы аппаратуры в ДГЛ.

Измерения проводились в период с 24 января по 27 июля 2020 г. График изменения скорости счета представлен на рис. 5. В процессе измерений были обнаружены и решены несколько методических вопросов, влияющих на качество измерений при проведении длительных исследований. Возрастание скорости счета в начале каждой новой серии измерений, начатой после перерыва, связано с установлением равновесия в измерительном объеме. В установившемся режиме на интервале времени 13–33 день площадь

радонового гауссиана составляет величину 474 ± 12 имп./1000 с. До начала этих измерений была измерена величина собственного фона замкнутой системы с исключенной контрольной скважиной. Фоновая площадь радонового пика составила величину 34 ± 1 имп./1000 с. Используя приведенные значения, можно рассчитать удельную активность радона в рабочем воздухе камеры (Ау), возникшую за счет выхода радона из стенок скважины: $A_y = (474 - 34) \cdot 0.647 = 285 \pm 8$ Бк/м³. Для определения скорости выхода радона из стенки скважины следует пересчитать полученную удельную активность на активность рабочего объема контрольной скважины. Предполагаем, что достигнуто равновесие между выходом радона и его распадом. При пересчете учитывалось, что начальный кусок скважины длиной 20 см закрыт уплотнением. Тогда объем $V_{\text{к.с.}} = 33.8$ л, площадь стенок $S_{\text{к.с.}} = 13\,587$ см². Полная активность радона, родившегося в скважине, $A_{\text{к.с.}} = A_y \cdot (V_{\text{к.с.}} + V_{\text{тр.}} + V_{\text{кам.}}) / 1000 = 0.285 \cdot 70.92 = 20.2 \pm 0.6$ Б, откуда скорость выхода радона из скального грунта s равна $s = A_{\text{к.с.}} / S_{\text{к.с.}} = 14.9 \pm 0.4$ с⁻¹ · м⁻². При пересчете не учитывалось возможное влияние шероховатостей стенки на величину скорости выхода Rn.

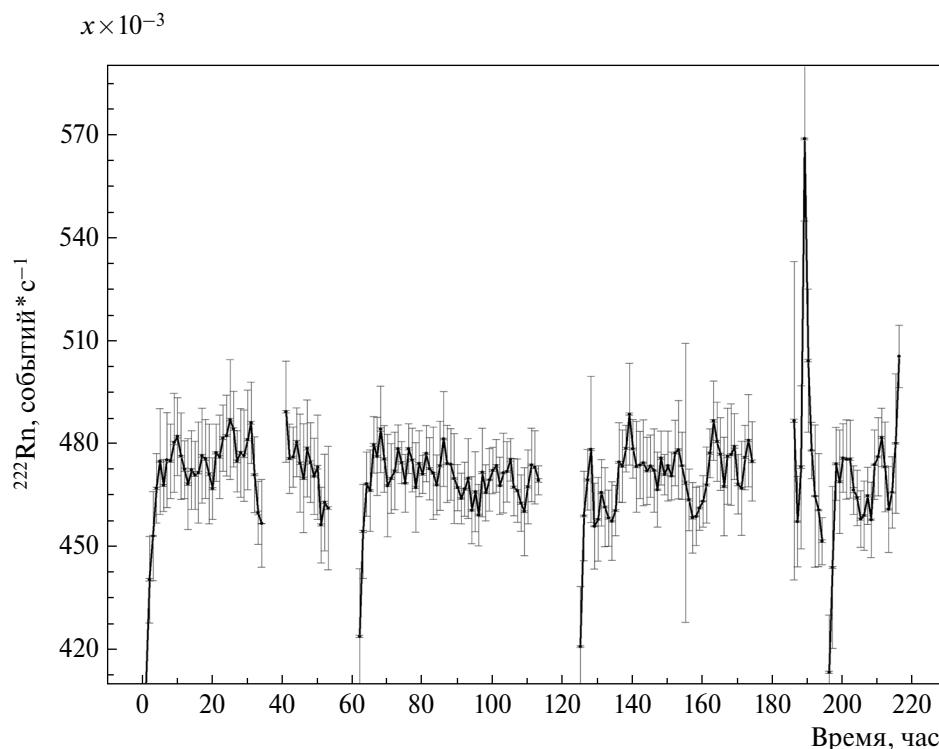


Рис. 5. Вариации скорости счета ^{222}Rn из контрольной скважины в период 24.01.2020 г. – 27.07.2020 г.

3.3. Мониторинг содержания ^{222}Rn в потоке воздуха вдоль штольни “Главная”

Мониторинг содержания ^{222}Rn в потоке воздуха штольни “Главная” проводился в период с 19 января по 25 февраля 2021 г. при размещении двух мониторов в стационарных лабораториях, распределенных по длине штольни. Среда приводится в движение вентилятором, высасывающим воздух из штольни “Вспомогательная”. Для измерений использовались помещения низкофоновых лабораторий (1) – “Ника” (400 м от входа, “Ближняя НФ”), (2) – “КАПРИЗ” (620 м), (3) – “ОГРАН” (1420 м), (4) – “НЛГЗ-4900” (3700 м) [Gavrilyuk, 2012]. Схема расположения лабораторий показана на рис. 6.

При измерении содержания радона в наружном воздухе (0 м) монитор располагался в ЛК, а забор воздуха осуществлялся снаружи здания через вынесенную трубку. Полученные графики скорости счета за 10^3 с приведены на рис. 7. Верхняя зависимость получена на мониторе М1, нижняя – на М2. В разные интервалы времени измерения проводились в разных точках штольни. На графиках участки данных для конкретных точек ограничены вертикальными отрезками прямых. Горизонтальные отрезки прямых на выделенных интервалах представляют средние

значения скорости счета под пиком 5.49 МэВ для данной точки. Из графиков видно, что содержание радона в воздухе во всех контрольных точках испытывает вариации с большой амплитудой. В интервале времени 230–500 ч от начала измерений мониторы были разнесены по длине штольни на максимальное расстояние. Монитор М2 тестировал воздух в точке (1) штольни “Главная”, М1 – в точке (4). Видно, что характер вариации содержания радона в воздухе штольни на разных расстояниях совпадает.

Статистическая ошибка средних значений не превышает 5–10%. Однако амплитуда вариаций значительно превосходит ее. Поэтому неопределенность, вносимая вариациями, может быть выражена в виде случайной ошибки. Заданные в такой форме средние значения в зависимости от расстояния между входом в штольню и точкой измерения представлены на рис. 8. Из данных видно, что содержание радона в потоке воздуха на протяжении 0–1420 м в пределах ошибок не меняется. А на отрезке 1420–3700 м содержание увеличивается примерно в 3 раза. Такое поведение можно объяснить, если предположить, что в штольне между отметками 1420 и 3700 м имеются точечные источники радона. Для проверки этого предположения на отметках 2000, 2600, 2800, 3000, 3400 м были взяты пробы воздуха

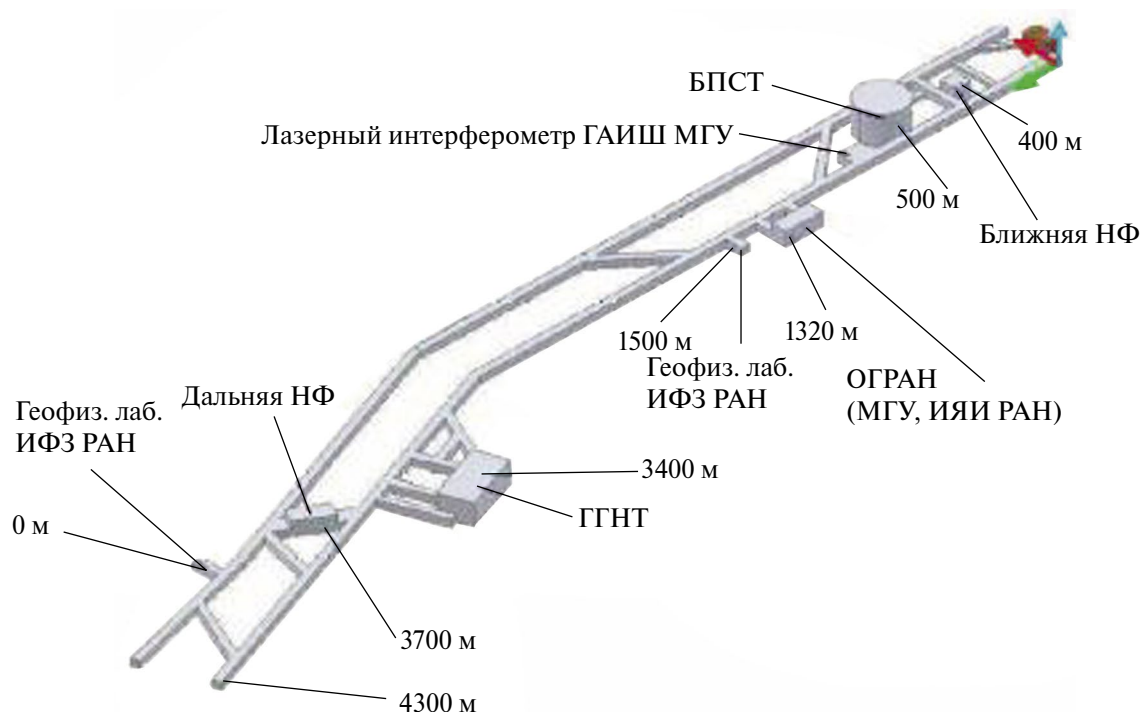


Рис. 6. Схема расположения подземных сооружений БНО ИЯИ РАН. Точке (1) соответствует указатель “Ближняя НФ”, точке (2) – “Лазерный интерферометр ГАИШ МГУ”, точке (3) – “ОГРАН”, точке (4) – “Дальняя НФ”.

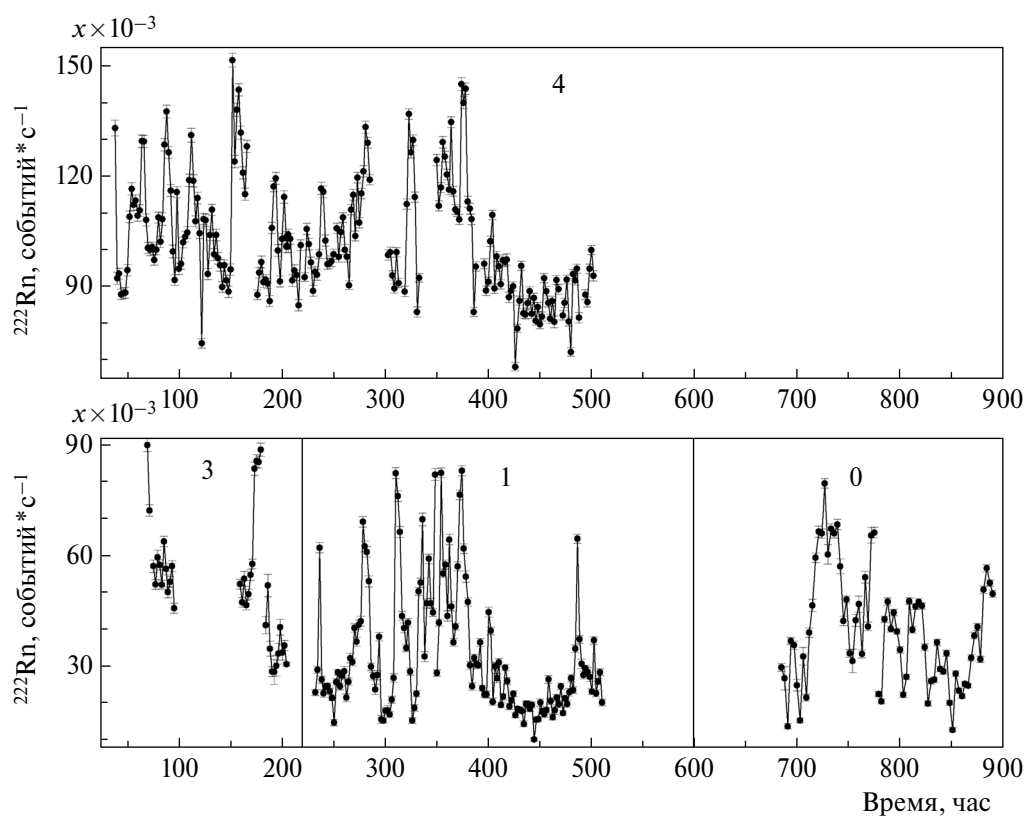


Рис. 7. Вариации скорости счета ^{222}Rn в потоке воздуха в штольне “Главная”: (0 м) – наружный воздух; (1) – “Ника” (400 м от входа), (3) – “ОГРАН” (1420 м), (4) – “НЛГЗ-4900” (3700 м). Верхняя зависимость получена на мониторе М1, нижняя – на мониторе М2.

непосредственно в объем ЦВИК, использованной в качестве переносного пробоотборника. Измерения проводились в оптимальных для работы аппаратуры условиях в точках (3) или (4). Поскольку измерения были единичными, в качестве систематической ошибки полученных данных использована ошибка значений в точке (1).

Из рис. 8 видно, что до расстояния 3400 м содержание радона в воздухе изменяется мало, хотя в стенах штольни на расстояниях выше 2600 м имеются небольшие выходы подземных газов и воды. Скачок содержания радона в воздухе наблюдается на расстояниях выше 3500 м, где расположены основной и вспомогательные входы в лабораторию галлий-германиевого нейтринного телескопа (ГГНТ) [Gavrilyuk, 2012]. В стенах входных помещений ГГНТ имеются две газо-водяных течи с дебетом воды $\sim 2 \text{ л} \cdot \text{ч}^{-1}$ каждая. Кроме этого существует еще один возможный источник радона. Для поддержания температурного режима в лабораторных помещениях ГГНТ применяется кондиционированный воздух. Для его подготовки используется водяной кондиционер, в котором поток входного воздуха проходит через завесу капель холодной воды для очистки от пыли и через водяной теплообменник для охлаждения. Полный расход воды составляет $\sim 4 \text{ л} \cdot \text{с}^{-1}$. Теплообменник питается

питьевой водой из подземной скважины. Вода сливается в открытую канавку, расположенную вдоль стенки штольни. На протяжении первых нескольких десятков метров вода интенсивно перемешивается и контактирует с воздухом. Выходящий из воды радон будет давать вклад в радоновую активность проходящего воздуха. Величина этого вклада зависит от содержания радона в воде и интенсивности газообмена. Содержание радона в воде было измерено на низкофоновом гамма-спектрометре на базе полупроводникового детектора из сверхчистого германия (ППД) по γ -активности дочернего изотопа ^{214}Bi . В зачет принимались данные, поступившие через три часа после отбора пробы для устранения влияния распадов ^{214}Bi с неизвестной предысторией. Описание ППД и методика измерений изложена в работе [Моллаева, 2023]. Были отобраны две пробы: 1) в месте слива воды в канавку, 2) на расстоянии 75 м ниже по течению. Результаты представлены в таблице. В пробе (1) активность радона оказалась равной $12.1 \pm 0.2 \text{ Бк} \cdot \text{л}^{-1}$, в пробе (2) — $4.6 \pm 0.1 \text{ Бк} \cdot \text{л}^{-1}$. Поскольку в сливной трубе кондиционера вода занимает только часть сечения, радон может выходить в воздушный слой над струей воды. Поэтому для определения полного содержания радона в питьевой воде и динамики его поведения при движении по водоводу были проведены

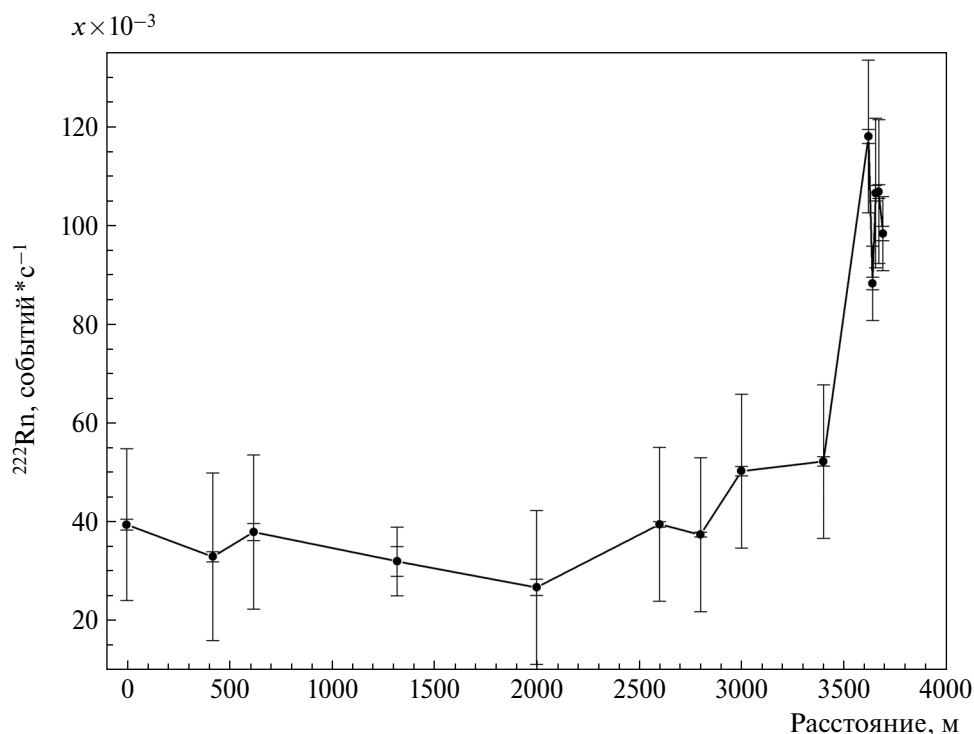


Рис. 8. Изменение содержания ^{222}Rn в воздухе вдоль штольни «Главная».

измерения с пробами воды, взятыми из крана в камере “НИКА” (проба 3), промежуточной накопительной емкости (проба 4) и на водозаборе (проба 5). Из сравнения результатов следует, что содержание радона мало меняется при движении воды по герметичному водоводу при давлении ~3 атм. Поэтому на входе в теплообменник кондиционера содержание радона в воде будет таким же, как в пробе 3. Следует учитывать, что часть радона из пробы 3 могла выйти из воды с микропузырьками воздуха, образующимися при сбросе давления во время отбора пробы.

На рис. 9 для иллюстрации возможностей установки с ППД приведен спектр (1) излучения от воды пробы 1. Объем этой и других проб составляет 170 см³. Здесь же приведен спектр (2) фона.

Для оценки возможного вклада радона из воды настенных течей ГГНТ вода из них также была измерена на ППД в пробах 6 и 7. С учетом

небольшой скорости истечения можно сделать вывод, что подобные течи могут давать относительно небольшой вклад в возрастание активности радона в воздухе. При полном выходе радона из воды, расходуемой кондиционером, можно ожидать увеличение активности радона в воздухе на величину ~50 Бк·м⁻³ с учетом объема проходящего воздуха. По-видимому, этот источник является основной причиной возрастания содержания радона в воздухе на отметке 3600 м в штольне “Главная”.

4. СЕЗОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОДЕРЖАНИЯ РАДОНА В ВОЗДУХЕ ШТОЛЬНИ

Как видно из рис. 8, содержание радона в проточном подземном воздухе на большом участке штольни практически не отличается от содержания радона в воздухе открытого пространства. Поэтому для наблюдения за сезонными

Активность ²²²Rn в пробах воды из различных источников Обсерватории

Источники воды	Параметры	Площадь пика 609 кэВ, (сб.)	Время измер. (ч)	Начальная активность ²²² Rn в воде (Бк/кг)
1. Вода из сливной трубы кондиционера ГГНТ		4520	101.2	12.1 ± 0.2
2. Вода из канавы перед воротами ГГНТ (75 м ниже (1))		1712	101.2	4.6 ± 0.1
3. Вода из-под крана в подземной камере “НИКА”		6369	69	22.3 ± 0.3
4. Вода из верхней емкости		9389	106	24.5 ± 0.3
5. Вода с водозабора		8637	99	23.4 ± 0.3
6. Вода со стены перегрузочной камеры ГГНТ		530	54	2.5 ± 0.1
7. Вода со стены склада ГГНТ		542	51	2.4 ± 0.1
8. Березовый сок		24.5	139	0.04 ± 0.01
9. Вода из реки Баксан		99	78.8	0.31 ± 0.03
10. Вода из речки Губасанты		125	182.8	0.20 ± 0.02
11. Придорожный родник (200 м от остановки Нейтрино в сторону Эльбруса)		5880	185.6	10.5 ± 0.1
12. Родник возле котельной БНО		2180	166.5	4.3 ± 0.1
13. Нарзан “Нейтрино”		7698	69	27.1 ± 0.3
14. Собственный фон установки		15	1776	0.021 ± 0.005

Примечания: объем (V) пробы для всех образцов V = 170 мл, эффективность (ε) регистрации квантов 609 кэВ – ε = 0.019. Коэффициент ветвления (γ) для линии 609 кэВ – γ = 0.4549.

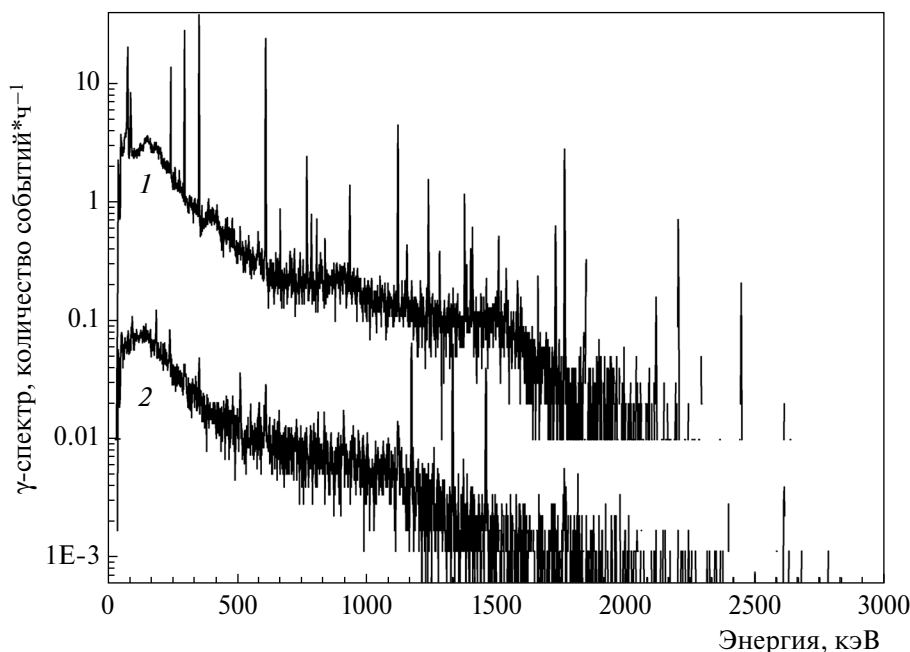


Рис. 9. Спектр излучения от пробы воды (1) в сравнении со спектром фона детектора (2).

колебаниями содержания радона в наружном воздухе были использованы данные от монитора, расположенного в точке (2). На рис. 10 представлена получившаяся временная зависимость за интервал 16.03.2021 г.—11.07.2022 г. Видно, что к концу июня среднее содержание радона в воздухе поднялось в ~ 4 раза. Представляет интерес систематизация процессов, приводящих к такому росту. На начальном участке временного интервала на территории Приэльбрусья, где расположена БНО ИЯИ РАН, еще лежит снег. Воздух имеет отрицательную температуру в диапазоне $-10\ldots-0^\circ\text{C}$. После 26 марта дневные температуры смещаются в область положительных значений. К началу мая склоны окружающих гор до высоты ~ 2500 м уже свободны от снега. В окружающем мире оживают деревья, происходит рост травы. Этот процесс сопровождается усилением переноса воды в виде растительных соков из почвы в надземную часть растений. Если в этой воде содержится радон, он будет выходить в воздух через большую поверхность листовенного покрова. Для проверки этого предположения на ППД было проведено измерение содержания дочернего ^{214}Bi в березовом соке. Результат представлен в таблице, проба 8. Видно, что содержание радона в этом образце незначительное. В летний период многократно увеличивается сток реки Баксан. Если в речной воде присутствует радон, он будет выходить в воздух в процессе интенсивного перемешивания

потока. Образец речной воды был также измерен на ППД. Результат представлен в таблице, проба 9. Кроме реки в окрестностях БНО ИЯИ РАН имеются ручьи и родники. Результаты измерения содержания радона в некоторых из них также представлены в таблице. Видно, что наибольшее содержание радона присутствует в пробах воды из родников. Вода из поверхностных источников является, в основном, талой водой из ледников, в которых содержание материнских изотопов радона очень мало. Поэтому в талой воде и радона мало. В зимний период вода из родников с большим содержанием радона при попадании в реку с существенно сократившимся сезонным стоком будет вызывать рост содержания радона на некотором отрезке речной воды по сравнению с теплым периодом. По мере удаления от места впадения содержание радона в воде будет снижаться за счет его выхода в воздух и он полностью выйдет из воды на первых сотнях метров в соответствии с (п.1) и (п.2) таблицы.

В теплый период года просыхает поверхность земли и открываются почвенные капилляры. По-видимому, процесс выхода радона через эти капилляры является главным источником радона в приземном воздухе на открытом пространстве. Обширные затяжные дожди будут приводить к вымыванию радона из атмосферы и закупорке капилляров. Поэтому содержание радона в воздухе будет уменьшаться. Большие кратковременные

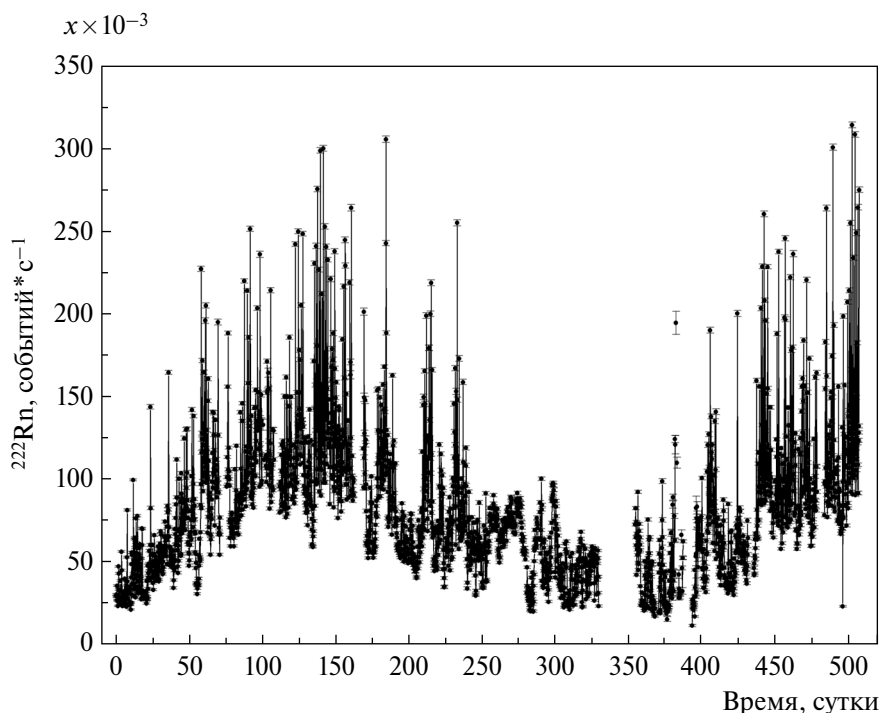


Рис. 10. Зависимость от времени содержания ^{222}Rn в воздухе штольни “Главная” на расстоянии 620 м от входа (точка (2)). Начало измерений — 16.03.2021 г.

выбросы активности радона могут быть вызваны принудительным извлечением газа из толщи земли порывами ветра, которые работают как насос. Созданное локальное приземное повышение содержания радона быстро рассеивается в результате перемешивания с принесенными относительно чистыми массами стороннего воздуха. Снижение содержания может происходить также во время сильных ветров, когда перемешиваются относительно чистые слои высотного воздуха и приземного воздуха, если содержание радона в принесенном приземном воздухе не превышает местных величин. Этот вопрос требует дополнительного изучения.

5. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показала практика работы с радоновым монитором, изготовленным на базе цилиндрической воздушной импульсной ионной ионизационной камеры, прибор обладает хорошими рабочими характеристиками и сохраняет их во время длительных (несколько месяцев) измерений. При умеренной влажности камера устойчиво работает даже без применения предварительной осушки рабочего воздуха, например, в зимний период. Детектор имеет пониженный уровень микрофонных шумов. Это позволило сохранить в помещениях

с различным уровнем вибрационных и акустических шумов высокое энергетическое разрешение (в пределах 1.5–2.0%) при регистрации энерговыделений 5.49 МэВ от α -частиц распада ^{222}Rn и его дочерних продуктов. Один монитор был использован для определения выхода радона с поверхности скального грунта. Было установлено, что скорость выхода радона с поверхности шурфа диаметром 10 см и длиной 430 см составляет $14.9 \pm 0.4 \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$. Непрерывные наблюдения за содержанием радона в шурфе показали, что на протяжении ~200 дней вариации не превышали ~2%. Параллельное использование двух мониторов позволило провести одновременное измерение содержания радона в разнесенных точках подземной штольни. Сравнение результатов измерений показало, что выделение радона из бетонных стен штольни в пределах ошибок не вносит вклада в содержание радона в движущемся подземном воздухе, что совпадает с ожиданиями, рассчитанными в предположении, что скорость выхода радона из бетона такая же, как из скального грунта. До расстояния ~3400 м от входа в штольню содержание радона в этом воздухе мало отличается от содержания в наружном воздухе и испытывает синхронные с ним вариации, амплитуда которых может в 1.5–2.0 раза отличаться от среднего значения. На расстояниях выше 3400 м было обнаружено

возрастание содержания ^{222}Rn в воздухе. В результате изучения с помощью ППД содержания радона в различных водных источниках на территории лаборатории ГГНТ было установлено, что основным источником радона является питьевая скважинная вода, используемая в работе кондиционера и сливаемая после использования в открытую канавку. Радон, выходящий из воды, поднимает содержание этого газа в воздухе более чем в 2 раза, относительно среднего значения содержания в зимний период ($\sim 30 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$). Этот вклад можно исключить, если сброс воды на поверхность осуществить через герметичную канализационную трубу. Другая возможность заключается в использовании исходно чистой безрадоновой воды или воды, очищенной от радона на устройстве типа “градирня”. Проверка с помощью ППД воды из различных источников на поверхности показала, что повышенное содержание радона наблюдается в родниках и скважинах. В реке и ручье содержание радона в десятки раз ниже, чем в родниках. Одной из основных задач в проведенных исследованиях вариаций содержания радона в воздухе подземных лабораторий является оценка возможного влияния фона от распада радона на результаты подземных низкофоновых экспериментов. Поскольку все подобные эксперименты являются длительными, были проведены длительные наблюдения за поведением активности радона в воздухе на протяжении ~ 5 месяцев. Было установлено, что содержание радона в проточном подземном воздухе БНО ИЯИ РАН зависит от времени года и увеличивается с $\sim 30 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$ в зимнее время до $\sim 100 \text{ Бк} \cdot \text{м}^{-3}$ в летнее время. Если низкофоновая установка недостаточно экранирована от первичного или вторичного излучения, сопровождающего распад радона и его дочерних продуктов, то в показаниях детекторов может появиться фоновая годовая вариация искомого эффекта, связанная с вариациями содержания радона. В правильно сконструированной установке подобные эффекты могут быть устранены.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в соответствии с планом научно-исследовательских работ ИЯИ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Езимова Ю.Е., Удоратин В.В., Магомедова А.Ш. Четдинская радоновая аномалия (республика Коми): локализация и изучение // Геофизические исследования. 2022. Т. 23. № 4. С. 36–54.

Моллаева М.З., Темботова Ф.А., Ганганпиев А.М., Казалов В.В., Гежаев А.М. Содержание радионуклидов в хвое *Pinus sylvestris* L. в условиях Карачаево-Черкесской республики (Западный Кавказ) // Радиационная биология. Радиоэкология. 2023. Т. 63. № 4. С. 403–410.

Удоратин В.В., Езимова Ю.Е., Магомедова А.Ш. Методика измерений объемной активности радона для платформенных областей // Физика Земли. 2020. № 4. С. 132–143.

Amaré J., Bandac I., Blancas A., Borjabad S., Buisán, S. Cebrián S., Cintas D., Coarasa I., García E., Martínez M., Núñez-Lagos R., Oliván M.A., Ortigoza Y., Ortiz de Solórzano A., Pérez C., Puimedóna J., Rodríguez S., Salinas A., Sarsa M.L., Villar P. Long term measurement of the ^{222}Rn concentration in the Canfranc Underground Laboratory. arXiv:2203.13978v1 [physics.ins-det] 26 Mar 2022.

Li Chunqian, Zhao Shibin, Zhang Chenglun, Li Meng, Guo Jinjia, Dimova Natasha T., Yang Tong, Liu Wen, Chen Guangquan, Yu Huaming, Xu Bochao. Further refinements of a continuous radon monitor for surface ocean water measurements // Front. Mar. Sci. 2022. № 9. P. 1047126.

Chu M.C., Kwan K.K., Kwok M.W., Kwok T., Leung J.K.C., Leung K.Y., Lin Y.C., Luk K.B., Pun C.S.J. The radon monitoring system in Daya Bay Reactor Neutrino Experiment // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2016. V. 808. P. 156–164.

Gavrilyuk Yu.M., Gangapshev A.M., Kuzminov V.V., Panasenko S.I., Ratkevich S.S. Monitoring the ^{222}Rn Concentration in the Air of Low-Background Laboratories by Means of an Ion-Pulse Ionization Chamber // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2011. V. 75. № 4. P. 547–551.

Gavrilyuk Yu.M., Gangapshev A.M., Gezhaev A.M., Ete-zov R.A., Kazalov V.V., Kuzminov V.V., Panasenkov S.I., Ratkevich S.S., Tekueva D.A., Yakimenko S.P. High-resolution ion pulse ionization chamber with air filling for the ^{222}Rn decays detection // Nucl. Instrum. and Meth. A. 2015. V. 801. P. 27–33.

Gavrilyuk Yu.M., Gangapshev A.M., Gezhaev A.M., Kazalov V.V., Kuzminov V.V., Panasenkov S.I., Ratkevich S.S., Smolnikov A.A., Yakimenko S.P. Working characteristics of the New Low-Background Laboratory (DULB-4900) // Nucl. Instrum. and Meth. A. 2013. V. 729. P. 576–580.

Kuzminov V.V. Ion-pulse ionization chamber for direct measurement of a radon concentration in the air // Physics of Atomic Nuclei. 2003. V. 66. № 3. P. 462–465.

Kuzminov V.V. The Baksan Neutrino Observatory // Eur. Phys. J. Plus. 2012. V. 127. P. 113.

Lagios E., Sideris G., Zervos F., Tsourlos P., Nicholson R.A., Ponomarev A., Salov B., Balassanian S., Petrosyan G., Bushati S., Lika O. Tectonic early warning system through real-time radon (Rn) monitoring: preliminary results of geophysical method for forecasting earthquakes. Earthquake Hazard and Seismic Risk Reduction. Kluwer Academic Publishers. 2000. P. 261–270.

Zafirir Hovav, Barbosa Susana, Levintal Elad, Weisbrod Noam, Yochai Ben Horin and Zalevsky Zeev. The Impact of Atmospheric and Tectonic Constraints on Radon-222 and Carbon Dioxide Flow in Geological Porous Media – A Dozen-Year Research Summary // Front. Earth Sci. 2020. № 8. P. 559298.

Variations of ^{222}Rn Content in Above- and Underground Conditions

Yu. M. Gavriluk^a, A. M. Gangapshev^{a,b,*}, A. M. Gezhaev^a, V. V. Kazalov^a,
V. V. Kuzminov^{a,b}, A. Kh. Khokonov^{a,c}, and R. A. Eteзов^a

^a*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

^b*Kabardino-Balkarian State University, Nalchik, 360004 Russia*

^c*Adyghe State University, Maykop, 385000 Russia*

*e-mail: gangapsh@list.ru

Received October 24, 2023

revised January 24, 2024

accepted January 26, 2024

Abstract – The article presents the results of measuring ^{222}Rn activity and its daughter decay products in the air of underground laboratories of Baksan Neutrino Observatory, Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences (BNO INR RAS) at different distances from the entrance. The measurements were carried out with a cylindrical air pulse ionization chamber. It has been shown that the radon content in the flow of ventilated air, within the measurement accuracy, does not depend on the length of the path traveled, but increases abruptly in the locations of sources of underground gas and water emissions. Various mechanisms of air enrichment with radon are considered. The research methodology is presented, and the results of measurements of radon emission from the rocky soil of the walls of an underground room are presented. The results of measuring the radon content in water from various above- and underground sources using a low-background gamma spectrometer based on a semiconductor detector (SCD) made of ultrapure germanium are presented.

Keywords: underground low-background laboratories, background from radon and daughter products, variations in radon content in air, pulsed ionization chamber, radon emission from room walls, long-term monitoring

УДК 622.023:534.08

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ХАРАКТЕРНЫХ РАЗМЕРОВ ЗЕРЕН ЛАБОРАТОРНЫХ ОБРАЗЦОВ ГОРНЫХ ПОРОД МЕТОДОМ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2024 г. Н. Б. Подымова^{1,2, *}, А. В. Пономарев², П. А. Казначеев²,
Т. Э. Багдасарян², М. А. Матвеев², Г. С. Индаков^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, г. Москва, Россия

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: npodymova@mail.ru

Поступила в редакцию 10.05.2024 г.

После доработки 19.05.2024 г.

Принята к публикации 18.06.2024 г.

В настоящей работе предложена и экспериментально реализована методика количественной оценки характерных размеров зерен лабораторных образцов горных пород с использованием частотных зависимостей коэффициента затухания продольных ультразвуковых волн в образцах. Эти зависимости измеряются с использованием широкополосной оптико-акустической спектроскопии с лазерным источником ультразвука и пьезоэлектрической регистрацией наносекундных ультразвуковых импульсов в рабочем диапазоне частот 1–70 МГц. На примере пяти образцов метапесчаников зонально метаморфизованной ладожской серии палеопротерозоя Балтийского щита, претерпевших разную степень структурно-текстурных преобразований в процессе древнего метаморфизма, показана возможность применения теоретической модели рассеяния ультразвука в однофазных поликристаллических материалах для количественной оценки максимального и среднего размеров зерен в гетерофазных горных породах. Достоверность данных, полученных с использованием широкополосной оптико-акустической спектроскопии, впервые подтверждена независимым методом сканирующей электронной микроскопии шлифов поверхностей всех образцов. Отдельно проведена оценка среднего и максимального размеров зерен с помощью традиционного метода пересечения линий по анализу оптических микрофотографий шлифов для двух выбранных образцов, которая тоже показала хорошее согласие с данными акустической спектроскопии. Предложенный метод широкополосной оптико-акустической спектроскопии для оценки характерных размеров зерен лабораторных образцов горных пород может использоваться для анализа возможной взаимосвязи между их структурными особенностями и термобарическими условиями формирования.

Ключевые слова: широкополосная оптико-акустическая спектроскопия, продольные ультразвуковые волны, коэффициент затухания, метапесчаники, максимальный и средний размер зерна, сканирующая электронная микроскопия, оптическая микроскопия.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060063>, **EDN:** RGKEOK

ВВЕДЕНИЕ

Горные породы с точки зрения своего вещественно-минерального состава и структуры являются существенно гетерогенными поликристаллическими материалами. Необходимость исследования разномасштабных структурных неоднородностей горных пород обусловлена связью их прочностных свойств

и деформационной стабильности с характерными размерами зерен (кристаллитов) различных минералов, формирующих горные породы [Schön, 2011; Baud et al., 2014; Жуков, Кузьмин, 2022; Zhang et al., 2020]. Выявление закономерностей микро- и макроразрушения горных пород различной зернистости является актуальной задачей при разработке моделей возникновения в них очагов разрушения под действием

различных внешних нагрузок, при построении численных моделей горных пород для прогноза прочности [Pan et al., 2023; Liu et al., 2023], а также для оценки влияния распределения зерен по размерам на прочностные характеристики при проведении численного геомеханического моделирования [Atapour, Mortazavi, 2018; He, Hayatdavoudi, 2018; He et al., 2019; Peng et al., 2017; Chen et al., 2020]. В экспериментальных геомеханических приложениях целенаправленно исследуется разрушение при разнообразных условиях механического нагружения и разных соотношениях размеров образца и зерен горной породы [Austin, 2003; Nan et al., 2021], а также проводятся исследования по выявлению влияния размеров зерен на распространение трещин при гидроразрыве породы [Ishida et al., 2000; Iravani et al., 2020].

Традиционным методом получения детальной информации о размерах и морфологии зерен в образцах горных пород является оптическая микроскопия шлифов (тонких срезов) образцов. Изучение шлифа при разном освещении позволяет оценить цвет, показатель преломления, плеохроизм слагающих минералов, благодаря чему можно наблюдать зерна минералов в виде различных отдельностей. Также используется оптическое микроскопическое изображение аншлифа – полированной поверхности образца горной породы в отраженном свете. Основные сложности при анализе микроизображений горных пород возникают из-за прозрачности многих минералов и низкой контрастности границ зерен. Кроме того, эта методика позволяет “визуализировать” только малую выбранную часть поверхности образца и требует специальных методик обработки двумерных изображений для определения границ зерен и пересчета видимой площади сечения каждого зерна в его объем (см., например, работы [Higgins, 2006; Philpotts, Ague, 2022]).

В настоящее время для изучения объемного распределения структурных особенностей в горных породах широко применяются ультразвуковые методы, основанные на анализе влияния разномасштабных структурных неоднородностей на характер частотных зависимостей коэффициента затухания и скорости ультразвуковых волн различных типов. Результаты многочисленных работ последнего десятилетия показывают высокую эффективность методов измерения скоростей ультразвуковых волн к анизотропии упругих свойств, к возникновению очагов микротрещин и их ориентации при приложении различных нагрузок, а также к степени

насыщения горных пород различными жидкостями (см., например, работы [Никитин и др., 2009; El Azhari, El Hassani, 2013; Жуков, Кузьмин, 2020; Шихова и др., 2022] и имеющиеся там ссылки). Количественная оценка характерных размеров зерен в объеме исследуемых образцов горных пород возможна по анализу частотных зависимостей коэффициента затухания ультразвуковых волн с использованием известных теоретических моделей рассеяния ультразвука [Шкуратник, Ноздрин, 1998; Белов и др., 2003; Sarpun, Kilickaya, 2006]. Возможной трудностью применения таких моделей, детально разработанных для поликристаллических металлов и сплавов [Stanke, Kino, 1984; Weaver, 1990], для проведения количественных оценок характерных размеров зерен в горных породах может стать существенно гетерофазное строение последних. Содержание минеральных зерен произвольной геометрической формы и с различными акустическими свойствами в горных породах может существенным образом влиять на характер рассеяния ультразвука и приводить к отклонениям частотных зависимостей коэффициента затухания ультразвука от теоретически рассчитанных по моделям для однофазных поликристаллических материалов. Однако разработка теоретических моделей рассеяния ультразвуковых волн в гетерофазных материалах не представляется возможной, в частности, в силу необходимости проведения многопараметрических расчетов эффективности рассеяния ультразвуковой волны в зависимости от соотношения ее длины волны и, в общем случае, произвольного размера и формы рассеивателей (зерен или кристаллитов) [Vary, 2007; Mylavarapu, Woldesenbet, 2010]. Поэтому в настоящее время для количественной оценки зернистости образцов горных пород ультразвуковыми методами может применяться сравнение полученных экспериментально частотных зависимостей коэффициента затухания ультразвуковых волн с существующими теоретическими моделями рассеяния ультразвука в поликристаллических металлах и сплавах. Затем осуществляется верификация полученных результатов с использованием независимых методик определения зернистости исследуемых образцов горных пород, например, с использованием методов оптической или электронной микроскопии.

В основе теоретических моделей рассеяния ультразвука в поликристаллических материалах лежит соотношение между длиной зондирующей ультразвуковой волны и средним размером зерен в области прозвучивания. В зависимости

от этого соотношения выделяют три характерные частотные области рассеяния — Рэлеевское (длина волны существенно больше среднего размера зерен), стохастическое (длина волны и средний размер зерен сравнимы), и диффузное или геометрическое рассеяние, когда длина волны много меньше среднего размера зерен. По характерным частотам переходов от одного типа рассеяния к другому и по известной скорости ультразвуковой волны в поликристаллическом образце на этих частотах возможно количественно оценить максимальный и средний размеры зерен в зоне прозвучивания (см., например, [Reynolds, Smith, 1984]). Таким образом, для наблюдения упомянутых выше частотных областей рассеяния ультразвука и получения количественных данных о характерных размерах зерен в образце необходимо измерять коэффициент затухания ультразвука в широкой полосе частот. Поскольку типичные размеры зерен в лабораторных образцах горных пород составляют от десятков микрометров до нескольких миллиметров, спектр зондирующих ультразвуковых импульсов должен соответствовать диапазону от сотен килогерц до десятков мегагерц. Кроме того, эти импульсы должны быть достаточно мощными для осуществления достоверного анализа структуры сильно поглощающих и рассеивающих ультразвук образцов горных пород.

Генерация мощных широкополосных ультразвуковых импульсов возможна при использовании лазерного термо-оптического механизма возбуждения ультразвука — оптико-акустического эффекта [Гусев, Карабутов, 1991]. При поглощении наносекундных импульсов традиционных лазеров с модуляцией добротности в специально подобранном материале — так называемом “лазерном источнике ультразвука” — реализуется возбуждение акустических импульсов с амплитудой до десятков и сотен атмосфер при их наносекундной длительности (в зависимости от параметров поглощенного лазерного импульса, а также оптических и теплофизических характеристик данного материала). Высокая амплитуда и малая длительность лазерно-возбуждаемых ультразвуковых импульсов позволяют успешно применять их в задачах диагностики разномасштабных структурных неоднородностей на основе анализа параметров поглощенных или рассеянных ультразвуковых волн в металлах [Kube, 2016; Haderer et al., 2023], композиционных материалах различных типов [Vavilov et al., 2019; Воробьев и др., 2020], а также

минералах и горных породах [Белов и др., 2003; Иньков и др., 2004; Podymova, Karabutov, 2022].

Целью настоящей работы является развитие метода широкополосной акустической спектроскопии с лазерным источником ультразвука для количественной оценки характерных размеров зерен в лабораторных образцах горных пород на основе анализа зависимостей коэффициента затухания продольных ультразвуковых волн, измеренных в достаточно широкой полосе частот. В качестве примера рассматриваются горные породы метатерригенного происхождения — метапесчаники зонально метаморфизованной ладожской серии палеопротерозоя Балтийского щита, претерпевшие разную степень структурно-текстурных преобразований в процессе древнего метаморфизма под действием различных термобарических (геотермальных) условий. Основная идея заключается в анализе возможности применения теоретической модели рассеяния ультразвука в однофазных поликристаллических материалах, упомянутой выше, для количественной оценки характерных размеров зерен в гетерофазных горных породах. В отличие от предыдущей работы [Подымова и др., 2023] по этой же тематике, в настоящей работе объективная верификация данных по размерам зерен, полученных с использованием широкополосной оптико-акустической спектроскопии, впервые осуществляется независимыми методами сканирующей электронной микроскопии аншлифов всех образцов и оптической микроскопии шлифов избранных образцов.

ИССЛЕДОВАННЫЕ ОБРАЗЦЫ ГОРНЫХ ПОРОД

Образцы метапесчаников из флишоидной серии пород, собранные в районе озера Янисъярви, имеют похожий исходный состав и происхождение. Это кварц-полевошпат-слюдистые породы (со слюдами биотит, мусковит и хлорит), которые претерпели тектоно-термальные преобразования на различных глубинах и температурах. Глубина и температура преобразований варьируются от 4–5 км и 350–400 °C на севере до 12–13 км и 600–750 °C на юге исследуемого района. Эти преобразования разделяются изоградами граната, ставролита, гиперстена, силлиманит-мусковитовой и силлиманит-ортоклазовой ассоциациями. Минералы, характеризующие эти субфации, появляются в массиве песчаников в виде увеличенных порфиобластов по мере повышения температуры и глубины. Одновременно с этим, с севера на

юг возрастает степень деформации и изменения исходной песчаной матрицы. Это приводит к формированию ориентированных текстур слюдистых минералов, которые перекрывают первоначальную массивную структуру. Из-за неоднородного характера деформационно-метаморфических преобразований некоторые участки породы могут сохранять осадочные характеристики (слоистость, полосчатость), в то время как в других местах могут быть наложены две или более генерации плоскостных текстур (кливаж и сланцеватость). Изменение температуры и деформации также влияет на размер кристаллических фаз и степень сохранности осадочных признаков. Выраженность наложенных преобразований варьируется в пяти изученных образцах, что позволяет оценить влияние характера первичных и наложенных структур и размерности минеральных фаз на акустические свойства.

Для исследований использовались цилиндрические керны из метапесчаников, взятые в пяти разных точках отбора: ЛВ2140, ЛВ2093, ЛВ2138, ЛВ1312 и ЛВ1356 (рис. 1). Керны имели дискообразную форму с плоскопараллельными торцами и толщиной от 9.95 до 11.70 мм. Толщина всех кернов варьировалась не более чем на 0.01 мм. Средняя плотность метапесчаников в коллекции составила 2.77 г/см^3 , с вариацией $\pm 0.07 \text{ г/см}^3$.

Образец ЛВ1356

Образец представляет собой массивную мелкозернистую породу из зоны граната. Состав: Q+Pl (70%), Bt (20–25%), Mus (до 10%). В матрице породы сохранены элементы исходной обломочной структуры в виде разноразмерных зерен каркасных и слоистых силикатов (от 30 до 200 мкм), а также порфиробластов мусковита (до 600 мкм). Чешуйки биотита распределены неупорядоченно. В некоторых участках присутствуют гранатовые порфиробласты, размер которых достигает 50 мкм.

Образец ЛВ1312

Образец представляет собой массивную породу вблизи изограды ставролита. Состав: Pl+Kfs+Q (до 50%), Bt (до 10%), Amph (20–30%). Амфибол в виде длиннопризматических вытянутых призм с плеохроизмом от сине-зеленого до зеленовато-бурого, размером до 1 мм. Синеватые оттенки в плеохроизме указывают на повышенное содержание щелочей. Кристаллы представляют собой пойкилобласты с большим количеством вкрапленников минералов основной ткани. Размеры зерен кварц-полевошпатового

субстрата варьируют от 30 до 150 мкм, сохраняя элементы бластосаммитовой структуры. Иногда в породе встречаются мономинеральные кварцевые линзочки мощностью до 1.5 мм, где кварцевые зерна заметно укрупняются. Биотит с плеохроизмом от бурого до коричневого в виде мелких прямоугольных, иногда вытянутых чешуек, размером до 300 мкм. Каймы чешуек иногда размыты, но большая часть имеет четкие грани. Широко развиты плеохроичные дворики вокруг включений. По спайности биотита иногда развивается рудный минерал.

Образец ЛВ2138

Образец представляет собой биотитовый микрогнейс из зоны ставролита со слабо проявленной сланцеватостью. Состав: Q (40–50%), Bt (30–35%), Pl (10–20%), Chl (5%) + рудный. Структура породы порфиرو- и пойкилобластовая, структура основной ткани микролепидогранобластовая, зубчатая. В основной ткани, состоящей из кварца (до 150 мкм), плагиоклаза (до 75 мкм) и мелких биотитовых чешуек, присутствуют порфиробласты биотита (до 750 мкм), которые иногда замещаются зеленым хлоритом, и пойкилобласты полевого шпата (от 500 до 2000 мкм). В пойкилобластах широко развиты включения мелких идиоморфных чешуек биотита, и есть признаки свободно растущего кварца, что свидетельствует об условиях сверхбыстрого роста. Порода сечется субпараллельными изогнутыми кварцевыми и биотитовыми жилками и прожилками мощностью до 1 мм с укрупнением в них кварцевых и биотитовых зерен до 500 мкм. Порфиро- и пойкилобласты смяты в складки кварцевыми и биотитовыми прожилками.

Образец ЛВ2093

Образец представляет собой гранат-мусковит-биотитовый гнейс вблизи силлиманит-ортотклазовой изограды. Сланцеватость ярко выражена, структура – бластосаммитовая. Состав: Q (30–40%), Bt (20–30%), Pl (20–30%), Kfs (5–10%), Musc (5–10%), Grt (доли %) + рудный. Чешуйки биотита (до 600 мкм) имеют четкие торцы и ориентированы в одном направлении. Биотит на контакте с гранатом подчиняется ему по форме, что свидетельствует о более поздней кристаллизации граната, хотя допускается и одновременная кристаллизация граната с биотитом. Зерна плагиоклаза (до 700 мкм) подчиняются по форме всем другим главным минералам шлифа. Плагиоклаз идентифицируется по полисинтетическим двойникам

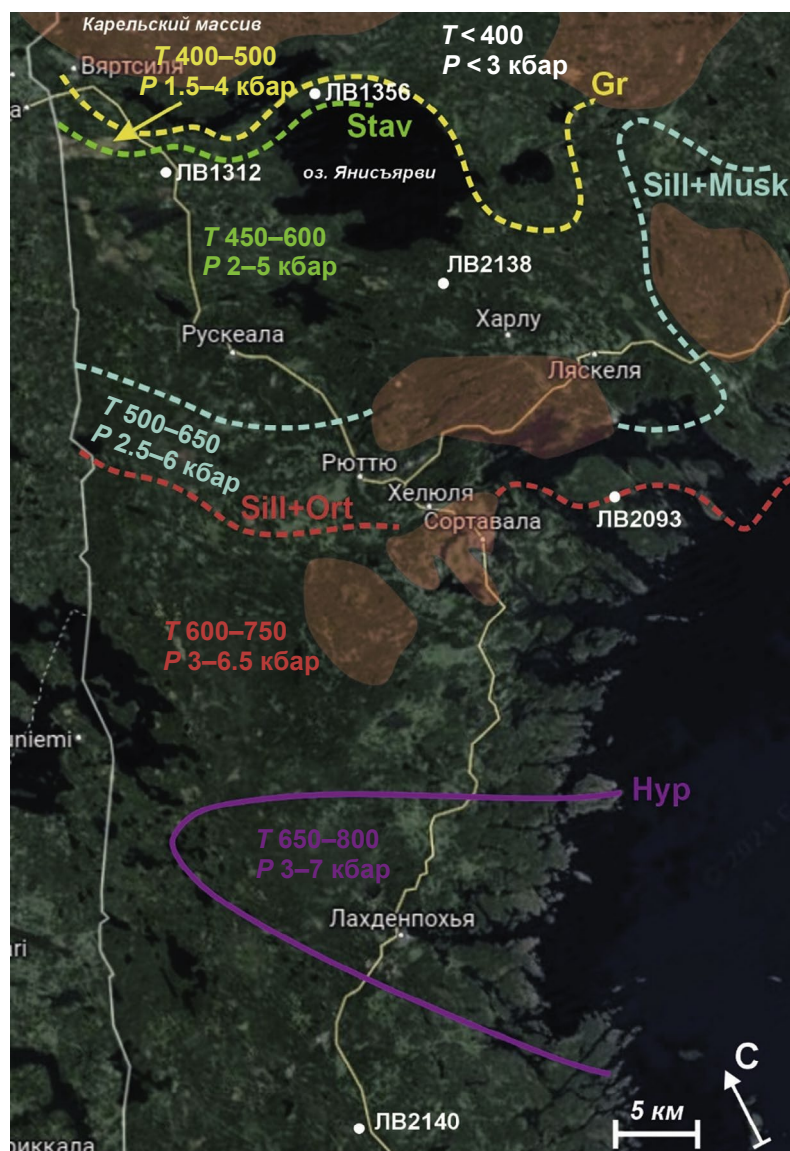


Рис. 1. Схема расположения точек опробования метапесчаников в разнотемпературных зонах метаморфизма пород ладожской серии палеопротерозоя Балтийского щита. Изограды: Gr – граната, Stav – ставролита, Sill+Musk – силлиманит-мусковита, Sill+Ort – силлиманит-ортотлаза, Нур – гиперстена. Оценки температур (T) и давления (P) даны по работе [Великославинский, 1971].

и незначительным вторичным изменениям. Гранат в виде округлых редких зерен (до 200 мкм) и часто окаймляется рудным минералом.

Образец ЛВ2140

Образец представляет собой массивную среднезернистую породу вблизи изогранаты гиперстена. Состав: Срх (30–40%), Pl (20–30%), Amph (10–20%), Q (10–20%), рудный (5%). Бурый амфибол (до 1000 мкм) неравномерно развивается по пироксену. Широко развиты округлые агрегаты рудного минерала, которые чаще всего приурочены к скоплениям амфибола и пироксена. Таблитчатые зерна плагиоклаза (до 500 мкм)

с полисинтетическими двойниками и округлые зерна кварца (до 500 мкм) иногда присутствуют в виде включений в более крупных зернах клинопироксена (до 1000 мкм).

МЕТОДИКА ШИРОКОПОЛОСНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С ЛАЗЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ УЛЬТРАЗВУКА

Схема широкополосного акустического спектрометра с лазерным источником ультразвука представлена на рис. 2. Импульсы Nd:YAG лазера с модуляцией добротности на основной

длине волны излучения 1.064 мкм (характерная длительность импульса 10–12 нс, энергия в импульсе 10–15 мДж) поглощаются в специальном материале — так называемом лазерном или оптико-акустическом (ОА) источнике ультразвука, в котором за счет термо-оптического эффекта происходит возбуждение импульсов продольных ультразвуковых волн [Гусев, Карабутов, 1991]. Амплитуда, временные и спектральные характеристики этих импульсов определяются плотностью поглощенной энергии лазерного импульса, его характерной длительностью, оптическими и теплофизическими свойствами материала источника, а также граничными условиями возбуждения ультразвука [Гусев, Карабутов, 1991]. В качестве ОА источника используется плоскопараллельная пластина из оптического стекла (светофильтра) СЗС-22 с акустически свободной границей, спектр эффективно возбуждаемых ультразвуковых частот составляет 1–70 МГц (максимальная частота соответствует спектральной амплитуде порядка 2% от максимальной, выше в спектре на фоне низкой амплитуды начинают заметно проявляться электрические шумы и шумы, связанные с цифровой обработкой сигналов). Ультразвуковой импульс, возбуждаемый в ОА источнике СЗС-22, является опорным, после пробега по исследуемому образцу его профиль искажается за счет затухания ультразвуковых волн. После прохождения образца ультразвуковой импульс

регистрируется широкополосным пьезоэлектрическим приемником на основе кристалла ниобата лития Z-среза с рабочей полосой частот 1–80 МГц по уровню $1/e$. Слои иммерсионной жидкости (дистиллированной воды) толщиной 2 мм, слабо поглощающей ультразвук в рабочем частотном диапазоне, обеспечивают акустические контакты между пластиной СЗС-22, образцом и пьезоприемником. Цифровой осциллограф Tektronix TDS 2012B с аналоговой полосой 100 МГц и частотой дискретизации сигнала 1 ГГц используется для регистрации электрических сигналов с пьезоприемника, которые затем обрабатываются на персональном компьютере. Максимальное отношение сигнал—шум регистрируемых электрических сигналов составляет порядка 2000. Временные профили опорного импульса и импульса, прошедшего через образец, регистрируются осциллографом, запускающимся в момент излучения лазерного импульса. Временная шкала (положение по оси X) сдвигается таким образом, чтобы каждый из этих импульсов отображался на экране осциллографа и затем записывался для последующей обработки.

Локальность тестирования образцов в поперечном направлении соответствует характерному радиусу опорного ультразвукового пучка, который в свою очередь совпадает с радиусом лазерного пучка на облучаемой поверхности пластины СЗС-22 и составляет 2–3 мм.

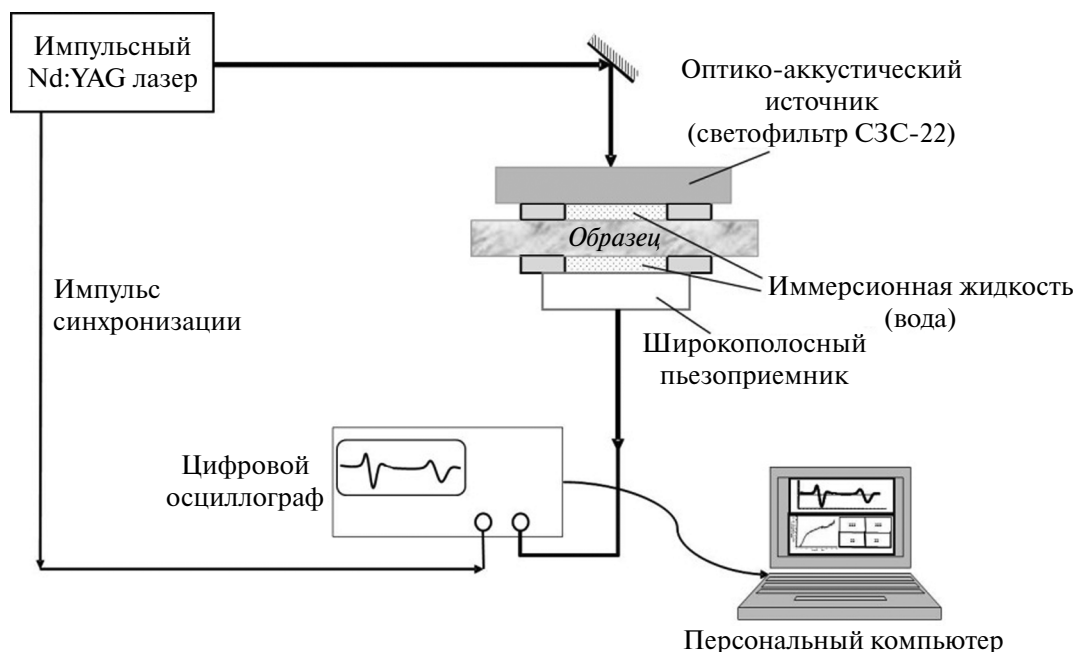


Рис. 2. Схема широкополосного акустического спектрометра с лазерным оптико-акустическим источником ультразвука.

Временной профиль $U_0(t)$, а также амплитудный $S_0(f)$ и фазовый $\Phi_0(f)$ спектры опорного ультразвукового импульса, возбуждаемого в СЗС-22, представлены на рис. 3.

Амплитудный спектр $S(f)$ ультразвукового импульса, прошедшего исследуемый образец известной толщины H , описывается выражением [Fitting, Adler, 1981]:

$$S(f) = S_0(f) T_1 T_2 D(f) \exp[-\alpha(f)H] = S_0(f) T_{\text{trans}} D(f) \exp[-\alpha(f)H], \quad (1)$$

где: f – частота продольной ультразвуковой волны; $T_1 = 2Z_{\text{smp}} / (Z_{\text{smp}} + Z_{\text{H}_2\text{O}})$ – амплитудный коэффициент прохождения волны из воды в образец; $T_2 = 2Z_{\text{H}_2\text{O}} / (Z_{\text{smp}} + Z_{\text{H}_2\text{O}})$ – амплитудный коэффициент прохождения волны из образца в воду; Z_{smp} и $Z_{\text{H}_2\text{O}}$ – значения акустического импеданса образца и воды соответственно; $D(f)$ – фактор, учитывающий дифракционные искажения продольных ультразвуковых волн при распространении в образце; $\alpha(f)$ – частотно-зависимый коэффициент затухания этих

волн. Зависимость $\alpha(f)$ может быть выражена из (1) как:

$$\alpha(f) = \frac{1}{H} \left[\ln \frac{S_0(f)}{S(f)} + \ln T_{\text{trans}} + \ln D(f) \right]. \quad (2)$$

Акустический импеданс воды считается известным: $Z_{\text{H}_2\text{O}} = 1.49 \cdot 10^6$ кг/(м² с), акустический импеданс исследуемого образца горной породы рассчитывается по определенным экспериментально значениям его плотности ρ и фазовой скорости продольных ультразвуковых волн C . В общем случае в образце может иметь место дисперсия фазовой скорости, то есть частотная зависимость $C(f)$. В этом случае акустический импеданс образца также будет зависеть от частоты: $Z_{\text{smp}}(f) = \rho C(f)$.

Дисперсия фазовой скорости продольных ультразвуковых волн в образце $C(f)$ рассчитывается с использованием фазовых спектров опорного ультразвукового импульса, $\Phi_0(f)$, и импульса, прошедшего через образец, $\Phi(f)$ [Fitting, Adler, 1981]:

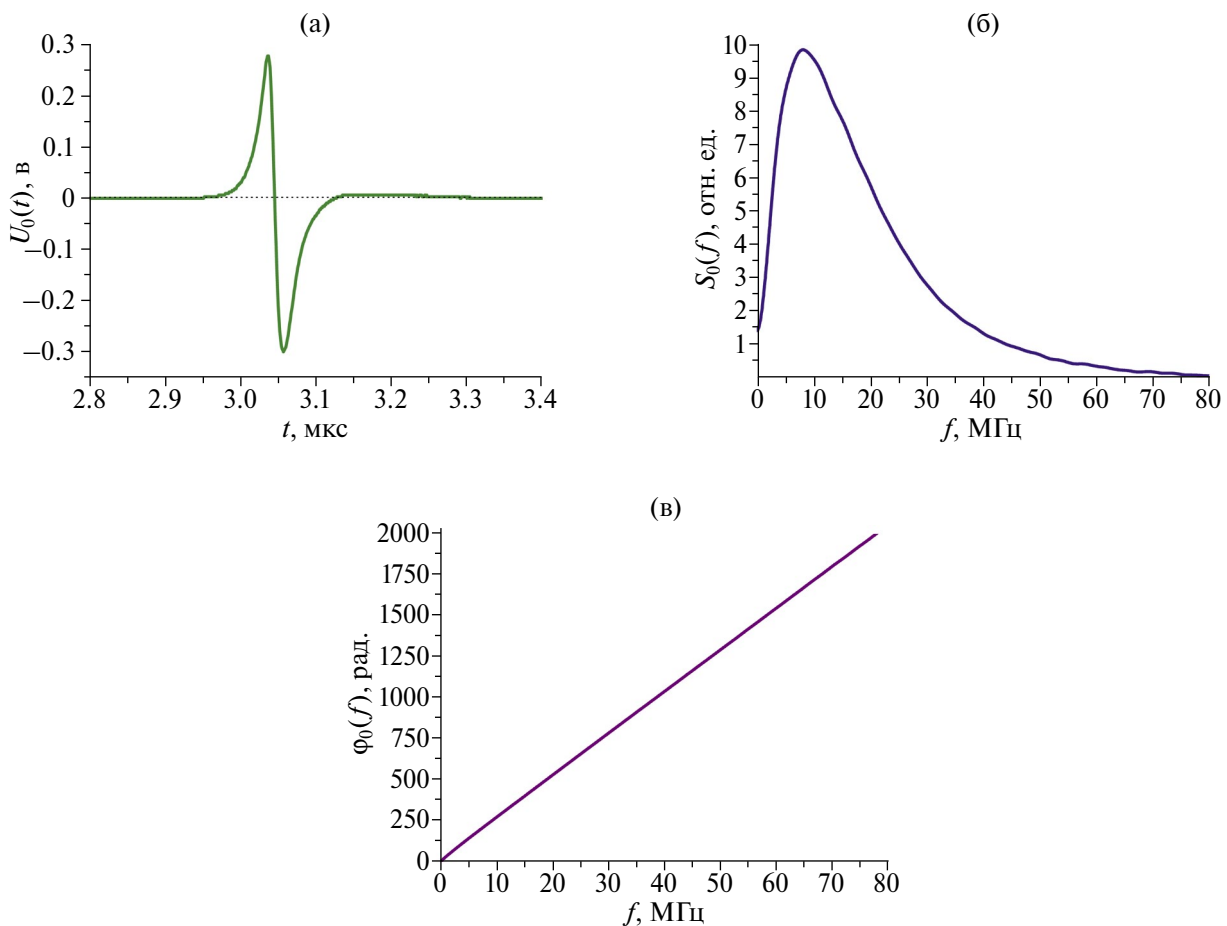


Рис. 3. (а) – Временная форма, (б) – амплитудный и (в) – фазовый спектры опорного импульса продольных ультразвуковых волн, возбуждаемого в ОА источнике СЗС-22.

$$C(f) = \frac{2\pi f H}{\varphi(f) - \varphi_0(f)}, \quad (3)$$

где $\varphi_0(f)$ и $\varphi(f)$ рассчитываются с использованием стандартной процедуры “развертывания фазы” (в англоязычной литературе *phase unwrapping*) для получения непрерывных фазовых спектров [Jeong, Hsu, 1995].

Спектры всех ультразвуковых импульсов рассчитываются с использованием стандартного программного пакета быстрого преобразования Фурье с учетом амплитудных коэффициентов отражения акустической волны на каждой границе раздела (см. (1)). Также для спектров всех импульсов применялась процедура численного расчета дифракционного фактора $D(f)$ (формула (2.47) в работе [Гусев, Карабутов, 1991]), т.е. проводилась компенсация частотно-зависимого дифракционного искажения широкополосных ультразвуковых импульсов. В формулах (2) и (3) величины $S(f)$ и $\varphi(f)$ берутся после компенсации дифракционных искажений импульса при его распространении в образце.

Состав и размер зерен оценивался также с помощью сканирующего электронного микроскопа Tescan Mira 4 LMS, оснащенного энергодисперсионным спектрометром (EDS) Oxford Instruments (Абингдон, Великобритания) с системой микроанализа на основе ПО Aztec в ЦКП ИФЗ РАН [Веселовский и др., 2022]. Анализ производился в режиме высокого вакуума ($< 9 \times 10^{-3}$ Па) при ускоряющем напряжении 20 кВ с высоким разрешением и рабочим расстоянием 15 мм. Образцы были покрыты углеродом путем вакуумного испарения. Для всех анализируемых поверхностей аншлифов выбрано поле обзора 1 мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для всех исследованных образцов метапесчанников частотные зависимости коэффициента затухания $\alpha(f)$ и фазовой скорости $C(f)$ продольных ультразвуковых волн были измерены в пяти произвольно выбранных участках на расстоянии двух-трех миллиметров друг от друга в каждом образце.

Нижняя граница спектрального диапазона Δf достоверно измеряемых значений α и C в образцах составляет порядка 2–2.5 МГц и определяется дифракцией низкочастотных гармоник ультразвукового сигнала в образцах и одновременно малым абсолютным значением коэффициента затухания ультразвука на низких

частотах, что приводит к большой погрешности для величин α и C на этих частотах. Верхняя граница диапазона Δf соответствует спектральной амплитуде порядка 2% от максимума $S_{\max}$ амплитудного спектра ультразвукового импульса, прошедшего через исследуемый участок образца. На более высоких частотах спектральные компоненты импульса достаточно малы по сравнению с уровнем шума из-за значительного затухания ультразвука в образце. Относительная погрешность определения α в диапазоне частот Δf зависит от соотношения сигнал–шум для спектральной амплитуды каждой гармоники ультразвукового сигнала, от стабильности энергии лазерных импульсов, а также от точности измерения толщины образцов. Эта погрешность меняется от 5% для максимальной спектральной амплитуды до 10% для минимальной спектральной амплитуды ультразвуковых сигналов, прошедших исследуемые образцы метапесчанников. Относительная погрешность определения скорости C в диапазоне Δf также зависит от соотношения сигнал–шум для спектральной амплитуды каждой гармоники сигнала и от точности измерения толщины образцов и оценивается на уровне 0.5–0.8%.

Как было указано во Введении, для оценки характерных размеров зерен в образцах метапесчанников используется модель рассеяния ультразвука в поликристаллических материалах. В случае, когда длина зондирующей ультразвуковой волны существенно больше среднего линейного размера кристаллитов (зерен), наблюдается так называемое Рэлееское рассеяние ультразвука, для которого характерна зависимость $\alpha(f) \sim f^4$ (см., например, [Шкуратник, Ноздрин, 1998; Stanke, Kino, 1984; Reynolds, Smith, 1984]). Оценка максимального линейного размера зерна $D_{\max}$ осуществляется по следующей приближенной формуле:

$$D_{\max} \approx \frac{C(f_R)}{2\pi f_R}, \quad (4)$$

где: f_R – максимальная частота (граница) спектральной области Рэлееского рассеяния продольных ультразвуковых волн; $C(f_R)$ – значение фазовой скорости волны на частоте f_R .

В области длин зондирующих ультразвуковых волн, сравнимых с характерным средним линейным размером зерен $\langle D \rangle$, наблюдается так называемое стохастическое рассеяние ультразвука, для которого характерна зависимость $\alpha(f) \sim f^2$. Величина $\langle D \rangle$ оценивается по приближенной формуле

$$\langle D \rangle \approx \frac{C(f_s)}{2\pi f_s}, \quad (5)$$

где f_s – середина спектральной области стохастического рассеяния продольных ультразвуковых волн; $C(f_s)$ – значение фазовой скорости волны на частоте f_s .

Для более наглядного представления частотных областей различных типов рассеяния ультразвука измеренные зависимости $\alpha(f)$ в исследуемых образцах представляются в координатах $\alpha/f^2(f^2)$ [Reynolds, Smith, 1984]. Верхняя граница линейного участка этой зависимости соответствует частоте f_R , середина участка $\alpha/f^2 \approx \text{const}$ соответствует частоте f_s .

На рис. 4 представлены измеренные частотные зависимости коэффициента затухания продольных ультразвуковых волн $\alpha(f)$ и эти же зависимости в координатах $\alpha/f^2(f^2)$ для всех исследованных участков пяти образцов метапесчаников. Здесь же показаны примеры графического определения величин f_R и f_s для участка 4 образца ЛВ2140 (рис. 4б), участка 4 образца ЛВ2093 (рис. 4г) и участка 2 образца ЛВ2138 (рис. 4е); для всех участков остальных образцов эти величины определялись аналогично. Отсутствие зависимости $\alpha(f) \sim f^2$ для отдельных участков образцов ЛВ2093, ЛВ1312 и ЛВ1356 объясняется, по-видимому, наличием в этих участках большого количества зерен неправильной формы (далекой от квазисферической, образец ЛВ2093) либо высокой концентрации достаточно мелких зерен (образцы ЛВ1312 и ЛВ1356). Это предположение подтверждается результатами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) аншлифов этих образцов (см. ниже). Присутствие некоторых “квазирезонансных” пиков на зависимостях $\alpha/f^2(f^2)$, наиболее ярко выраженных для образца ЛВ2140, может объясняться некоторой слоистостью структуры метапесчаников в виде чередования более кварц-полевошпатовых слоев и более слюдистых прослоев, которая частично затухивается объемной перекристаллизацией субстрата [Подымова и др., 2023]. В табл. 1 приведены характерные частоты f_R и f_s , значения фазовой скорости продольных ультразвуковых волн C на этих частотах для всех исследованных участков образцов метапесчаников, а также характерные линейные размеры зерен $D_{\max}$ и $\langle D \rangle$ в этих участках, рассчитанные по модели рассеяния ультразвука в поликристаллических материалах. Видно, что для каждого образца величины $D_{\max}$ и $\langle D \rangle$ во всех пяти исследованных участках

близки, поэтому ниже для всех образцов приводятся СЭМ-изображения произвольно выбранного аншлифа одного из пяти участков.

На рис. 5 приведены примеры результатов анализа сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) аншлифов исследованных образцов, размер всех кадров составляет 1×1 мм. Видно, что характерные линейные размеры зерен на СЭМ-изображениях достаточно хорошо соответствуют величинам $D_{\max}$ и $\langle D \rangle$, представленным в табл. 1, что подтверждает достоверность результатов лазерного оптико-акустического метода. Как видно на снимках, в образце ЛВ2093 наблюдаются зерна неправильной формы, а в образцах ЛВ1312 и ЛВ1356 наблюдается высокая концентрация достаточно мелких зерен. Этот факт объясняет отсутствие зависимости $\alpha(f) \sim f^2$ для отдельных участков этих образцов. Уменьшение средних размеров зерен в образцах ЛВ1312 и ЛВ1356 подтверждается данными СЭМ-анализа и результатами широкополосной акустической спектроскопии (см. табл. 1).

Как было отмечено во Введении, традиционным способом оценки размеров зерен является анализ оптических микрофотографий. Методы такой оценки отработаны для исследований микрофотографий поверхностей металлов и сплавов. При попытке применить эти методы к анализу микрофотографий горных пород возникают сложности из-за прозрачности многих минералов, низкой или неравномерной контрастности границ зерен и существенного различия зерен по размерам. Поэтому стандарты, предназначенные для металлов и сплавов, не применяются в явном виде для горных пород, а собственные стандарты для горных пород отсутствуют. Но сами методы оценки размеров зерен пробуют использоваться для горных пород, например, в работах [Higgins, 2006; Philpotts, Ague, 2022; Stipp et al., 2010; Platt, 2023].

Для образцов ЛВ1356 и ЛВ1312 из настоящего исследования была проведена оценка распределения размеров зерен методом пересечений опорных линий, описанным, например, в стандартах [ГОСТ 21073.3-75; ГОСТ 5639-82; ASTM E112-13]. Анализируемые микрофотографии были получены для шлифов в поляризованном свете на оптическом микроскопе Olympus BX35 в ЦКП ИФЗ РАН [Веселовский и др., 2022]. В соответствии с этим методом, на изображение были нанесены 5 параллельных линий на равном расстоянии друг от друга, после чего отмечены все пересечения линий с границами зерен. Распределение полученных длин отрезков было

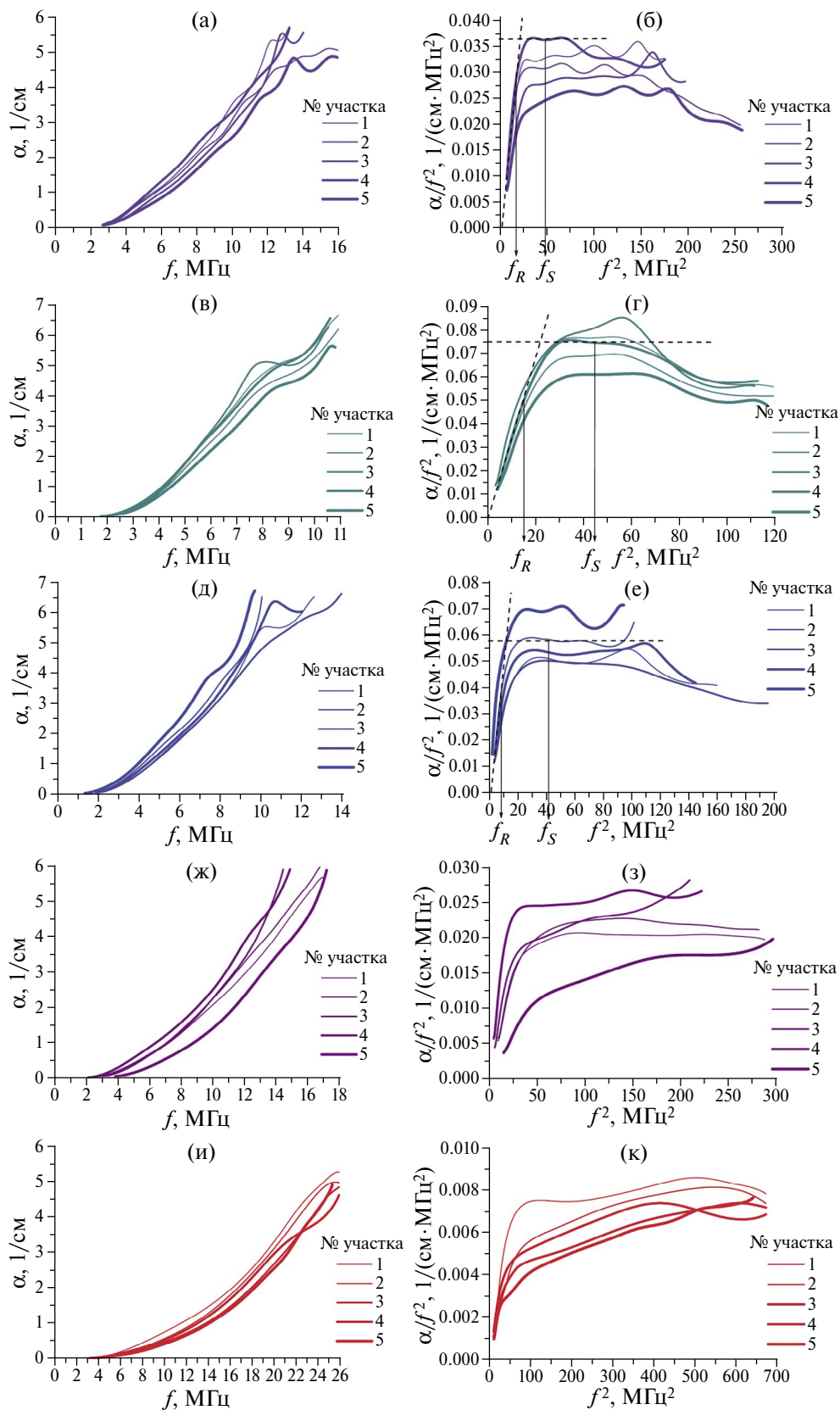


Рис. 4. Частотные зависимости коэффициента затухания продольных ультразвуковых волн $\alpha(f)$ (а), (в), (д), (ж), (и) и эти же зависимости в координатах $\alpha/f^2(f^2)$ (б), (г), (е), (з), (к) для исследованных образцов метапесчаников: (а), (б) – ЛВ2140; (в), (г) – ЛВ2093; (д), (е) – ЛВ2138; (ж), (з) – ЛВ1312; (и), (к) – ЛВ1356.

Таблица 1. Результаты широкополосной акустической спектроскопии образцов метапесчаников и характерные линейные размеры зерен, рассчитанные по модели рассеяния ультразвука в поликристаллических материалах

№ образца	№ участка	f_R , МГц	$C(f_R)$, м/с	f_s , МГц	$C(f_s)$, м/с	$D_{\max}$, мкм	$\langle D \rangle$, мкм
ЛВ2140	1	4.7	6620	9.0	6670	220	120
	2	4.2	6600	8.8	6740	250	120
	3	4.7	6680	8.8	6740	230	120
	4	3.8	6580	7.0	6640	270	150
	5	4.3	6690	10.0	6760	250	110
ЛВ2093	1	3.1	5060	6.7	5080	260	120
	2	3.7	5120	6.8	5130	220	120
	3	3.2	5100	—	—	250	—
	4	3.9	5080	6.6	5090	210	120
	5	4.3	5140	7.1	5150	190	110
ЛВ2138	1	3.4	4960	6.0	4990	240	130
	2	2.9	4980	6.5	4800	270	120
	3	3.2	4940	8.0	4970	250	100
	4	3.1	5090	7.5	5140	260	110
	5	2.1	5230	6.0	5380	400	140
ЛВ1312	1	4.7	5880	12.3	5890	200	80
	2	4.9	5900	11.8	5910	190	80
	3	4.0	5830	—	—	230	—
	4	3.7	5810	8.5	5820	250	110
	5	6.1	5970	14.8	5950	160	60
ЛВ1356	1	5.7	5700	12.6	5700	160	70
	2	5.7	5750	23.4	5750	160	40
	3	5.1	5800	24.7	5790	180	40
	4	4.7	5760	20.3	5730	200	50
	5	5.2	5800	—	—	180	—

пересчитано в распределение зерен горной породы по линейным размерам.

Анализировалось по два изображения для каждого из образцов ЛВ1356 и ЛВ1312 в одном из двух масштабов съемки: размеры масштабной линейки 100 мкм (поле зрения размерами около 2×2.5 мм), 200 мкм (поле зрения размерами около 1×1.25 мм) или 500 мкм (поле зрения размерами около 3.875×4.875 мм). Микрофотографии шлифов и распределения размеров зерен приведены на рис. 6, рис. 7. Параметры распределений приведены в табл. 2; значения

получены для реального распределения зерен и для его аппроксимации логнормальной функцией, традиционно используемой для этой цели [Higgins, 2006]. Определялись параметры распределений: мода, среднее, медиана (т.е. 50% квантиль, $q_{50\%}$), 85, 90 и 95% квантили ($q_{85\%}$, $q_{90\%}$, $q_{95\%}$ соответственно). Высшие (85% и более) квантили определялись только для логнормальной аппроксимации из-за малого количества зерен большого размера.

Согласно работе [Papadakis, 1964], средний диаметр зерна (в предположении о его форме,

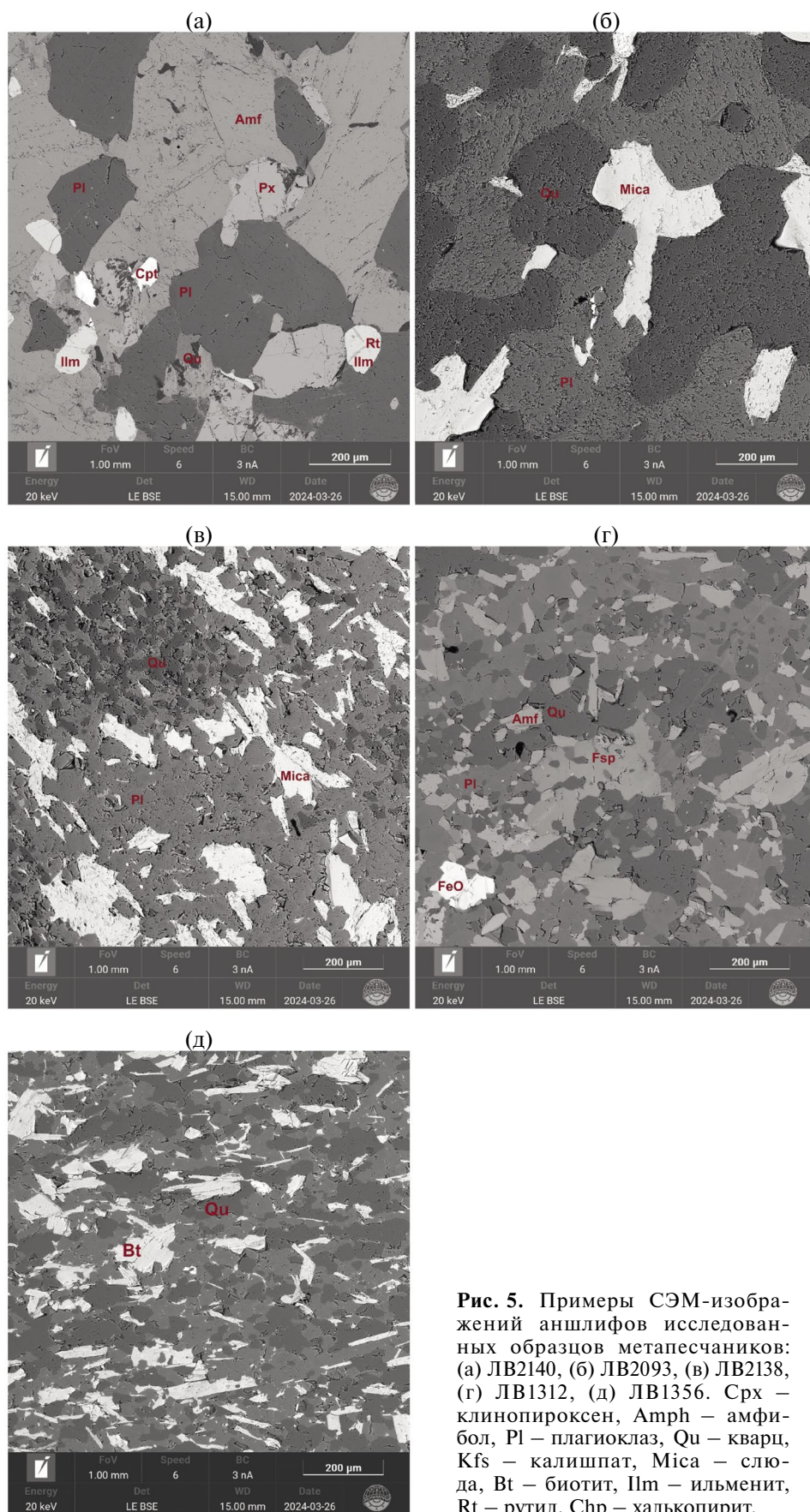


Рис. 5. Примеры СЭМ-изображений аншлифов исследованных образцов метапесчаников: (а) ЛВ2140, (б) ЛВ2093, (в) ЛВ2138, (г) ЛВ1312, (д) ЛВ1356. Сpx – клинопироксен, Amph – амфибол, Pl – плагиоклаз, Qu – кварц, Kfs – калишпат, Mica – слюда, Bt – биотит, Ilm – ильменит, Rt – рутил, Chp – халькопирит.

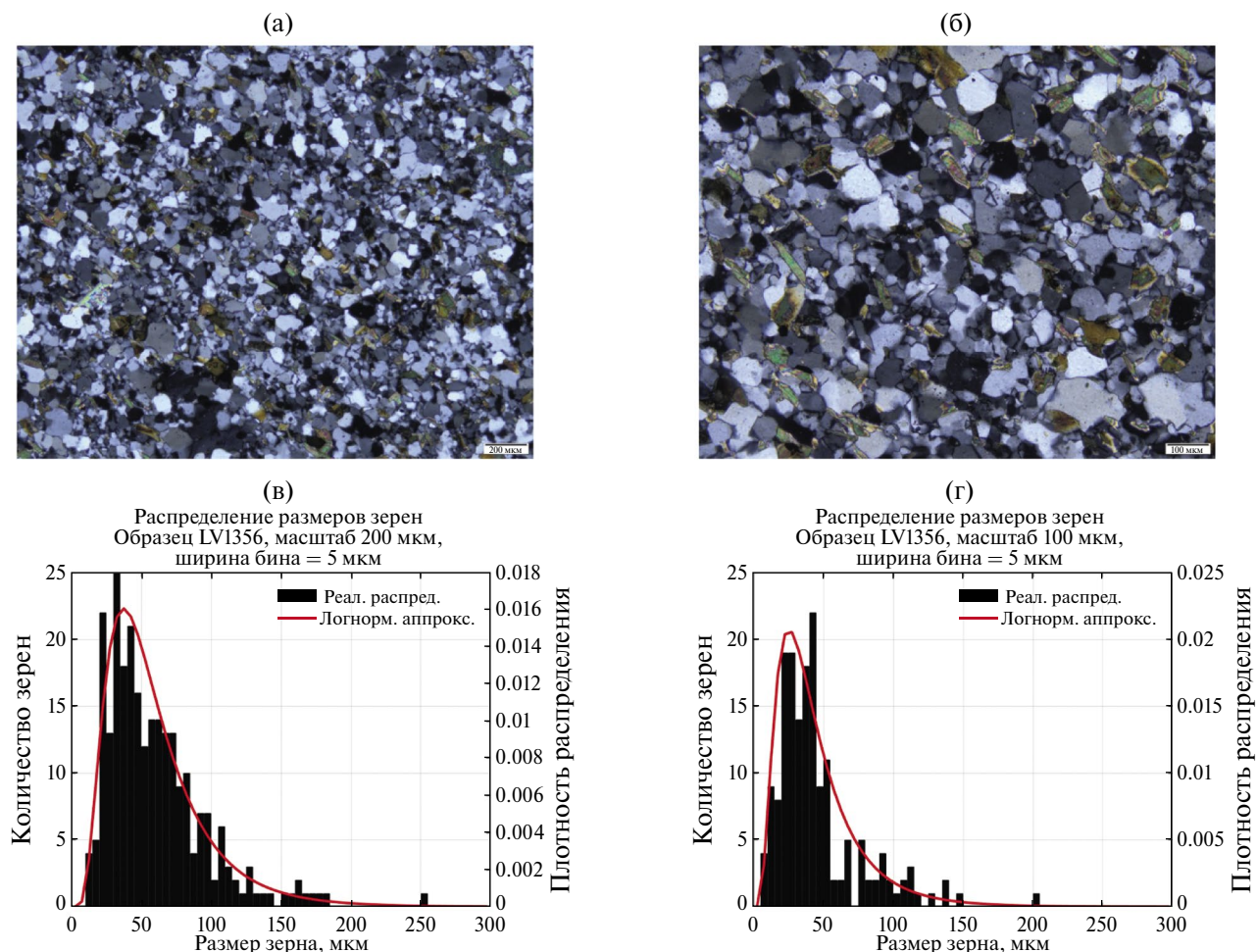


Рис. 6. Оценка размеров зерен по данным оптической микроскопии образца ЛВ1356: микрофотография масштаба 200 мкм (а) и соответствующая ей оценка распределения зерен (в); микрофотография масштаба 100 мкм (б) и соответствующая ей оценка распределения зерен (г).

близкой к сферической) может быть найден по медиане распределения зерен по линейным размерам:

$$\langle D_{opt} \rangle = 1.45 \cdot q_{50\%} \quad (6)$$

Поскольку основной вклад в распределение вносят мелкие зерна, предполагаем, что медиана точнее определяется для меньшего масштаба. Из данных, представленных в табл. 2, следует, что $\langle D_{opt_ЛВ1356} \rangle \approx 55$ мкм, $\langle D_{opt_ЛВ1312} \rangle \approx 81$ мкм. Эти значения очень близки к усредненным значениям, полученным по данным акустической спектроскопии $\langle D_{ЛВ1356} \rangle \approx 50$ мкм, $\langle D_{ЛВ1312} \rangle \approx 82.5$ мкм (см. табл. 1).

Оценка размера максимального зерна — более сложная задача и может быть проведена в несколько этапов. Для представительного сравнения с результатами акустической спектроскопии необходим сопоставимый объем выборки.

Непосредственным измерением это сделать невозможно, поэтому приходится использовать логнормальную аппроксимацию распределения зерен по размерам.

Объем выборки при акустической спектроскопии может быть оценен как

$$V_{as} = S_{lb} \cdot H = \pi \cdot r_{lb}^2 \cdot H, \quad (7)$$

где S_{lb} и r_{lb} — площадь сечения и радиус опорного ультразвукового пучка, совпадающего с таковыми для лазерного пучка; H — толщина образца. С учетом разброса величин получаем $V_{as} \approx 125-330$ мм³.

Согласно основным стереометрическим соотношениям [Салтыков, 1976], доли p_{ph} , занимаемые некоторой фазой, равны между собой для оценок разной размерности. В частности, для линейных и объемных размеров

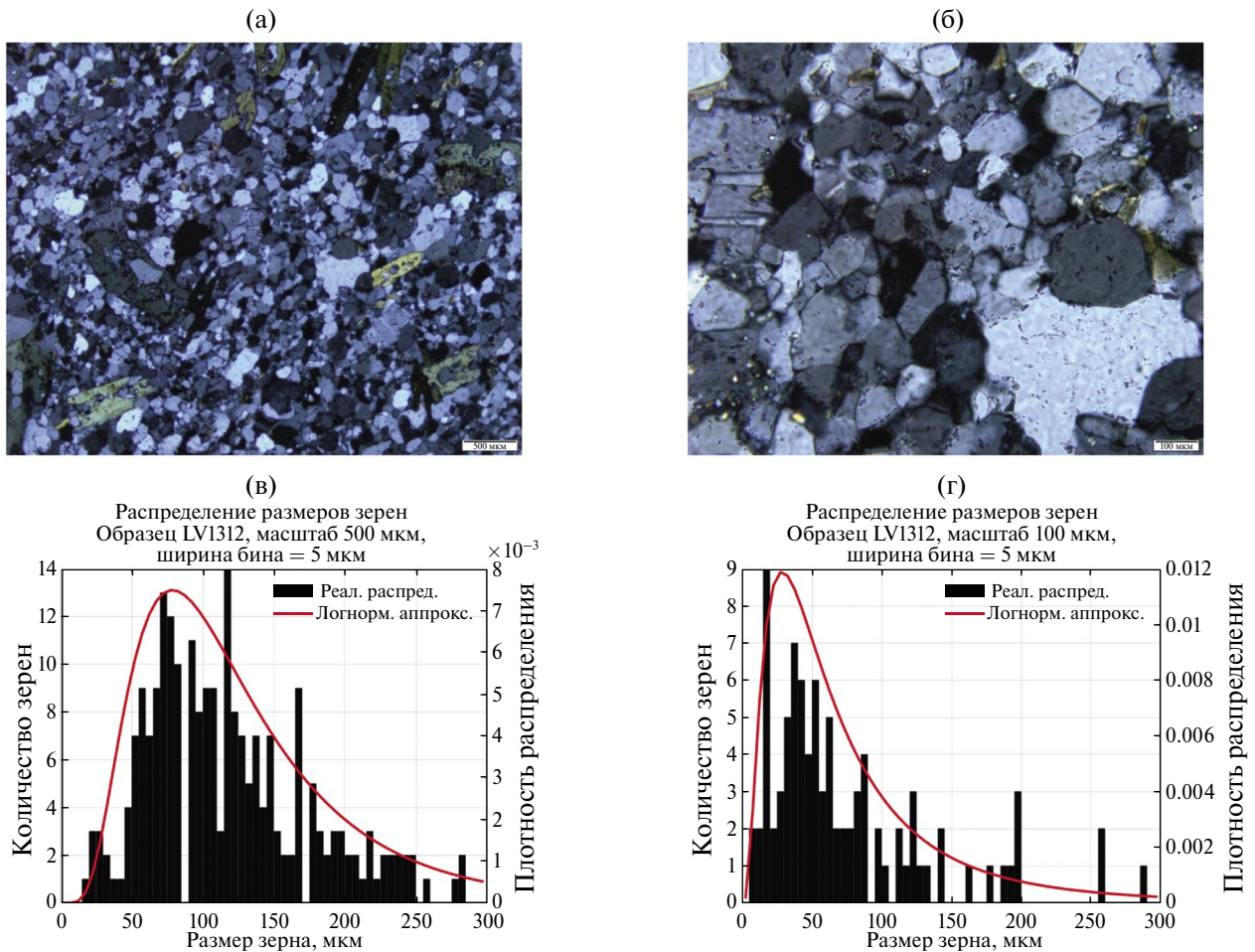


Рис. 7. Оценка размеров зерен по данным оптической микроскопии образца ЛВ1312: микрофотография масштаба 500 мкм (а) и соответствующая ей оценка распределения зерен (в); микрофотография масштаба 100 мкм (б) и соответствующая ей оценка распределения зерен (г).

$$p = \frac{L_{ph}}{L} = \frac{V_{ph}}{V}, \quad (8)$$

где: L_{ph} и V_{ph} – суммарная длина секущих и объем, приходящиеся на определенную фазу (например, на все зерна одного размера); L и V – полная длина секущих и полный объем выборки. Объем всех зерен одного размера как объем фазы может быть определен как $V_{ph} = n_{ph} \cdot V_{one_grain}$, где n_{ph} – количество зерен данного размера в выборке; V_{one_grain} – объем одного зерна. Запишем (8) для зерен диаметром D как искомой фазы:

$$p_D = \frac{L_D}{L} = \frac{V_D}{V} = \frac{n_D \cdot V_{one_grain}}{V_{as}} = \frac{n_D \cdot (\pi \cdot D^3 / 6)}{V_{as}}. \quad (8a)$$

Доля p_D зерен диаметром D известна из лог-нормальной аппроксимации распределения зерен по размерам; объем одного зерна получаем из его аппроксимации сферой диаметром D ; количество зерен данного размера принимаем

$n_{ph} \approx 1-3$ с учетом того, что при прозвучивании зерна могут располагаться друг за другом и взаимно маскироваться и что соотношение диаметра пучка и длины образца составляет 3–6. Нормируем p_D на D^3 :

$$g(D) = \frac{p_D}{D^3} = \frac{n_D \cdot \pi}{6 \cdot V_{as}}. \quad (9)$$

Подставляя конкретные значения величин с учетом разбросов, получаем, что для объема, наблюдаемого при акустической спектроскопии, функция $g(D)$ должна иметь значение в диапазоне 0.013–0.1. Графики функции $g(D)$ для образцов ЛВ1356 и ЛВ1312 показаны на рис. 8; там же выделен искомый диапазон значений функции $g(D)$. Можно определить разброс максимальных размеров зерна по данным оптической микроскопии как $D_{\max_opt_ЛВ1356} \approx 150-215$ мкм и $D_{\max_opt_ЛВ1312} \approx 200-305$ мкм. Эти диапазоны перекрываются с диапазонами максимальных

Таблица 2. Параметры распределений зерен по размерам для рассмотренных образцов

Параметр, мкм Распределение	Мода	Среднее	Медиана ($q_{50\%}$)	$q_{85\%}$	$q_{90\%}$	$q_{95\%}$
ЛВ1356, масштаб 200 мкм						
реальное	23.6	60.18	52.5	—	—	—
логнорм. аппрокс.	37.5	60.4	51.4	92.22	105.09	127.9
ЛВ1356, масштаб 100 мкм						
реальное	23.7	45.3	36.9	—	—	—
логнорм. аппрокс.	27.5	45.5	37.4	76.6	92.16	110.7
ЛВ1312, масштаб 500 мкм						
реальное	116.7	128.01	111.4	—	—	—
логнорм. аппрокс.	77.5	128.9	109.3	194.4	225.9	278.7
ЛВ1312, масштаб 100 мкм						
реальное	17.16	81.04	54.12	—	—	—
логнорм. аппрокс.	27.5	80.5	57.01	133.8	181.6	197.9

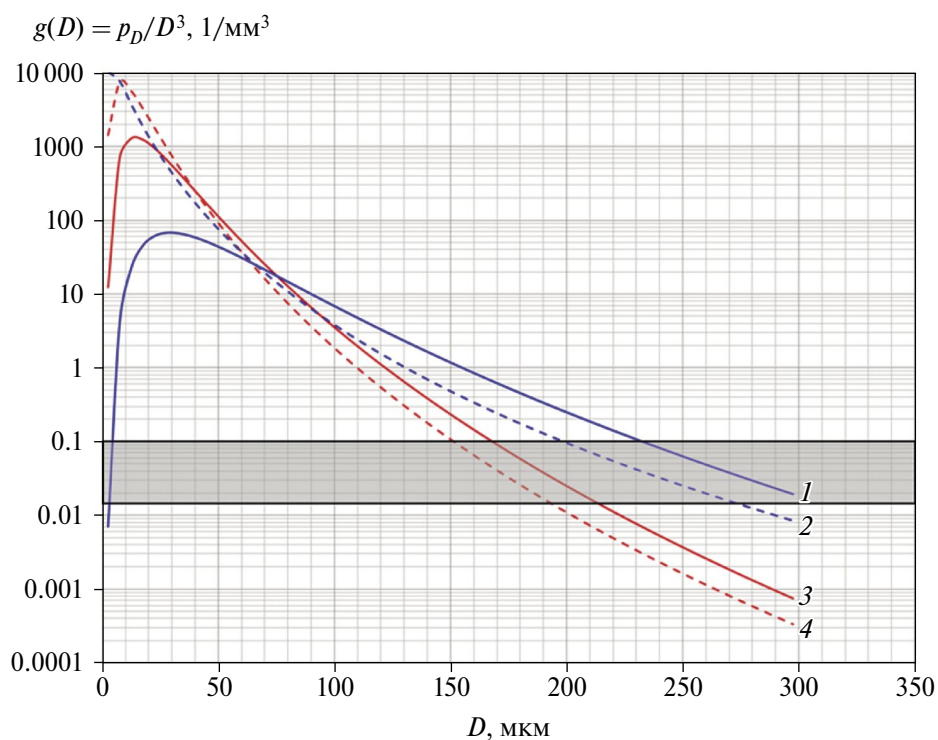


Рис. 8. Графики функции $g(D)$, полученные для логнормальных аппроксимаций распределений зерен по размерам по микрофотографиям образцов ЛВ1312 в масштабе 500 мкм (1) и 100 мкм (2), ЛВ1356 в масштабе 200 мкм (3) и 100 мкм (4). Серым прямоугольником выделен искомый диапазон значений $g(D)$, соответствующий объему выборки, охваченной акустической спектроскопией.

размеров зерен, полученных по данным акустической спектроскопии $D_{\max_ЛВ1356} \approx 160\text{--}200$ мкм и $D_{\max_ЛВ1312} \approx 160\text{--}250$ мкм.

К сожалению, неочевидно, аппроксимация распределения по изображению какого масштаба более достоверная. Малый масштаб позволяет учесть большее количество малых зерен, вносящих основной вклад в распределение, а большой масштаб позволяет оценить частоту встречаемости больших зерен. Но можно оценить некоторую согласованность аппроксимаций по разным масштабам. Из общих соображений следует, что распределения зерен по размерам должны быть наиболее представительны вблизи моды как наиболее часто встречающегося значения. Для двух разных, но близких по масштабу изображений шлифа ЛВ1356 (пара 100 и 200 мкм) моды реальных распределений очень близки друг другу и составляют около 23 мкм. Это позволяет предположить, что истинное распределение зерен по размерам располагается между аппроксимациями этих распределений. Для ЛВ1312 моды различаются, что говорит о необходимости рассматривать изображения с близкими масштабами вместо пары 100 и 500 мкм и, вероятно, объясняет большую несогласованность оценок максимальных размеров зерен по сравнению с данными акустической спектроскопии.

Несмотря на то, что оптическая и сканирующая электронная микроскопия позволяют получить весьма детальную информацию о размерах зерен в образце, такой анализ достаточно трудоемкий, особенно для изучения картины распределения зерен по размерам в образцах объемом от нескольких см³. Преимущество предлагаемой методики широкополосной акустической спектроскопии с лазерным источником ультразвука заключается в том, что она дает возможность получить достоверные количественные оценки характерных размеров зерен во всем объеме каждого прозвучиваемого участка образца в реальном масштабе времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе реализована методика широкополосной оптико-акустической спектроскопии для количественной оценки характерных размеров зерен лабораторных образцов горных пород. Методика основана на измерении коэффициента затухания продольных ультразвуковых волн в мегагерцовом диапазоне частот и применении теоретической модели рассеяния ультразвука в однофазных поликристаллических материалах. На примере пяти образцов метапесчаников,

сформированных в различных геотермальных условиях, продемонстрирована возможность количественной оценки максимального и среднего линейного размера зерен в объеме прозвучиваемых участков образцов. Такая оценка осуществляется по частотным зависимостям коэффициента затухания продольных ультразвуковых волн, измеренном в спектральном диапазоне от 2–3 МГц до 11–26 МГц, который определяется абсолютной величиной коэффициента затухания в конкретном образце. Для каждого образца наблюдается практическое совпадение характерных максимальных и средних размеров зерен в пяти исследованных участках, что указывает на однородность структуры образцов. Объективная верификация данных по размерам зерен, полученных с использованием широкополосной оптико-акустической спектроскопии, впервые осуществлена независимым методом сканирующей электронной микроскопии аншлифов поверхностей всех образцов. Отдельно проведенная оценка среднего и максимального размеров зерен, полученная с помощью метода пересечения линий по анализу оптических микрофотографий шлифов для двух выбранных образцов, показала хорошее согласие с оценкой этих же размеров по данным акустической спектрометрии.

Достаточно хорошее совпадение результатов трех методов подтверждает достоверность ультразвуковых измерений и возможность применения теоретической модели рассеяния ультразвука в однофазных поликристаллических материалах для количественной оценки характерных размеров зерен в лабораторных образцах гетерофазных горных пород. Предложенный метод широкополосной оптико-акустической спектроскопии для оценки характерных размеров зерен метапесчаников может служить основой для установления взаимосвязи между их структурными особенностями и геотермальными условиями формирования в каждом конкретном месторождении.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках гос. задания ИФЗ РАН с использованием оборудования ЦКП ИФЗ РАН и гос. задания физического факультета МГУ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов М.А., Черепецкая Е.Б., Шкуратник В.Л., Карабутов А.А., Макаров В.А., Подымова Н.Б. Количественная оценка размеров минеральных зерен методом лазерной ультразвуковой спектроскопии // ФТПРПИ. 2003. № 5. С. 3–8.
- Великославинский Д.С. Метаморфические зоны в Северном Приладожье и оценка температур метаморфизма кианитового и андалузитового типов регионального метаморфизма. Метаморфические пояса СССР. Л.: Наука. 1971. С. 61–70.
- Веселовский Р.В., Дубиня Н.В., Пономарёв А.В., Фокин И.В., Патонин А.В., Пасенко А.М., Фетисова А.М., Матвеев М.А., Афиногенова Н.А., Рудько Д.В., Чистякова А.В. Центр коллективного пользования Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН “Петрофизика, геомеханика и палеомагнетизм” // Геодинамика и тектонофизика. 2022. Т. 13. № 2. С. 0579.
- Воробьев Р.И., Сергеев И.В., Карабутов А.А., Миронина Е.А., Саватеева Е.В., Ахатов И.Ш. Применение оптоакустического метода для оценки влияния пустот на трещиностойкость конструкционных углепластиков // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 2. С. 148–153.
- ГОСТ 21073.3–75. Цветные металлы. Определение величины зерна методом подсчета пересечений зерен. М.: Изд-во стандартов. 2002.
- ГОСТ 5639–82. Стали и сплавы. Методы выявления и определения величины зерна. М.: Изд-во стандартов. 2003.
- Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука. 1991. 304 с.
- 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.
- Жуков В.С., Кузьмин Ю.О. Сопоставление подходов к оценке сжимаемости порового пространства // Записки Горн. ин-та. 2022. Т. 258. № 6. С. 1008–1017.
- Иньков В.Н., Черепецкая Е.Б., Шкуратник В.Л., Карабутов А.А., Макаров В.А. Ультразвуковая эхоскопия геоматериалов с использованием термооптических источников продольных волн // ФТПРПИ. 2004. № 3. С. 14–19.
- Никитин А.Н., Иванкина Т.И., Игнатович В.К. Особенности распространения продольных и поперечных упругих волн в текстурированных горных породах // Физика Земли. 2009. № 5. С. 57–69.
- Подымова Н.Б., Пономарев А.В., Морозов Ю.А., Матвеев М.А., Смирнов В.Б., Шарычев И.В. Исследование структуры метапесчаников методом широкополосной акустической спектроскопии с лазерным источником ультразвука // Геофизические процессы и биосфера. 2023. Т. 22. № 4. С. 13–24.
- Салтыков С.А. Стереометрическая металлография. М.: Металлургия. 1976. 271 с.
- Турунтаев С.Б., Зенченко Е.В., Зенченко П.Е., Тримонова М.А., Барышников Н.А., Новикова Е.В. Динамика роста трещины гидроразрыва по данным ультразвукового просвечивания в лабораторных экспериментах // Физика Земли. 2021. № 5. С. 104–119.
- Шихова Н.М., Патонин А.В., Пономарёв А.В., Смирнов В.Б. Вариации спектров сигналов ультразвукового зондирования при лабораторных испытаниях образцов горных пород // Физика Земли. 2022. № 4. С. 167–180.
- Шкуратник В.Л., Ноздрина Н.Д. Теоретические предпосылки количественной оценки размеров минерального зерна ультразвуковым методом // ФТПРПИ. 1998. № 6. С. 104–111.
- ASTM E112–13. Standard test methods for determining average grain size. ASTM. 2021.
- Atapour H., Mortazavi A. The influence of mean grain size on unconfined compressive strength of weakly consolidated reservoir sandstones // J. Petrol. Sci. Eng. 2018. V. 171. P. 63–70.
- Austin N.J. An experimental investigation of textural controls on the brittle deformation of dolomite. MSc. Thesis. Vancouver: The University of British Columbia. 2003. 106 p.
- Baud P., Teng-fong Wong, Wei Zhu. Effects of porosity and crack density on the compressive strength of rocks // Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 2014. V. 67. P. 202–11.
- Chen B., Xiang J., Latham J.-P., Bakker R.R. Grain-scale failure mechanism of porous sandstone: An experimental and numerical FDEM study of the Brazilian tensile strength test using CT-Scan microstructure // Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 2020. V. 132 Art. № 104348.
- El Azhari H., El Hassani I. Effect of the number and orientation of fractures on the P-wave velocity diminution: application on the building stones of the Rabat area (Morocco) // Geomaterials. 2013. № 3. P. 71–81.
- Fitting D.W., Adler L. Ultrasonic spectral analysis for nondestructive evaluation. New York: Plenum Press. 1981. 354 p.
- Haderer W., Scherleitner E., Gsella J., Heise B., Mitter T., Rzy M., Reitingner B., Hettich M. Spatial imaging of stratified heterogeneous microstructures: determination of the hardness penetration depth in thermally treated steel parts by laser ultrasound // NDT&E Int. 2023. V. 138. Art. № 102868.
- Han Q., Gao Y., Zhang Y. Experimental study of size effects on the deformation strength and failure characteristics of hard rocks under true triaxial compression // Adv. Civil Eng. 2021. V. 2021. Art. № 6832775.
- He W., Hayatdavoudi A. A comprehensive analysis of fracture initiation and propagation in sandstones based on micro-level observation and digital imaging correlation // J. Petrol. Sci. Eng. 2018. V. 164. P. 75–86.
- He W., Hayatdavoudi A., Shi H., Sawant K., Huang P. A preliminary fractal interpretation of effects of grain size and grain shape on rock strength // Rock. Mech. Rock. Eng. 2019. V. 52. P. 1745–1765.
- Higgins M.D. Quantitative textural measurements in igneous and metamorphic petrology. Cambridge University Press. 2006. 265 p.

- Iravani A., Ouchterlony F., Kukolj I., Åström J.A.* Generation of fine fragments during dynamic propagation of pressurized cracks // *Phys. Rev. E*. 2020. V. 101. Art. № 023002.
- Ishida T., Sasaki, S., Matsunaga I., Chen Q., Mizuta Y.* Effect of grain size in granitic rocks on hydraulic fracturing mechanism. *Proceedings of Sessions of Geo-Denver 2000 – Trends in Rock Mechanics*. GSP 102. 2000. V. 290. P. 128–139.
- Jeong H., Hsu D.K.* Experimental analysis of porosity-induced ultrasonic attenuation and velocity change in carbon composites // *Ultrasonics*. 1995. V. 33. № 3. P. 195–203.
- Kube C.M.* Attenuation of laser generated ultrasound in steel at high temperatures; comparison of theory and experimental measurements // *Ultrasonics*. 2016. V. 70. P. 238–240.
- Liu S., Zhang Y., Zhang H., Zhang J., Qiu M., Li G., Ma F., Guo J.* Numerical study of the fluid fracturing mechanism of granite at the mineral grain scale // *Frontiers in Earth Science*. 2023. V. 11. Art. № 1289662.
- Mylavarapu P., Woldeesenbet E.* A predictive model for ultrasonic attenuation coefficient in particulate composites // *Compos. Part B Eng.* 2010. V. 41 № 1. P. 42–47.
- Pan C., Zhao G., Meng X., Dong C., Gao P.* Numerical investigation of the influence of mineral mesostructure on quasi-static compressive behaviors of granite using a breakable grain-based model // *Frontiers in Ecology and Evolution*. 2023. V. 11. Art. № 1288870.
- Papadakis E.P.* From micrograph to grain size distribution with ultrasonic applications // *J. Appl. Phys.* 1964. V. 35. № 5. P. 1586–1594.
- Peng J., Wong L.N., Teh C.I.* Influence of grain size heterogeneity on strength and microcracking behavior of crystalline rocks // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 2017. V. 122. P. 1054–1073.
- Philpotts A.R., Ague J.J.* Principles of igneous and metamorphic petrology. Cambridge University Press. 2022. 667 p.
- Platt J.* A process-based theory for subgrain-size and grain-size piezometry // *J. Struct. Geol.* 2023. V. 177. Art. no. 104987.
- Podymova N.B., Karabutov A.A.* Nondestructive assessment of local microcracking degree in orthoclase and plagioclase feldspars using spectral analysis of backscattered laser-induced ultrasonic pulses // *Ultrasonics*. 2022. V. 125. Art no. 106796.
- Reynolds W.N., Smith R.L.* Ultrasonic wave attenuation spectra in steels // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1984. V. 17. P. 109–116.
- Sarpun I.H., Kilickaya M.S.* Mean grain size determination in marbles by ultrasonic first backwall echo height measurements // *NDT&E Int.* 2006. V. 39. P. 82–86.
- Schön J.H.* Physical properties of rocks. A workbook. Elsevier. 2011. 481 p.
- Stanke F.E., Kino G.S.* A unified theory for elastic wave propagation in polycrystalline materials // *J. Acoust. Soc. Am.* 1984. V. 75. № 3. P. 665–681.
- Stipp M., Tullis J., Scherwath M., Behrmann J.H.* A new perspective on paleopiezometry: Dynamically recrystallized grain size distributions indicate mechanism changes // *Geology*. 2010. V. 38. P. 759–762.
- Vary A.* Material property characterization. Nondestructive testing handbook. Ultrasonic testing / Moore P.O. (ed.). Columbus: ASTM. 2007. P. 365–431.
- Vavilov V.P., Karabutov A.A., Chulkov A.O., Derusova D.A., Moskovchenko A.I., Cherepetskaya E.B., Mironova E.A.* Comparative study of active infrared thermography, ultrasonic laser vibrometry and laser ultrasonics in application to the inspection of graphite/epoxy composite parts // *Quantitative InfraRed Thermogr. J.* 2019. V. 17. № 4. P. 235–248.
- Weaver R.L.* Diffusivity of ultrasound in polycrystals // *J. Mech. Phys. Solids* 1990. V. 38. № 1. P. 55–86.
- Zhang Sh., Wu Sh., Zhang G.* Strength and deformability of a low-porosity sandstone under true triaxial compression conditions // *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 2020. V. 127. Art. № 104204.

Quantitative Estimation of the Characteristic Grain Sizes of Laboratory Rock Samples by the Broadband Optoacoustic Spectroscopy Method

N. B. Podymova^{a,b,*}, A. V. Ponomarev^b, P. A. Kaznacheev^b, T. E. Baghdasaryan^b,
M. A. Matveev^b, and G. S. Indakov^{a,b}

^aDepartment of Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^bSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

*e-mail: npodymova@mail.ru

Received May 10, 2024

revised May 19, 2024

accepted June 18, 2024

Abstract – A technique for quantitative estimation of characteristic grain sizes in laboratory rock samples using the relationship between the frequency and attenuation of longitudinal ultrasonic waves in the samples is proposed and implemented experimentally. This relationship is quantified using broadband optoacoustic spectroscopy with a laser source of ultrasound and piezoelectric registration of nanosecond ultrasonic pulses

in the operating frequency range of 1–70 MHz. The application of the theoretical model of ultrasound scattering in single-phase polycrystalline materials to quantitative estimation of the maximum and average grain sizes in multiphase rocks is shown using five samples of metasandstones of zonally metamorphosed Ladoga series of the Paleoproterozoic of the Baltic Shield, which underwent different degrees of structural and textural transformations during ancient metamorphic events. The reliability of the data obtained using broadband optoacoustic spectroscopy was for the first time confirmed by independent scanning electron microscopy of the polished surfaces of all samples. The average and maximum grain sizes were estimated separately using the conventional method of line crossing from optical micrographs of thin sections performed for two selected samples, which also showed good agreement with the acoustic spectroscopy data. The proposed method of broadband optoacoustic spectroscopy for estimation of characteristic grain sizes of laboratory rock samples can be used to analyze the possible relationship between their structural features and thermobaric conditions of formation.

Keywords: broadband optoacoustic spectroscopy, longitudinal ultrasonic waves, attenuation coefficient, metasandstones, maximum and average grain size, scanning electron microscopy, optical microscopy

УДК 550.34

АКИТКАНСКОЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕ 27.12.2023 г. ($mb = 5.4$) В ЗОНЕ КРАЕВОГО ШВА СИБИРСКОЙ ПЛАТФОРМЫ (СЕВЕРНОЕ ПРИБАЙКАЛЬЕ)

© 2024 г. Н. А. Гилёва¹, Я. Б. Радзиминович^{1,2, *}, В. И. Мельникова^{1,3},
А. И. Филиппова^{2,4}, Е. А. Кобелева¹, А. С. Фомочкина^{2,5}

¹Байкальский филиал ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН”, г. Иркутск, Россия

²Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН, г. Москва, Россия

³Институт земной коры СО РАН, г. Иркутск, Россия

⁴Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
г. Москва, г. Троицк, Россия

⁵РГУ нефти и газа (НИУ) имени И.М. Губкина, г. Москва, Россия

*E-mail: yan.radziminovich@gmail.com

Поступила в редакцию 15.02.2024 г.

После доработки 05.03.2024 г.

Принята к публикации 27.04.2024 г.

В статье рассмотрено землетрясение 27.12.2023 г. ($mb = 5.4$), произошедшее на окраине Сибирской платформы, на северо-западных склонах хребта Аkitкан. Эпицентр землетрясения пространственно приурочен к структурному шву, разграничивающему Сибирскую платформу и Байкальскую складчатую область и представляющему собой глубинный разлом с надвиговой кинематикой смещений. Сейсмическое событие практически не сопровождалось афтершоками; максимальная интенсивность сотрясений составила IV балла (MSK-64) и наблюдалась на расстоянии до 180 км. Аkitканское землетрясение 27.12.2023 г. локализовано в ранее асейсмичном районе, далеко за пределами высокоактивных областей Байкальского рифта, что позволяет по-новому посмотреть на сейсмическую активность ограничивающих Сибирскую платформу разломных структур. Механизм очага, определенный по данным о знаках первых вступлений P -волн на региональных станциях, демонстрирует сбросовые смещения в наклонных плоскостях разрывов субмеридионального простирания, согласующегося с ориентацией структурного шва. Данный факт не противоречит сейсмогеологическим данным, свидетельствующим о том, что на отдельных участках зон глубинных разломов с надвиговой кинематикой смещений может наблюдаться инверсия тектонических движений. Аkitканское землетрясение 27.12.2023 г. подтверждает современную сейсмическую активность Аkitканской зоны ВОЗ, а также принципиальную возможность генерации довольно сильных сейсмических событий структурами окраины Сибирской платформы.

Ключевые слова: землетрясение, механизм очага, активный разлом, Сибирская платформа, Восточная Сибирь.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060079>, **EDN:** RGHCHK

ВВЕДЕНИЕ

Исследования сейсмичности как в глобальном, так и в региональном масштабе, сконцентрированы, главным образом, на высокоактивных районах, в частности, на межплитных границах. Сильные землетрясения в таких районах происходят довольно часто, нередко сопровождаются катастрофическими последствиями, и, соответственно, вызывают наибольший интерес сейсмологов. Напротив, в пределах

тектонически стабильных древних платформ, включая их окраины, сильные или умеренные землетрясения происходят намного реже [Liu, Stein, 2016]. Вместе с тем внутриплитные сейсмические события могут достигать довольно высоких значений магнитуды. В частности, в Центральной Австралии на протяжении второй половины XX – начала XXI столетий зарегистрирован ряд землетрясений с $M_w = 5.0–6.6$ [Jackson, McKenzie, 2022]. Сильные события

с $M \geq 7.0$ известны во внутренних районах Северо-Американской плиты [Hough et al., 2000; Liu, Stein, 2016]. Кроме того, значительный интерес вызывают сеймотектоническая позиция и периоды повторяемости внутриплитных землетрясений различных регионов Земли [Liu, Stein, 2016], а также возможные причины их возникновения [Agrawal et al., 2024]. В некоторых случаях параметры исторических землетрясений, произошедших в пределах платформ, подвергались переоценке, что, в свою очередь, влекло за собой пересмотр взглядов на сейсмическую опасность территории [Hough et al., 2000].

Сибирская платформа, граничащая с высокоактивными в сейсмическом отношении областями Байкальской рифтовой зоны, в данном контексте исследована слабо. Это связано, прежде всего, с отсутствием во внутренних районах платформы сейсмических станций, которые, в основном, сосредоточены непосредственно в зоне рифта [Голенецкий, 20016; Гилёва, Хритова, 2023]. Более того, длительное время превалировала точка зрения, согласно которой эта древняя тектоническая структура считалась практически асейсмичной [Геология..., 19856]. Ситуация изменилась после землетрясения 26.02.1996 г. ($m_b = 4.2$), произошедшего вблизи Братского водохранилища на значительном удалении от активизированной окраины [Голенецкий, 1998]. После этого события исследования сейсмичности Сибирской платформы приобрели целенаправленный характер [Голенецкий, 1999; 2001; Семинский, Радзиминович, 2007; Радзиминович, Щетников, 2008; Чипизубов, 2009]. Впоследствии в пределах платформы произошло еще несколько заметных сейсмических событий, среди которых наибольший интерес представляют землетрясения 15.12.2005 г. ($m_b = 4.3$), 11.11.2007 г. ($M_w = 4.1$) [Радзиминович и др., 2013] и особенно Богучанское землетрясение 17.01.2014 г. ($M_w = 4.3$) [Seredkina et al., 2015] (рис. 1). Несмотря на то, что интенсивность сотрясений при этих событиях не вышла за пределы, предусмотренные картой общего сейсмического районирования, стала очевидной необходимость учитывать возможные локальные очаги при оценках сейсмической опасности.

Новое относительно сильное землетрясение на окраине Сибирской платформы (на западном борту хребта Аkitкан) произошло 27.12.2023 г. ($m_b = 5.4$). По местоположению эпицентра оно было названо Аkitканским. Это событие привлекло пристальное внимание по нескольким причинам. Во-первых, его эпицентр расположен в районе, где за период инструментальных

наблюдений (с 1960 г.) события подобного уровня не регистрировались. Во-вторых, анализ макросейсмических проявлений позволяет в новом свете взглянуть на параметры исторических землетрясений, эпицентры которых локализованы в окрестности г. Киренска [Новый каталог..., 1977; Голенецкий, 20016]. В-третьих, рассматриваемое землетрясение заставляет по-иному посмотреть на сейсмическую активность ограничивающих платформу разломных структур, а также на оценку сейсмической опасности рассматриваемого района. Первые результаты исследования данного землетрясения изложены в настоящей статье.

ПАРАМЕТРЫ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ПО ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Локализация эпицентра Аkitканского землетрясения 27.12.2023 г. была выполнена по данным 35 региональных сейсмических станций (рис. 2), большая часть которых относится к Байкальскому и Бурятскому филиалам ФИЦ ЕГС РАН (29 станций). Кроме того, были привлечены данные Якутского (3 станции) и Алтае-Саянского (1 станция) филиалов ФИЦ ЕГС РАН, а также записи двух станций Монголии. Диапазон эпицентральных расстояний (Δ) составил от 145 км (Нижеангарск, NIZB) до 950 км (Тоджа, TDJR).

Сейсмостанции зоны Прибайкалья и Забайкалья по отношению к эпицентру исследуемого землетрясения расположены односторонне, что неблагоприятно для локализации. Участие в обработке данных станций соседних зон (TDJR и YCRN) позволило несколько сократить азимутальную брешь в северо-западных азимутах до 132° . Поскольку ближайшая станция (NIZB) расположена на расстоянии 145 км, которое значительно превышает предполагаемое значение глубины очага, то определение последнего параметра с достаточной точностью не представляется возможным (табл. 1). Другие агентства, указанные в табл. 1, также привели приблизительные оценки глубин гипоцентра. В MOS и GFZ ошибки определения этого параметра отсутствуют; в NEIC значение глубины определено с небольшой погрешностью, однако неясно, как именно была достигнута подобная точность, при том, что ближайшая используемая станция располагалась на расстоянии 368 км. Отметим, что землетрясение не сопровождалось активизацией слабой сейсмичности, зарегистрированы только два слабых ($K_p < 8.0$) афтершока за первые полсутки.

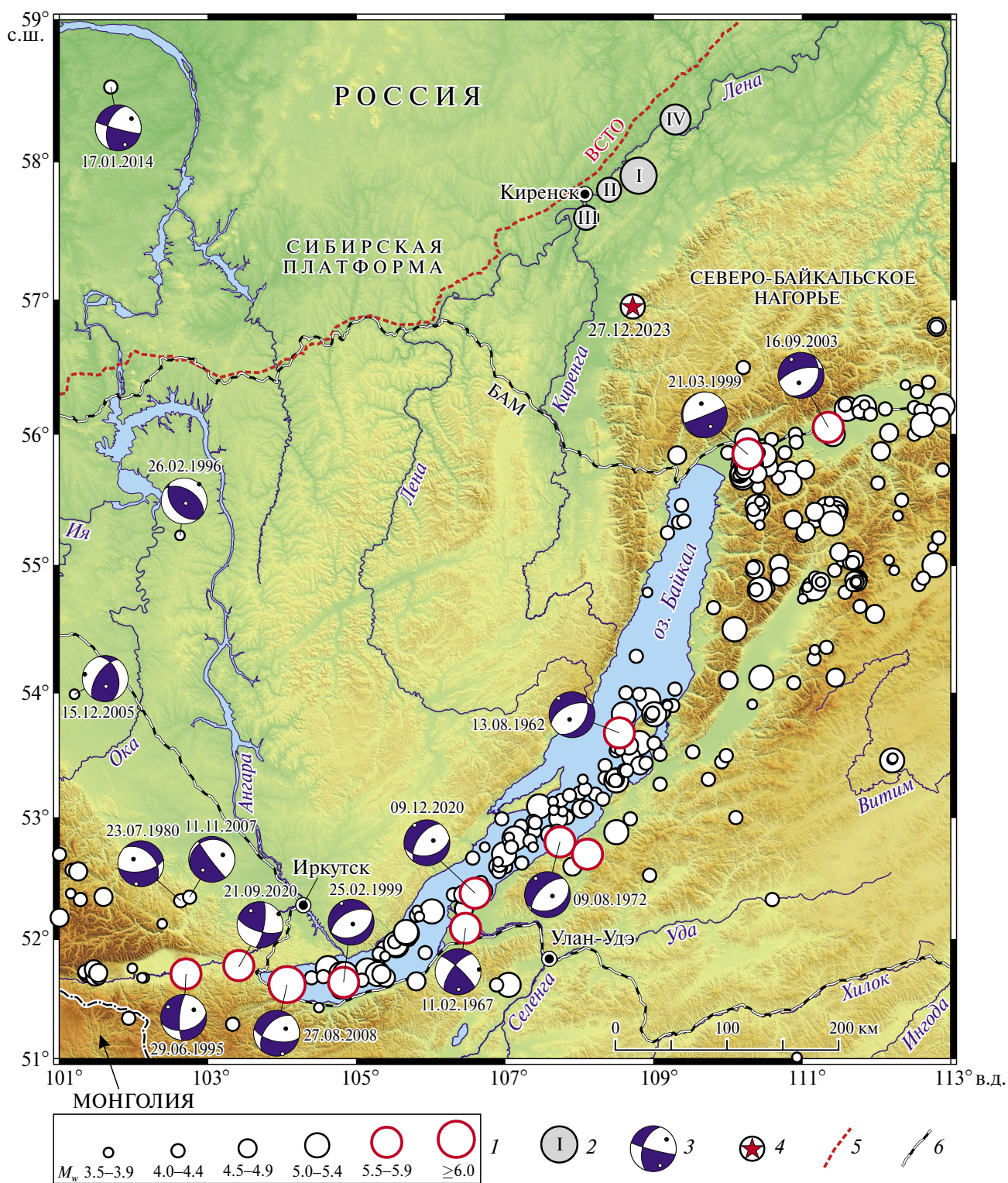


Рис. 1. Сейсмичность южной части Сибирской платформы и сопредельных территорий Байкальской рифтовой зоны: 1 – эпицентры землетрясений с $M_w \geq 3.5$ за период инструментальных наблюдений (1960–2023 гг.). В случае отсутствия прямых определений моментные магнитуды M_w рассчитаны из энергетического класса K_p с использованием соотношения из работы [Середкина, Гилева, 2016]; 2 – эпицентры исторических землетрясений: I – 05.1827 г. ($M = 6.5$), II – 11.04.1840 г. ($M = 5.0$), III – 12.09.1856 г. ($M = 5.0$) [Новый каталог..., 1977], IV – 24.01.1884 г. ($M = 5.5$) [Радзиминович, Щетников, 2008]; 3 – стереограммы фокальных механизмов наиболее сильных землетрясений ($M_w \geq 5.5$) в проекции нижней полусферы; 4 – эпицентр Аkitканского землетрясения 27.12.2023 г.; 5 – трасса трубопровода “Восточная Сибирь–Тихий океан” (ВСТО); 6 – железнодорожные магистрали.

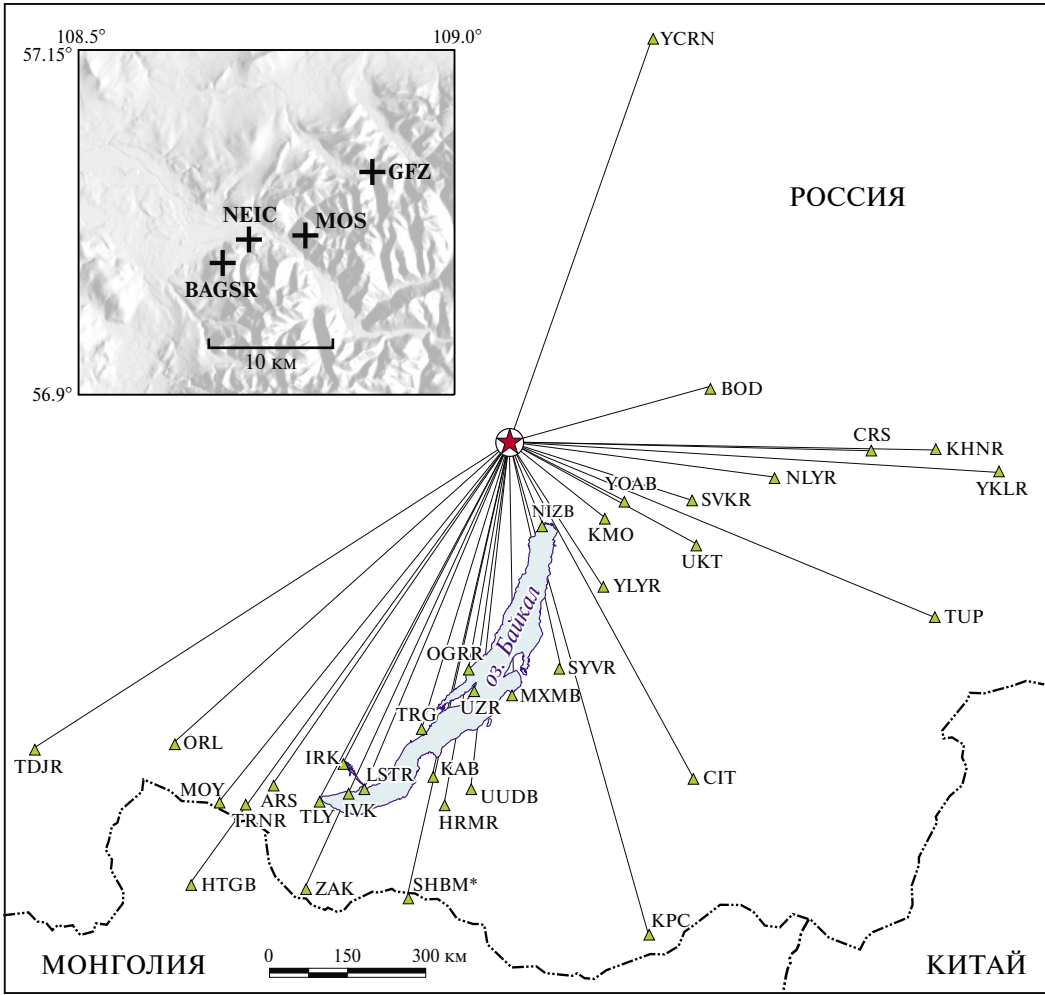


Рис. 2. Положение эпицентра Ажитканского землетрясения 27.12.2023 г. (кружок со звездочкой) относительно региональных сейсмических станций, данные которых использовались при обработке материалов наблюдений; * – код не является международным (станция SHBM). На врезке показано положение эпицентра согласно определениям различных агентств (табл. 1).

Таблица 1. Основные параметры Ажитканского землетрясения 27.12.2023 г. согласно различным сейсмологическим агентствам

Агентство	T_0 , чч:мм:сс	Гипоцентр			K_p/M
		φ° , с.ш.	λ° , в.д.	h , км	
BAGSR	05:09:18.2 (± 0.3)	56.99 (± 0.01)	108.68 (± 0.02)	8 (± 16)	K_p 13.6 (± 0.1)
MOS	05:09:19.60	57.01	108.79	10	m_b 5.4
NEIC	05:09:19.806	57.005	108.721	10 (± 0.9)	m_b 5.3
GFZ	05:09:19.91	57.06	108.88	7	m_b 5.2

Примечания: BAGSR – Байкальский филиал ФИЦ ЕГС РАН (Иркутск, Россия, <https://seis-bykl.ru/>); MOS – ФИЦ ЕГС РАН (Обнинск, Россия, <http://www.ceme.gsras.ru>); NEIC – National Earthquake Information Center (США, <https://earthquake.usgs.gov>); GFZ – Helmholtz Centre Potsdam (Германия, <https://geofon.gfz-potsdam.de>). K_p – энергетический класс по номограмме Т.Г. Раутиан [Rautian et al., 2007]. Основные параметры землетрясения по данным различных агентств приведены по состоянию на 29.02.2024 г.

Основные параметры Ачитканского землетрясения, согласно определениям международных сейсмологических агентств (по состоянию на январь 2024 г.), приведены в табл. 1. В Байкальском филиале ФИЦ ЕГС РАН (BAGSR) к настоящему времени выполнена детальная обработка с использованием наибольшего числа региональных сейсмических станций с $\Delta < 1000$ км. Ошибки локализации эпицентров, полученные в агентстве BAGSR, не превышают 2 км. Для NEIC погрешность координат эпицентра чуть выше — 6.4 км. В целом, все имеющиеся решения неплохо согласуются между собой: максимальный разброс в положении эпицентра составляет 14 км (рис. 2).

МЕХАНИЗМ ОЧАГА

Решение механизма очага Ачитканского землетрясения 27.12.2023 г. ($mb = 5.4$) было получено по знакам первых вступлений P -волн на сейсмограммах 30 сейсмических станций региональных сетей Байкальского, Бурятского, Алтае-Саянского и Якутского филиалов ФИЦ ЕГС РАН, а также Монголии (рис. 3а). Диапазон эпицентральных расстояний варьировался от 145 до 1299 км. Расчет очаговых параметров в приближении двойной пары сил (*double-couple*) осуществлялся с использованием программного обеспечения, разработанного А.В. Ландером [Ландер, 2018]. В вычислениях использовалось 33 знака вступлений продольных преломленных (Pn) и прямых (Pg) сейсмических волн. Уровень доверия четкости вступлений для 25 знаков был принят равным 0.99 (индекс i), для остальных — 0.8 (индекс e) (рис. 3в), при возможных пределах от 0.5 до 1.0. Для расчета углов выхода сейсмических лучей использовалась однородная однослойная модель земной коры мощностью 40 км [Зорин, 1971] и средними скоростями сейсмических волн $V_p = 6.15$ км/с, $V_s = 3.58$ км/с [Гилева и др., 2000]. Отметим, что модель с такими параметрами является средней относительно имеющихся компиляций данных ГСЗ для рассматриваемой территории. Так, в модели SibCrust мощность коры и средняя скорость P -волн в ней составляют 42 км и 5.8 км/с соответственно [Cherepanova et al., 2013], в то время как в работе [Suvorov et al., 2002] исследуемый район характеризуется локальным утонением коры до 35–37 км и средними $V_p = 6.3$ км/с. Из-за отсутствия близких сейсмических станций по региональным данным не удалось получить надежные оценки глубины гипоцентра, поэтому в расчетах использовались данные агентства

NEIC ($h = 10$ км, см. табл. 1). Тестовые расчеты механизма землетрясения, выполненные для произвольно выбранных глубин (от 6 до 30 км), не показали различий в конечных результатах.

В версии используемого алгоритма, где критерием качества определения механизма очага Ачитканского землетрясения является “классическое” правдоподобие [Ландер, 2018], для очаговых параметров оценивались размеры доверительных областей. На рис. 3б показан пример таких областей для главных осей напряжений в очаге (T , N , P). Максимальные отклонения от их оценок в пределах доверительных областей составили 11° (T), 18° (N), 15° (P), что свидетельствует о надежности полученного решения.

Таким образом, результаты определения механизма Ачитканского землетрясения показали, что его очаговая область была сформирована в поле горизонтального СЗ–ЮВ растяжения и субвертикального ЮЗ–СВ сжатия, при этом сбросовые смещения с незначительной сдвиговой компонентой в очаге реализовались по наклонным плоскостям разрывов субмеридионального и юго-западного простираний (рис. 3а). Известно, что подобный механизм является “рифтовым”, поскольку характеризует значительную часть землетрясений, локализованных в Байкальской рифтовой зоне.

ТЕКТОНИКА РАЙОНА ИССЛЕДОВАНИЙ

Эпицентральная область Ачитканского землетрясения расположена на западной окраине Северо-Байкальского нагорья, на западном борту хребта Ачиткан. Основу структурного плана этого района составляют крупные глубинные разломы субмеридионального и северо-восточного простирания (рис. 4), сформированные в докембрийское время [Замаев и др., 1979]. Среди них выделяется зона структурного шва, разграничивающего Сибирскую платформу и Байкальскую складчатую область. Это звено краевого шва Сибирской платформы известно в литературе как Ачиткано-Джербинский [Карта..., 1982; Митрофанова и др., 2012], Краевой [Геология..., 1983] или Ачитканский [Lunina, 2016] разлом. Плоскость разлома падает на восток; достоверных данных об углах падения нет, однако предполагается, что они меняются в широких пределах от 40 до 75° [Lunina, 2016]. На рассматриваемом участке разлом имеет субмеридиональное простирание и представлен субпараллельными локальными разрывными нарушениями, которые часто

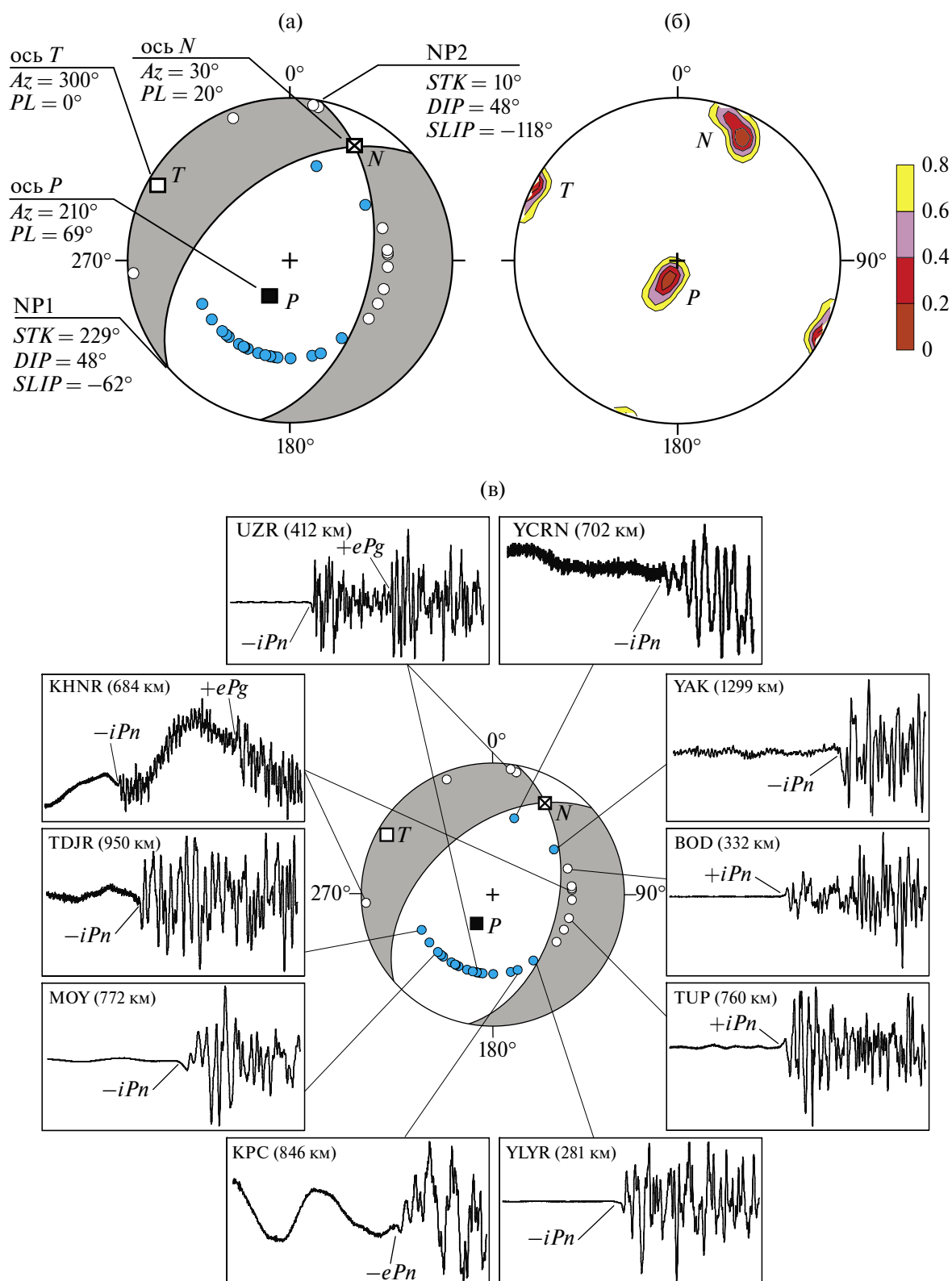


Рис. 3. (а) – Механизм очага Аkitканского землетрясения 27.12.2023 г. ($m_b = 5.4$) в проекции нижней полусферы (темные области соответствуют волнам сжатия (белые точки), светлые – разрежения (синие точки)); (б) – границы доверительных областей для главных осей напряжений в очаге (в легенде показаны разные уровни доверия); (в) – примеры некоторых сейсмограмм (с указанием фаз сейсмических волн, пояснения в тексте); коды станций соответствуют международному стандарту (см. рис. 2), в скобках приведены эпицентральные расстояния.

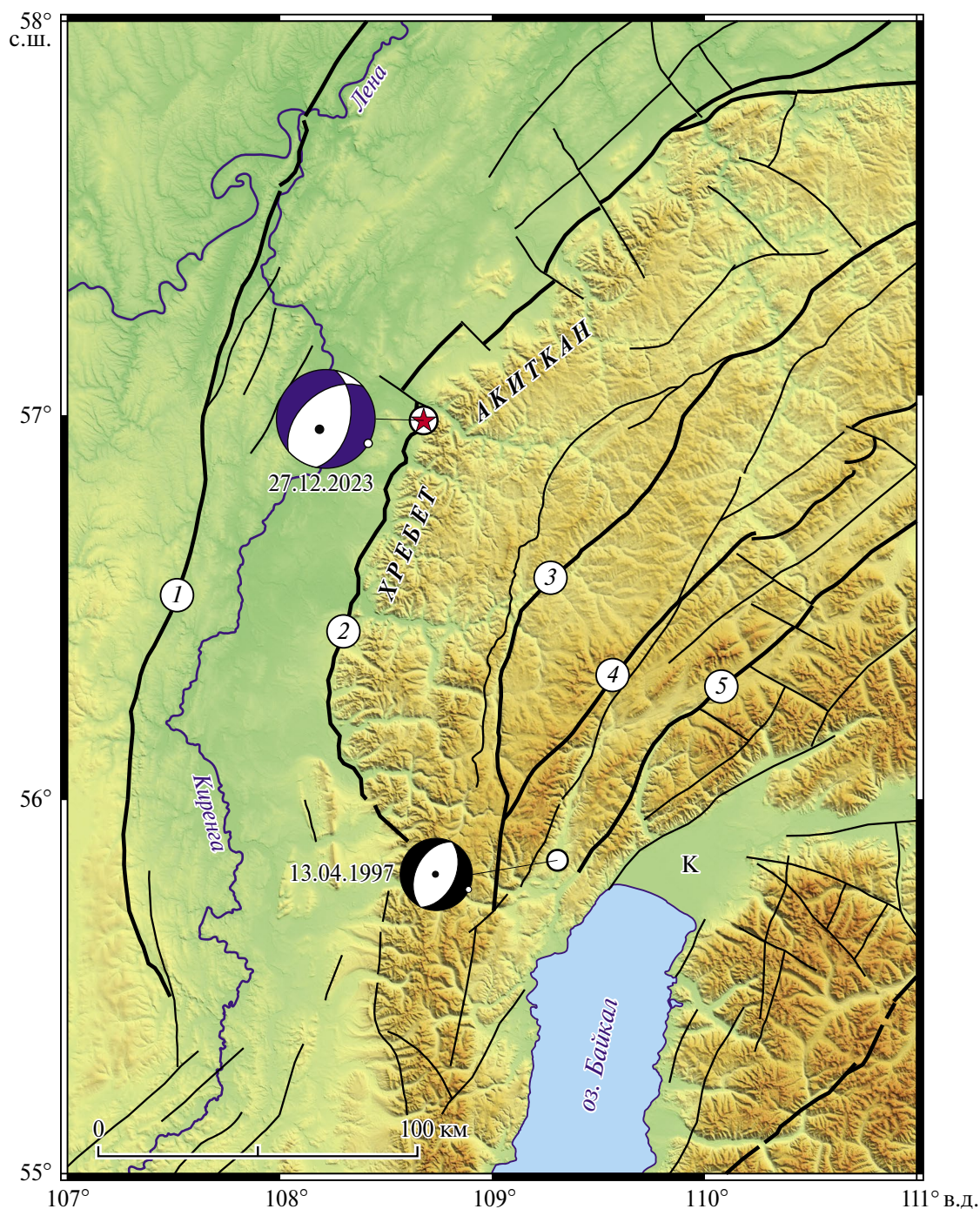


Рис. 4. Схема разломов исследуемого района (по работе [Митрофанова и др., 2012], с упрощениями) и механизмы очагов Аkitканского землетрясения 27.12.2023 г. и землетрясения 13.04.1997 г. Цифрами в кружках обозначены генеральные разломы (толстые линии): 1 – Киренско-Джербинский; 2 – Аkitкано-Джербинский; 3 – Чуйский; 4 – Абчадский; 5 – Байкало-Сыннырский; К – Кичерская впадина.

имеют встречные падения. Морфологические особенности разлома свидетельствуют о различных условиях деформации горных пород, связанных с неравномерным сжатием, характеризующим периоды тектонической активизации [Геология..., 1983].

Широкое распространение надвиговых деформаций является характерной чертой тектоники района. Они прослеживаются практически повсеместно вдоль юго-восточной окраины Сибирской платформы, в том числе в хребте Аkitкан. Амплитуда горизонтальных смещений

оценивается от 3–8 км [Разломы..., 1977] до 10–15 км [Митрофанова и др., 2012]. Возраст заложения надвигов остается дискуссионным; можно говорить лишь о том, что их образование и развитие происходило в довольно широком диапазоне времени. Есть основания полагать, что возникновение надвиговых структур относится к среднему палеозою [Геология..., 1983], при этом в качестве верхней возрастной границы их формирования предполагается палеоцен–эоцен [Разломы..., 1977]. Несмотря на древний возраст формирования структурного плана Северо-Байкальского нагорья, крупные разрывные нарушения испытывали неоднократные активизации на протяжении палеозоя, мезозоя и кайнозоя, а также, что весьма важно, вплоть до современного этапа [Замараев и др., 1979; Геология..., 1983]. Таким образом, очаговая область землетрясения 27.12.2023 г. приурочена к зоне мощных древних надвигов, имеющих признаки позднекайнозойской тектонической активизации, но не проявляющих заметной сейсмической активности на современном этапе.

Сейсмическая активность Аkitкано-Джербинского разлома до настоящего времени оставалась под вопросом, поскольку за период инструментальных наблюдений в его зоне не было зарегистрировано ни одного сильного землетрясения. Тем не менее разлом именно в качестве активного включен в современные электронные карты и базы данных разломов Восточной Сибири [Lunina, 2016] и территории Евразии в целом [Zelenin et al., 2022]. О.В. Лунина определяет активность разлома как слабую, при плейстоценовом возрасте последней активизации [Lunina, 2016].

Единственным заметным сейсмическим событием, произошедшим в пределах Северо-Байкальского нагорья, вне высокоактивных областей Байкальской рифтовой зоны, является землетрясение 13.04.1997 г. ($M_S = 4.2$) [Ружич и др., 2003]. Событие 13.04.1997 г. локализовано довольно далеко от эпицентральной области Аkitканского землетрясения 27.12.2023 г. и существенно уступает ему по магнитуде. Тем не менее оно демонстрирует современную сейсмическую активность структур, расположенных вне рифта.

МАКРОСЕЙСМИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

Аkitканское землетрясение произошло в практически ненаселенной горной местности, в связи с чем макросейсмические сведения из ближней зоны отсутствуют. Максимальная интенсивность сотрясений составила IV балла

(MSK-64) и наблюдалась на эпицентральных расстояниях от 95 до 186 км (табл. 2, рис. 5). В г. Киренск, п. Верхнемарково, г. Усть-Кут, лежащих в долине р. Лены, землетрясение ощущалось многими жителями в зданиях различных типов. Типичные макросейсмические эффекты сводились к дрожанию и скрипу мебели, раскачиванию висячих предметов, дребезжанию посуды. Некоторые очевидцы отмечали общее сотрясение зданий. Аналогичные макросейсмические проявления отмечены в г. Северобайкальске, расположенном на северном побережье оз. Байкал. Несколько менее выраженные эффекты интенсивностью III–IV балла наблюдались на расстояниях от 118 до 352 км от эпицентра землетрясения.

Наиболее удаленным пунктом, в котором землетрясение было замечено, стал г. Иркутск, расположенный в 594 км от эпицентра. Здесь слабые колебания ощущались немногочисленными очевидцами, находившимися в состоянии покоя, главным образом, на верхних этажах зданий. Стоит отметить, что землетрясения с эпицентрами в Северном Прибайкалье и на северо-восточном фланге Байкальской рифтовой зоны вызывают ощутимые эффекты в Иркутске сравнительно редко. Аkitканское землетрясение, в силу местоположения эпицентра, может рассматриваться в этом отношении как уникальный случай.

Анализ макросейсмических проявлений Аkitканского землетрясения выявил неравномерное распределение интенсивности сотрясений по площади. Пункты, в которых землетрясение не было замечено, иногда расположены практически рядом с пунктами, где колебания ощущались вполне отчетливо. Эта особенность весьма характерна для сейсмических событий северо-восточного фланга Байкальской рифтовой зоны и неоднократно отмечалась при сильных землетрясениях прошлого. В качестве примеров можно привести Муйское (27.06.1957 г., $M_{LH} = 7.6$) [Солоненко и др., 1958]; Чарское (21.08.1994 г., $M_w = 6.0$) [Голенецкий и др., 1996]; Кичерское (21.03.1999 г., $M_w = 5.9$) [Мельникова и др., 2005] землетрясения.

ОБСУЖДЕНИЕ

Сибирская платформа, в том числе ее граничащая с Байкальской рифтовой зоной периферия, длительное время рассматривалась как тектонически стабильная структура, в пределах которой возникновение сильных землетрясений практически исключалось. Тем не менее при подготовке базового “Нового каталога...”

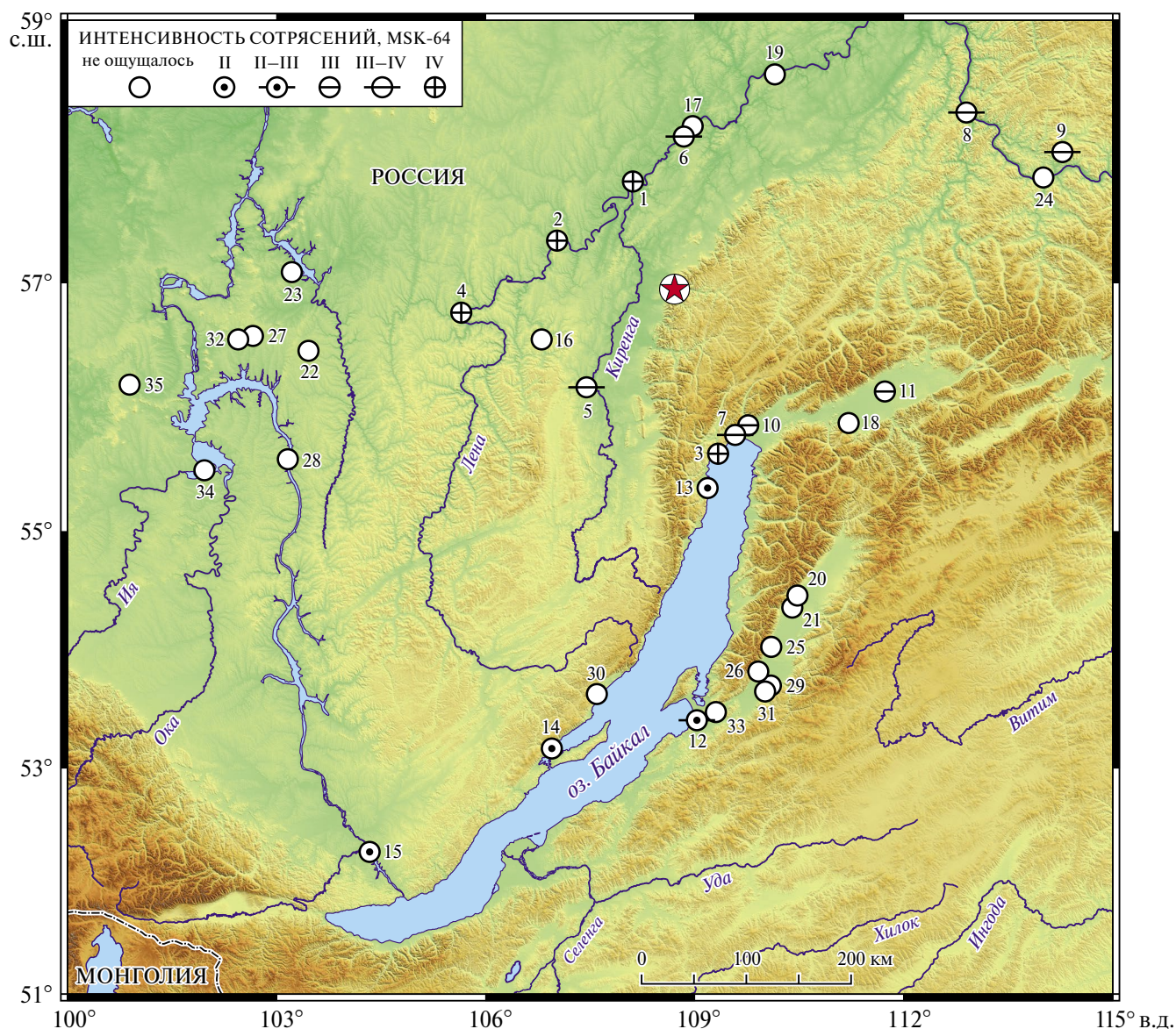


Рис. 5. Схема макросейсмических проявлений Аkitканского землетрясения 27.12.2023 г. Кругок со звездочкой означает инструментальный эпицентр землетрясения.

[Новый каталог..., 1977] в краевой части платформы (в долине р. Лены вблизи г. Киренска) было локализовано три исторических землетрясения — 05.1827 г. ($M = 6.5 \pm 1.0$), 11.04.1840 г. ($M = 5.0 \pm 0.7$) и 12.09.1856 г. ($M = 5.0 \pm 0.7$). Впоследствии, с использованием материалов периодической печати Восточной Сибири XIX века, было выявлено еще одно произошедшее в этом же районе землетрясение 24.01.1884 г. ($M = 5.5 \pm 0.5$) [Радзиминович, Щетников, 2008]. Все эти исторические сейсмические события, исходя из местоположения их эпицентров, можно более или менее уверенно связать с зоной Киренско-Джербинского разлома [Карта...,

1982]. Вместе с тем следует принимать во внимание и некоторую долю условности в локализации исторических землетрясений непосредственно в районе г. Киренска, поскольку их параметры были определены по довольно скудным макросейсмическим данным из очень небольшого числа населенных пунктов. Соответственно, локализация эпицентров этих событий характеризуется значительными погрешностями.

В течение периода, охватывающего XX в. и первые два десятилетия XXI в., сколько-нибудь сильные землетрясения в платформенной части Северного Прибайкалья неизвестны. Среди немногочисленных инструментально

Таблица 2. Интенсивность сотрясений в населенных пунктах Восточной Сибири при Аkitканском землетрясении 27.12.2023 г.

№	Пункт	Координаты		Δ , км	I , баллы
		с.ш.	в.д.		
1	г. Киренск	57.785	108.112	95	IV
2	п. Верхнемарково	57.329	107.024	107	IV
3	г. Северобайкальск	55.636	109.336	156	IV
4	г. Усть-Кут	56.766	105.648	186	IV
5	пгт Магистральный	56.173	107.446	118	III–IV
6	п. Юбилейный	58.128	108.843	127	III–IV
7	пгт Нижнеангарск	55.789	109.579	144	III–IV
8	пгт Мама	58.311	112.899	290	III–IV
9	п. Балахнинский	58.011	114.277	352	III–IV
10	п. Холодная	55.867	109.767	141	III
11	пгт Новый Уоян	56.139	111.728	209	III
12	пгт Усть-Баргузин	53.411	109.030	398	II–III
13	с. Байкальское	55.356	109.184	184	II
14	турбаза Уюга	53.168	106.948	438	II
15	г. Иркутск	52.267	104.333	594	II
16	п. Ния	56.553	106.803	124	не ощущалось
17	с. Петропавловское	58.207	108.969	136	не ощущалось
18	п. Кумора	55.885	111.208	198	не ощущалось
19	с. Коршуново	58.597	110.149	198	не ощущалось
20	п. Шаманка	54.467	110.473	302	не ощущалось
21	с. Сахули	54.367	110.400	310	не ощущалось
22	п. Соцгородок	56.463	103.456	323	не ощущалось
23	п. Заморский	57.084	103.216	330	не ощущалось
24	п. Мамакан	57.816	114.003	331	не ощущалось
25	у. Элэсун	54.036	110.097	340	не ощущалось
26	у. Улюн	53.827	109.912	360	не ощущалось
27	п. Мамырь	56.581	102.658	369	не ощущалось
28	п. Карахун	55.592	103.160	374	не ощущалось
29	с. Бодон	53.707	110.092	375	не ощущалось
30	с. Онгурен	53.636	107.594	379	не ощущалось
31	с. Суво	53.657	110.010	379	не ощущалось
32	п. Кежемский	56.553	102.447	382	не ощущалось
33	с. Адамово	53.481	109.302	391	не ощущалось
34	д. Куватка	55.502	101.961	446	не ощущалось
35	п. Турма	56.193	100.888	484	не ощущалось

зарегистрированных слабых толчков выделяют-ся лишь два события с $K_p = 10$, произошедшие 17.03.1961 г. и 16.12.1967 г. [Голенецкий, 20016]. Отметим, что если в XIX в. — первой половине XX в. отсутствие сведений о землетрясениях в Северном Прибайкалье можно частично объяснить крайней малонаселенностью и слабой освоенностью этих мест, то начиная со второй половины XX в. низкий уровень сейсмичности надежно подтверждается данными региональной сейсмической сети (рис. 6).

В дальнейшем параметры исторических землетрясений 1827, 1840 и 1856 гг. были включены в каталог сильных сейсмических событий в зоне Байкало-Амурской магистрали (БАМ) [Геология..., 1985a]. Это обстоятельство вызвало оживленную дискуссию в середине 1980-х годов, в качестве главного предмета которой рассматривалась принципиальная возможность возникновения сильных землетрясений в пределах тектонически стабильной Сибирской платформы. По мнению В.П. Солоненко [Геология..., 19856], локализация трех достаточно сильных землетрясений с $M = 5.0-6.5$ на платформе выглядела неправдоподобной. Также маловероятным представлялось и возникновение сильных

землетрясений в окраинной части платформы, вовлеченной в процессы кайнозойской тектонической активизации. Макросейсмические эффекты, наблюдавшиеся в г. Киренск в XIX в., В.П. Солоненко объяснял воздействием удаленных сильных землетрясений с эпицентрами на северо-восточном фланге Байкальской рифтовой зоны [Геология..., 19856]. Интересно отметить, что на тот момент возможность достаточно сильных сейсмических событий в окраинной части Сибирской платформы все же подтверждалась инструментально зарегистрированным землетрясением 08.10.1974 г. ($mb = 5.3$), эпицентр которого располагался восточнее района исследований [Голенецкий, 1977]. Несмотря на этот факт, негативные взгляды на сейсмичность Сибирской платформы сохраняли доминирующие позиции до середины 1990-х гг., когда ситуация начала меняться после землетрясения 26.02.1996 г. ($mb = 4.2$) в районе Братского водохранилища [Голенецкий, 1998].

В конечном итоге данные об исторических землетрясениях 1827, 1840 и 1856 гг. [Новый каталог..., 1977] стали основанием для выделения вдоль Аkitкано-Джербинского разлома Аkitканской зоны возникновения очагов

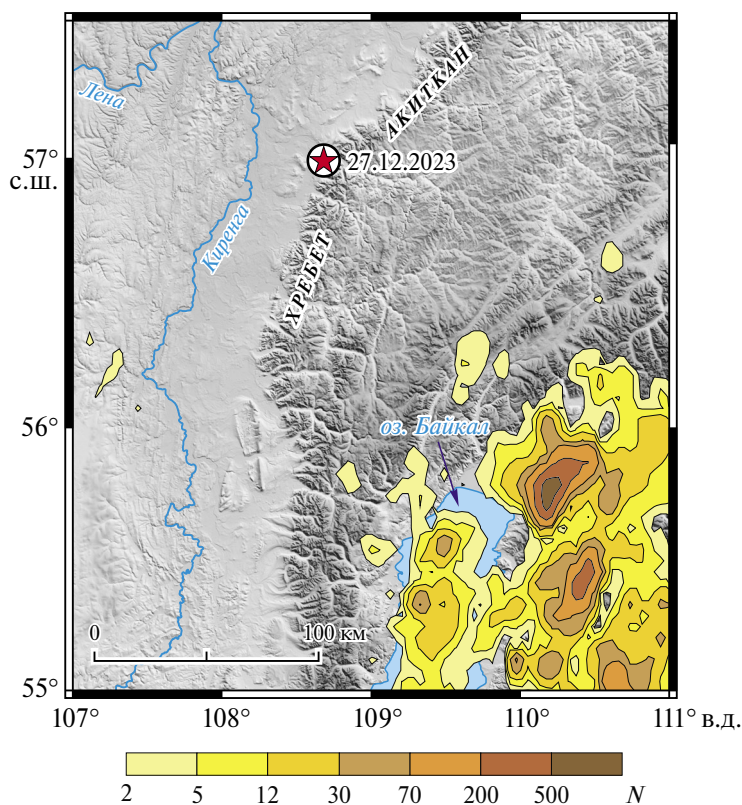


Рис. 6. Плотность эпицентров в Северном Прибайкалье, рассчитанная за период 1971–2020 гг. по количеству землетрясений с $K_p > 6.5$ в ячейках с размерами 0.04° широты и 0.07° долготы.

землетрясений (ВОЗ) [Леви и др., 1996]. Магнитудный потенциал зоны ВОЗ был определен как $M_{\max} = 6.5$, по всей видимости, на основе оценки магнитуды землетрясения 1827 г. ($M = 6.5$) [Новый каталог..., 1977]. Эта оценка была дополнительно подкреплена проведенным заново анализом первичных исторических данных [Голенецкий, 2001б]. Аkitканская зона ВОЗ в дальнейшем была учтена при создании карты Общего сейсмического районирования ОСР-97 [Комплект..., 1999], а также ее последующих редакций ОСР-2012 [Уломов, 2013], ОСР-2015 [СП 14.13330.2018, 2018] и ОСР-2016 [Пояснительная записка..., 2016]. Здесь следует учитывать одно немаловажное обстоятельство. Исторические землетрясения были локализованы на значительном удалении от Аkitкано-Джербинского разлома (и, соответственно, от Аkitканской зоны ВОЗ), в долине р. Лены. Их очаги, согласно [Новый каталог..., 1977], тяготеют скорее к зоне Киренско-Джербинского разлома, протягивающегося параллельно Аkitканской зоне ВОЗ в ~ 70 км к западу и северо-западу от нее. То же самое можно сказать и о землетрясении 24.01.1884 г. [Радзиминович, Щетников, 2008]. С учетом того, что параметры этих событий были определены по весьма лаконичным историческим данным (а это предполагает значительные погрешности), можно предположить, что очаги землетрясений 1827, 1840, 1856 и 1884 гг. относились к зоне Аkitкано-Джербинского разлома.

Известно, что в поле современных сейсмотектонических деформаций литосферы Северного Прибайкалья, реконструированном по совокупным данным о механизмах очагов землетрясений, преобладает субгоризонтальное северо-западное (рифтовое) удлинение [Мельникова, Радзиминович, 2007]. До настоящего времени единственным достоверным свидетельством опускания локального блока земной коры, расположенного в северо-западном горном обрамлении оз. Байкал, является Северобайкальское землетрясение 13.04.1997 г. ($M_S = 4.2$ по агентству MOS), в очаге которого наблюдалась сбросовая кинематика смещений [Ружич и др., 2003] (см. рис. 4). Сильное Аkitканское землетрясение 27.12.2023 г. ($m_b = 5.4$) — еще один пример активизации сейсмического процесса вне высокоактивных областей Байкальской рифтовой зоны. В очаге этого события по плоскостям разрывов, соответствующих субмеридиональному простиранию прилегающего участка Аkitкано-Джербинского разлома, также реализовались

сбросовые подвижки. Оба указанных землетрясения продемонстрировали, что на отдельных участках зон глубинных разломов с надвиговой кинематикой смещений на современном этапе может наблюдаться инверсия тектонических движений. Данный факт подтверждается сейсмогеологическими данными, свидетельствующими о том, что процесс тектонической переработки пород в зоне глубинного разлома часто сопровождается сменой знака тектонических движений на противоположный. Это касается как сбросов и взбросов, так и сдвигов [Сейсмическое районирование..., 1977], что в полной мере подтверждается кинематикой смещений в очаге Аkitканского землетрясения.

Определенный интерес представляет распространение ощутимых сотрясений при Аkitканском землетрясении, в особенности в сравнении с Северобайкальским событием 1997 г. Удивление вызывает отсутствие ощутимых эффектов при событии 27.12.2023 г. в населенных пунктах, расположенных во внутренних частях Сибирской платформы (см. рис. 5). Как правило, землетрясения сопоставимой магнитуды ($M = 5.0–5.5$) с эпицентрами в пределах Байкальской рифтовой зоны отчетливо ощущаются на платформе на значительных эпицентральных расстояниях [Голенецкий и др., 1984; Голенецкий, 2001а]. Это связано, по-видимому, с более консолидированным фундаментом Сибирской платформы и, как следствие, более благоприятными условиями для распространения сейсмических колебаний. Именно такой эффект был выявлен при анализе макросейсмических проявлений Северобайкальского землетрясения 13.04.1997 г., характеризовавшегося существенно меньшей магнитудой [Ружич и др., 2003]. Напротив, в случае Аkitканского землетрясения мы такой закономерности не наблюдаем, что обусловлено, возможно, относительно неглубоким залеганием очага (см. табл. 1).

Таким образом, Аkitканское землетрясение подтверждает принципиальную возможность генерации довольно сильных сейсмических событий структурами окраины Сибирской платформы. Кроме того, это событие можно считать решающим положительным аргументом в дискуссии о сейсмичности краевой части платформы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аkitканское землетрясение 27.12.2023 г. ($m_b = 5.4$), произошедшее на окраине Сибирской платформы, можно рассматривать как одно

из наиболее интересных сейсмических событий в Байкальском регионе за последние годы. В результате его детального исследования установлено следующее:

1. Локализация эпицентра в районе, в котором за период инструментальных наблюдений (с 1960 г.) событий подобного уровня не наблюдалось, дает основания по-новому посмотреть на сейсмическую активность ограничивающих Сибирскую платформу разломных структур.

2. Механизм очага землетрясения, сформированный в поле напряжений горизонтального СЗ–ЮВ растяжения и близвертикального ЮЗ–СВ сжатия, свидетельствует о наличии в зоне глубинного Аkitкано-Джербинского разлома, характеризующегося надвиговой кинематикой смещений, локальных сейсмоактивных объемов земной коры с нисходящими движениями. Это не противоречит сейсмогеологическим данным, свидетельствующим о том, что процесс тектонической переработки пород в зоне глубинного разлома часто сопровождается сменой знака тектонических движений на противоположный. Вполне возможно, что сбросовая подвижка в очаге Аkitканского землетрясения произошла по плоскости древнего надвига.

3. Землетрясение вызвало умеренную интенсивность сотрясений (IV балла) на расстояниях до ~180 км, однако в целом зона ощутимых сотрясений сравнительно невелика. Интенсивность сотрясений при Аkitканском землетрясении не вышла за пределы, предусмотренные для этой территории действующей картой общего сейсмического районирования ОСР-2015. Тем не менее в дальнейшем следует учитывать возможность возникновения здесь и более сильных сейсмических событий, способных оказать негативное воздействие на населенные пункты и объекты инфраструктуры.

Таким образом, Аkitканское землетрясение надежно подтверждает современную сейсмическую активность Аkitканской зоны ВОЗ, связанной с Аkitкано-Джербинским звеном краевого шва платформы, что имеет большое значение при оценке сейсмической опасности рассматриваемого района.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы выражаем искреннюю признательность двум анонимным рецензентам за внимательное ознакомление с рукописью и конструктивные замечания и комментарии, позволившие улучшить статью. Мы также благодарим Бурятский,

Алтае-Саянский и Якутский филиалы ФИЦ ЕГС РАН, а также коллег из Монголии, инструментальные данные которых были задействованы в настоящем исследовании.

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”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Геология и сейсмичность зоны БАМ. Сейсмичность / С.Л. Соловьев (ред.). Новосибирск: Наука, СО. 1985а. 192 с.
- Геология и сейсмичность зоны БАМ. Сейсмогеология и сейсмическое районирование / В.П. Солоненко, М.М. Мандельбаум (ред.). Новосибирск: Наука, СО. 1985б. 191 с.
- Геология и сейсмичность зоны БАМ. Структурно-вещественные комплексы и тектоника / М.М. Мандельбаум (ред.). Новосибирск: Наука, СО. 1983. 192 с.
- Гилева Н.А., Мельникова В.И., Радзиминович Н.А., Девершер Ж. Локализация землетрясений и средние характеристики земной коры в некоторых районах Прибайкалья // Геология и геофизика. 2000. Т. 41. № 5. С. 629–636.
- Гилёва Н.А., Хритова М.А. Состояние и перспективы детальной обработки землетрясений Прибайкалья и Забайкалья // Российский сейсмологический журнал. 2023. Т. 5. № 2. С. 77–99. <https://doi.org/10.35540/2686-7907.2023.2.06>
- Голенецкий С.И. Еловское землетрясение 29 июня 1995 года ($M_S = 5.9$). Землетрясения Северной Евразии в 1995 году. М.: ГС РАН. 2001а. С. 183–187.
- Голенецкий С.И. Землетрясения Прибайкалья. Землетрясения в СССР в 1974 году. М.: Наука. 1977. С. 114–127.
- Голенецкий С.И. Землетрясения юга Сибирской платформы по инструментальным сейсмологическим наблюдениям // Вулканология и сейсмология. 2001б. № 6. С. 68–77.
- Голенецкий С.И. Редкое землетрясение на юге Сибирской платформы // Докл. РАН. 1998. Т. 363. № 3. С. 392–395.
- Голенецкий С.И. Сводка макросейсмических данных о землетрясениях на юге Сибирской платформы // Геология и геофизика. 1999. Т. 40. № 8. С. 1245–1250.
- Голенецкий С.И., Демьянович М.Г., Фомина Е.В., Чипизубов А.В., Авдеев В.А., Кочетков В.М. Землетрясения 22 и 27 мая 1981 г. на Байкале. Землетрясения в СССР в 1981 году. М.: Наука. 1984. С. 66–74.
- Голенецкий С.И., Дреннова Г.Ф., Ружич В.В. Землетрясения 1994 г. в районе Чарской впадины на северо-восточном фланге Байкальского рифта // Физика Земли. 1996. № 12. С. 130–139.

- Замараев С.М., Васильев Е.П., Мазукабзов А.М., Ружич В.В., Рязанов Г.В. Соотношение древней и кайнозойской структур в Байкальской рифтовой зоне. Новосибирск: Наука, СО. 1979. 125 с.
- Зорин Ю.А. Новейшая структура и изостазия Байкальской рифтовой зоны и сопредельных территорий. М.: Наука. 1971. 167 с.
- Карта разломов юга Восточной Сибири. Масштаб 1:1 500 000 / П.М. Хренов (ред.). Л. 1982.
- Комплект карт сейсмического районирования территории Российской Федерации ОСР-97. Масштаб 1:8 000 000. Объяснительная записка / В.Н. Страхов, В.И. Уломов (ред.). М.: изд-во ОИФЗ. 1999. 57 с.
- Ландер А.В. Программа расчета и графического представления механизмов очагов землетрясений по знакам первых вступлений Р-волн (ФА). Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018662004 от 25 сентября 2018 г.
- Леви К.Г., Хромовских В.С., Кочетков В.М., Николаев В.В., Семенов Р.М., Серебренников С.П., Чипизубов А.В., Демьянович М.Г., Аржанников С.Г., Дельянский Е.А., Смекалин О.П., Ружич В.В., Буддо В.Ю., Масальский О.К., Потапов В.А., Берзинский Ю.А., Радзиминович Я.Б. Современная геодинамика: сейсмотектоника, прогноз землетрясений, сейсмический риск (фундаментальные и прикладные аспекты) (статья II). Литосфера Центральной Азии / Н.А. Логачев (ред.). Новосибирск: Наука. 1996. С. 150–182.
- Мельникова В.И., Гилёва Н.А., Радзиминович Н.А., Ружич В.В., Масальский О.К., Радзиминович Я.Б., Берзинский Ю.А., Берзинская Л.П., Павленов В.А., Емельянова И.А. Кичерские землетрясения 21 марта 1999 года с $M_w = 6.0$ и с $M_w = 5.6$, $I_0 = 7-8$ (Прибайкалье). Землетрясения Северной Евразии в 1999 году. Обнинск: ФОП. 2005. С. 280–295.
- Мельникова В.И., Радзиминович Н.А. Параметры сейсмотектонических деформаций земной коры Байкальской рифтовой зоны по сейсмологическим данным // Докл. РАН. 2007. Т. 416. № 4. С. 543–545.
- Митрофанова Н.Н., Болдырев В.И., Коробейников Н.К., Митрофанов Г.Л., Кнутова С.В., Семейкина Л.К., Пай В.М., Владимиров А.Е., Горяинова Л.Н., Макарьев Л.Б. Государственная геологическая карта Российской Федерации. Масштаб 1:1 000 000 (третье поколение). Серия Алдано-Забайкальская. Лист О-49 – Киренск. Объяснительная записка. СПб.: Картфабрика ВСЕГЕИ. 2012. 607 с.
- Новый каталог сильных землетрясений на территории СССР с древнейших времен до 1975 г. / Н.В. Кондорская, Н.В. Шебалин (ред.). М.: Наука. 1977. 535 с.
- Пояснительная записка к комплексу карт общего сейсмического районирования территории Российской Федерации ОСР-2016 // Инженерные изыскания. 2016. № 7. С. 49–122.
- Радзиминович Я.Б., Мельникова В.И., Середкина А.И., Гилёва Н.А., Радзиминович Н.А. Китайское землетрясение 11 ноября 2007 г. с $K_p = 11.6$, $M_w = 4.1$, $I_0 = 5-6$ (Прибайкалье) // Землетрясения Северной Евразии. 2007 год. Обнинск: ГС РАН. 2013. С. 422–431.
- Радзиминович Я.Б., Шетников А.А. Сейсмическая активность южной окраины Сибирской платформы в историческом прошлом: новые данные // Геология и геофизика. 2008. Т. 49. № 9. С. 926–938.
- Разломы и горизонтальные движения горных сооружений СССР / А.И. Суворов (ред.). М.: Наука. 1977. 136 с.
- Ружич В.В., Мельникова В.И., Гилева Н.А., Смекалин О.П. Северобайкальское землетрясение 13 апреля 1997 года с $MS = 4.2$, $I_0 = 7$ (Прибайкалье). Землетрясения Северной Евразии в 1997 году. Обнинск: ГС РАН. 2003. С. 226–232.
- Сейсмическое районирование Восточной Сибири и его геолого-геофизические основы / В.П. Солоненко (ред.). Новосибирск: Наука, СО. 1977. 303 с.
- Семинский К.Ж., Радзиминович Я.Б. Сейсмичность юга Сибирской платформы: пространственно-временная характеристика и генезис // Физика Земли. 2007. № 9. С. 18–30.
- Середкина А.И., Гилева Н.А. Зависимость между моментной магнитудой и энергетическим классом для землетрясений Прибайкалья и Забайкалья // Сейсмические приборы. 2016. Т. 52. № 2. С. 29–38.
- Солоненко В.П., Тресков А.А., Флоренсов Н.А., Пучков С.В. Муйское землетрясение 27 июня 1957 г. // Вопросы инженерной сейсмологии. Вып. 1. М.: изд-во АН СССР. 1958. С. 29–43.
- СП 14.13330.2018. СНиП II-7-81* Строительство в сейсмических районах. М.: Стандартинформ. 2018. 117 с.
- Уломов В.И. Общее сейсмическое районирование территории Российской Федерации – ОСР-2012 // Вопросы инженерной сейсмологии. 2013. Т. 40. № 4. С. 5–20.
- Чипизубов А.В. Сильные землетрясения Прибайкалья по макросейсмическим данным // Вопросы инженерной сейсмологии. 2009. Т. 36. № 2. С. 31–46.
- Agrawal S., Eakin C.M., O'Donnell J.P. Fluid-assisted intra-plate seismicity at the edge of the Gawler Craton, South Australia // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2024. V. 346. 107133. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2023.107133>
- Cherepanova Y., Artemieva I.M., Thybo H., Chermia Z. Crustal structure of the Siberian craton and the West Siberian basin: An appraisal of existing seismic data // Tectonophysics. 2013. V. 609. P. 154–183. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.05.004>
- Jackson J., McKenzie D. The exfoliation of cratonic Australia in earthquakes // Earth and Planetary Science Letters. 2022. V. 578. 117305. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2021.117305>
- Hough S.E., Armbruster J.G., Seeber L., Hough J.F. On the modified Mercalli intensities and magnitudes of the 1811–1812 New Madrid earthquakes // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2000. V. 105. № B10. P. 23839–23864. <https://doi.org/10.1029/2000JB900110>
- Liu M., Stein S. Mid-continental earthquakes: Spatio-temporal occurrences, causes, and hazards // Earth-Science Reviews. 2016. V. 162. P. 364–386. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2016.09.016>

- Lunina O.V. The digital map of the Pliocene–Quaternary crustal faults in the southern East Siberia and the adjacent Northern Mongolia // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2016. V. 7. № 3. P. 407–434. <https://doi.org/10.5800/GT-2016-7-3-0215>
- Rautian T.G., Khalturin V.I., Fujita K., Mackey K.G., Kendall A.D. Origins and methodology of the Russian energy K-class system and its relationship to magnitude scales // *Seismological Research Letters*. 2007. V. 78. № 6. P. 579–590. <https://doi.org/10.1785/gssrl.78.6.579>
- Seredkina A.I., Melnikova V.I., Gileva N.A., Radziminovich Y.B. The Mw 4.3 January 17, 2014, earthquake: very rare seismic event on the Siberian platform // *Journal of Seismology*. 2015. V. 19. № 3. P. 685–694. <https://doi.org/10.1007/s10950-015-9487-y>
- Suvorov V.D., Mishenkina Z.M., Petrick G.V., Sheludko I.F., Seleznev V.S., Solovyov V.M. Structure of the crust in the Baikal rift zone and adjacent areas from Deep Seismic Sounding data // *Tectonophysics*. 2002. V. 351. № 1–2. P. 61–74. [https://doi.org/10.1016/S0040-1951\(02\)00125-7](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(02)00125-7)
- Zelenin E., Bachmanov D., Garipova S., Trifonov V., Kozhurin A. The Active Faults of Eurasia Database (AFEAD): the ontology and design behind the continental-scale dataset // *Earth System Science Data*. 2022. V. 14. № 10. P. 4489–4503. <https://doi.org/10.5194/essd-14-4489-2022>

December 27, 2023, Akitkan Earthquake ($m_b = 5.4$) in the Zone of the Marginal Suture of the Siberian Platform (Northern Baikal Region)

N. A. Gileva^a, Ya. B. Radziminovich^{a,b,*}, V. I. Melnikova^{a,c},
A. I. Filippova^{b,d}, E. A. Kobeleva^a, and A. S. Fomochkina^{b,e}

^aBaikal Branch, Federal Research Center, Geophysical Survey, Russian Academy of Sciences, Irkutsk, 664033 Russia

^bInstitute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

^cInstitute of the Earth's Crust, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Irkutsk, 664039 Russia

^dPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk, 108840 Russia

^eNational University of Oil and Gas “Gubkin University”, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: yan.radziminovich@gmail.com

Received February 15, 2024

revised March 5, 2024

accepted April 27, 2024

Abstract – We consider the December 27, 2023, earthquake ($m_b = 5.4$) that occurred on the margin of the Siberian Platform, on the northwestern slopes of the Akitkan Ridge. The earthquake epicenter is spatially associated with a structural suture (deep thrust fault) separating the Siberian Platform and the Baikal fold belt. The seismic event was followed by hardly any aftershocks. Its maximum shaking intensity was IV (MSK-64); it was observed at distances up to 180 km. The December 27, 2023, Akitkan earthquake is localized in a previously aseismic region, far from active areas of the Baikal Rift. It suggests a new look at seismic activity of fault structures bordering the Siberian Platform. The focal mechanism, determined from P-wave first-motion polarities at regional stations, demonstrates normal fault movements on inclined fault planes with a submeridional strike, which agrees with the orientation of the structural suture. This does not contradict seismogeological data indicating that an inversion of tectonic movements can be observed in some segments of the deep thrust fault zones. The December 27, 2023, Akitkan earthquake confirms modern seismic activity of the Akitkan seismic source zone and the fundamental possibility of relatively strong seismic events being generated by marginal structures of the Siberian Platform.

Keywords: earthquake, focal mechanism, active fault, Siberian Platform, Eastern Siberia

УДК: 550.348.436

СЕЙСМОТЕКТОНИЧЕСКАЯ ПОЗИЦИЯ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 13.07.2023 г. В ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ШЕЛЬФА МОРЯ ЛАПТЕВЫХ ПО ДАННЫМ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

© 2024 г. А. И. Филиппова^{1,2, *}, А. С. Фомочкина^{2,3}

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

³РГУ нефти и газа (НИУ) им. И.М. Губкина, г. Москва, Россия

*E-mail: aleirk@mail.ru

Поступила в редакцию 19.02.2024 г.

После доработки 20.03.2024 г.

Принята к публикации 27.04.2024 г.

В данной работе проведены детальные исследования землетрясения 13.07.2023 г., произошедшего в восточной части шельфа моря Лаптевых (Бельковско-Святоносский рифт). Интерес к этому событию обусловлен, с одной стороны, местоположением его эпицентра, к востоку от которого происходит резкий спад сейсмической активности. С другой стороны, для его эпицентральной области имеются детальные данные о строении верхней части коры, полученные методом МОВ ОГТ, что позволяет нам провести анализ сейсмотектонической позиции очага этого землетрясения. Очаговые параметры в приближении мгновенного точечного источника были рассчитаны по данным поверхностных волн, зарегистрированных на телесейсмических расстояниях. В результате были получены значения скалярного сейсмического момента ($M_0 = 9.8 \cdot 10^{16}$ Н·м), соответствующей ему моментной магнитуды ($M_w = 5.3$), глубины очага ($h = 8$ км) и фокальный механизм (сброс по пологой плоскости СЗ–ЮВ простириания). Проведено сопоставление полученных результатов с данными сейсмологических агентств. Показано, что отличия между ними, вероятно, обусловлены различиями в исходных данных, в т.ч. в их частотном составе. При этом наши оценки лучше согласуются с имеющейся геолого-геофизической информацией о тектонике исследуемого района. Учитывая данные о простириании, падении и глубине проникновения разломов и полученные нами значения очаговых параметров, сделан вывод о том, что землетрясение 13.07.2023 г., скорее всего, связано с основным листрическим сбросом в западном борту Бельковско-Святоносского рифта.

Ключевые слова: параметры очага землетрясения, поверхностные волны, море Лаптевых, Бельковско-Святоносский рифт, Арктика.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060089>, **EDN:** RGGSEQ

ВВЕДЕНИЕ

13.07.2023 г. в 13 ч 6 мин (GMT) в восточной части шельфа моря Лаптевых, недалеко от Новосибирских островов, произошло землетрясение с $mb = 5.4$ [Федеральный..., 2024] и $M_w = 5.0$ [Global..., 2024] (рис. 1). Интерес к этому событию обусловлен, с одной стороны, местоположением его эпицентра, к востоку от которого происходит резкий спад сейсмической активности. С другой стороны, для его эпицентральной области имеются детальные данные о строении верхней части

коры [Драчев, 2000; Drachev et al., 1998], что позволяет нам провести анализ сейсмотектонической позиции очага этого землетрясения. В данной работе по записям поверхностных волн, зарегистрированных на телесейсмических расстояниях, были выполнены расчеты очаговых параметров землетрясения 13.07.2023 г. в приближении мгновенного точечного источника [Букчин, 1989], проведено сопоставление полученных результатов с данными сейсмологических агентств и имеющейся геолого-геофизической информацией.

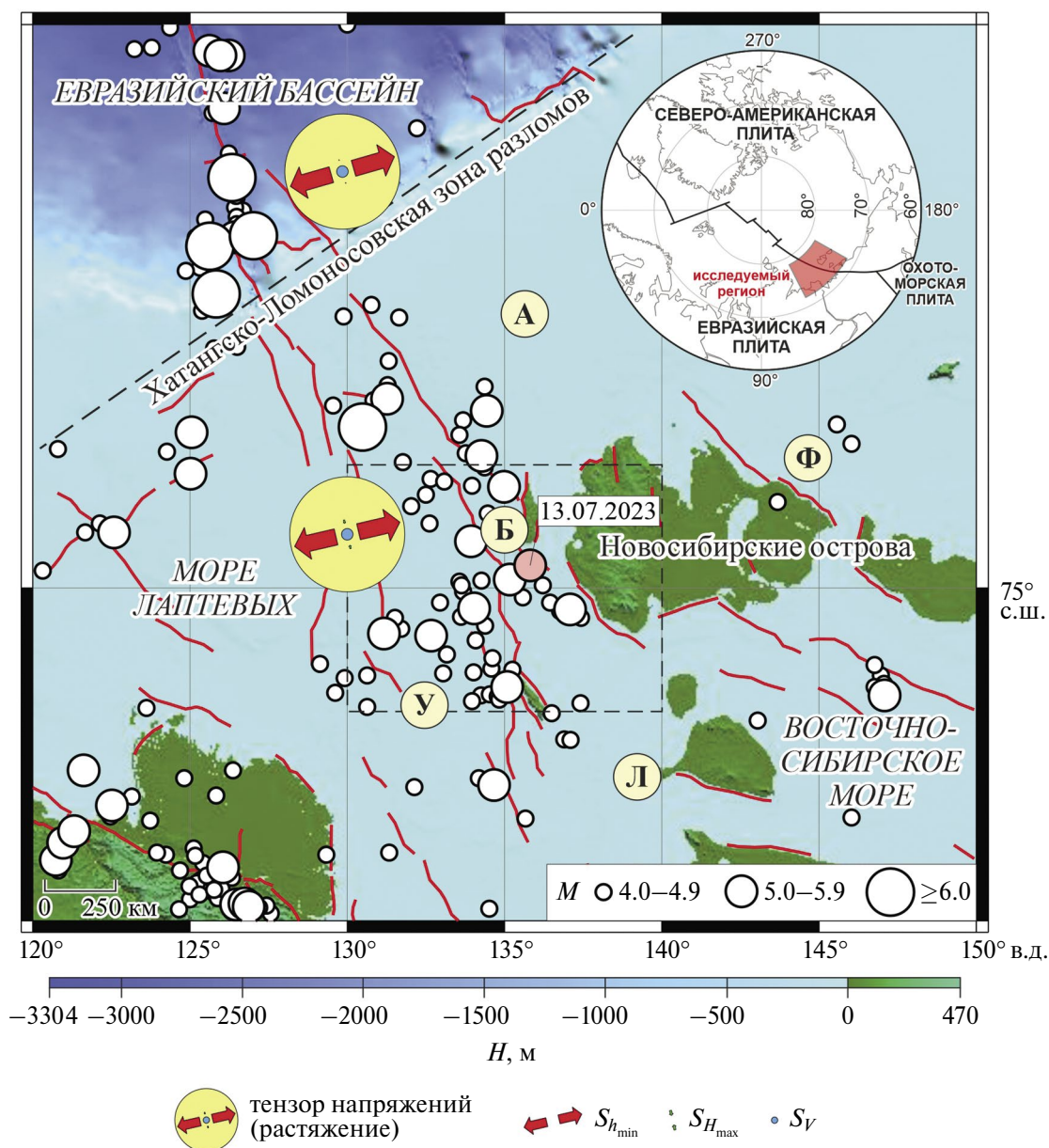


Рис. 1. Регион исследования. Эпицентры землетрясений с $M \geq 4.0$ (1960–2023 гг.) приведены по данным ISC-каталога [International..., 2024], розовым цветом выделено землетрясение 13.07.2023 г. с $M_w = 5.0$ [Global..., 2024]. Активные разломы обозначены красными кривыми по работе [Zelenin et al., 2022], Хатангско-Ломоносовская зона разломов – жирным пунктиром по работе [Шипилов и др., 2021]. Тензоры напряжений для Евразийского бассейна (хребет Гаккеля) и шельфа моря Лаптевых показаны по работе [Filipova, Melnikova, 2023]: $S_{h_{min}}$ и $S_{h_{max}}$ – минимальное и максимальное горизонтальное сжатие соответственно, S_V – вертикальное напряжение. Буквами в кружках обозначены рифты: А – Анисинский, Б – Бельковско-Святоносский, Л – Ляховский, У – Усть-Ленский, Ф – Фаддеевский [Драчев, 2000; Имаева и др., 2017]. Здесь и далее топография и батиметрия показаны согласно глобальной модели ЕТОРО 2022 [ЕТОРО..., 2024]. Тонким пунктиром выделена область, показанная на рис. 7а. На врезке обозначено положение исследуемого региона в Арктике, границы литосферных плит показаны схематично по работе [Bird, 2003].

Исследуемый регион характеризуется относительно высоким уровнем сейсмической активности. С 1960 г. здесь зарегистрировано около двух сотен сейсмических событий с магнитудами более 4.0 (рис. 1). К северу от шельфа моря

Лаптевых – в Евразийском бассейне Северного Ледовитого океана – эпицентры большинства землетрясений сосредоточены вдоль ультрамедленного спредингового срединно-океанического хребта Гаккеля, являющегося границей

Евразийской и Северо-Американской литосферных плит [Bird, 2003]. На самом шельфе сейсмичность становится рассеянной [Avetisov, 1999], а граница плит диффузной [Gaina et al., 2002]. При этом на востоке моря Лаптевых за инструментальный период наблюдений зарегистрировано больше землетрясений, чем в его западной и центральной частях, а в районе Новосибирских островов наблюдается резкий спад сейсмической активности (рис. 1).

Шельф моря Лаптевых представляет собой континентальную окраину Северной Евразии. Он отделен от Евразийского бассейна Хатангско-Ломоносовской разломной зоной, сдвиговые смещения по которой прекратились в раннем кайнозое [Шипилов и др., 2021] (рис. 1). На шельфе развита система рифтовых впадин, разделенных поднятиями (горстами) [Драчев, 2000; Имаева и др., 2017; Drachev, Scharubo, 2017]. Рассматриваемое сейсмическое событие приурочено к одной из таких впадин — Бельковско-Святоносскому рифту. По данным морского многоканального сейсмопрофилирования МОВ ОГТ северный субмеридиональный сегмент этого рифта имеет ширину 20–30 км, а в районе 75°N и 136°E , т.е. вблизи эпицентра землетрясения 13.07.2023 г., его направление изменяется на юго-восточное [Драчев, 2000]. Еще южнее — вблизи о. Столбовой — его ширина достигает 50 км, а сам рифт состоит из двух полуграбенных, разделенных горстом. По оценкам авторов работ [Драчев, 2000; Gaina et al., 2002] в целом процессы растяжения на шельфе моря Лаптевых начались в позднем мелу в связи с раскрытием Евразийского бассейна. Они продолжают до настоящего времени, что подтверждается

результатами многочисленных реконструкций напряженно-деформированного состояния литосферы различных масштабных уровней, основанных на данных о механизмах очагов региональных землетрясений (например, см. рис. 1) [Имаева и др., 2017; Filippova, Melnikova, 2023; Heidbach et al., 2018; Имаева et al., 2017; Sereckina, Melnikova, 2018].

ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Исходными данными для оценок очаговых параметров землетрясения 13.07.2023 г. служили его записи на широкополосных станциях сейсмических сетей П, IU, IC и BK [Albuquerque... 1992; 2014; Northern..., 2014; Scripps..., 1986]. Спектры волн Рэлея и Лява определялись методом спектрально-временного анализа (СВАН) [Левшин и др., 1986] в диапазоне периодов, где поверхностная волна выделялась наиболее надежно. Для этого отбирались записи с высоким отношением сигнал/шум и нормальной поляризацией поверхностных волн. Пример СВАН-обработки вертикальной компоненты станции СМВ (код станции соответствует международному стандарту) показан на рис. 2. В результате для дальнейших расчетов были выбраны записи 11 станций, расположенных в различных азимутах от эпицентра рассматриваемого события на эпицентральных расстояниях от 2467 до 6330 км (рис. 3). На всех станциях поверхностные волны были выделены на периодах от 40 с. Максимальный период для трансверсальных компонент станций ERM, KDAK, OBN составил 75 с, станций TLY и FFC — 80 и 90 с соответственно. Во всех остальных случаях фильтрация проводилась до периода 120 с.

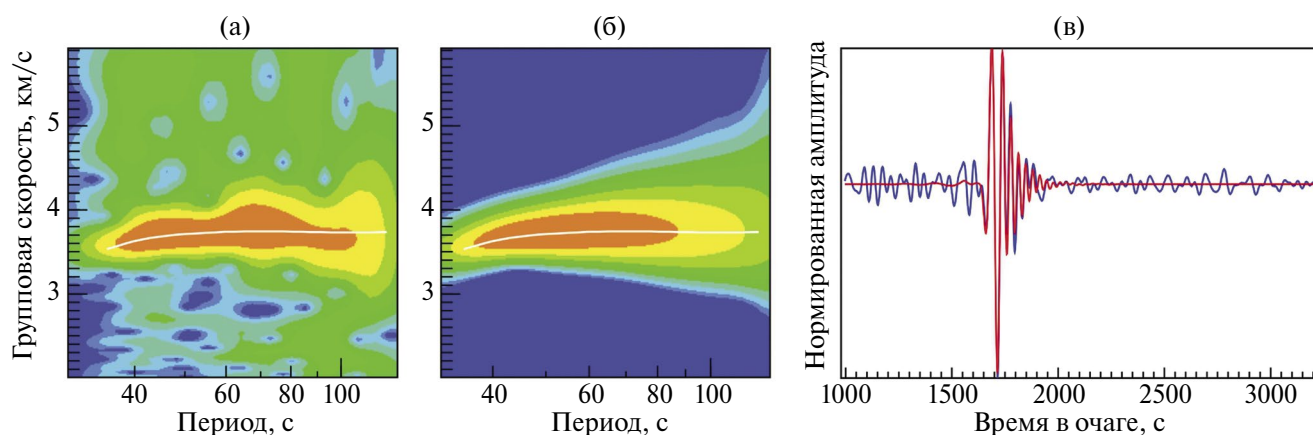


Рис. 2. Пример СВАН-обработки вертикальной компоненты станции СМВ ($azm = 66.09^\circ$, $\Delta = 6330$ км): (а) и (б) — СВАН-диаграммы исходного и отфильтрованного сигнала соответственно (дисперсионная кривая групповой скорости показана белым цветом); (в) — исходная запись (синяя кривая) и результат ее фильтрации (красная кривая).

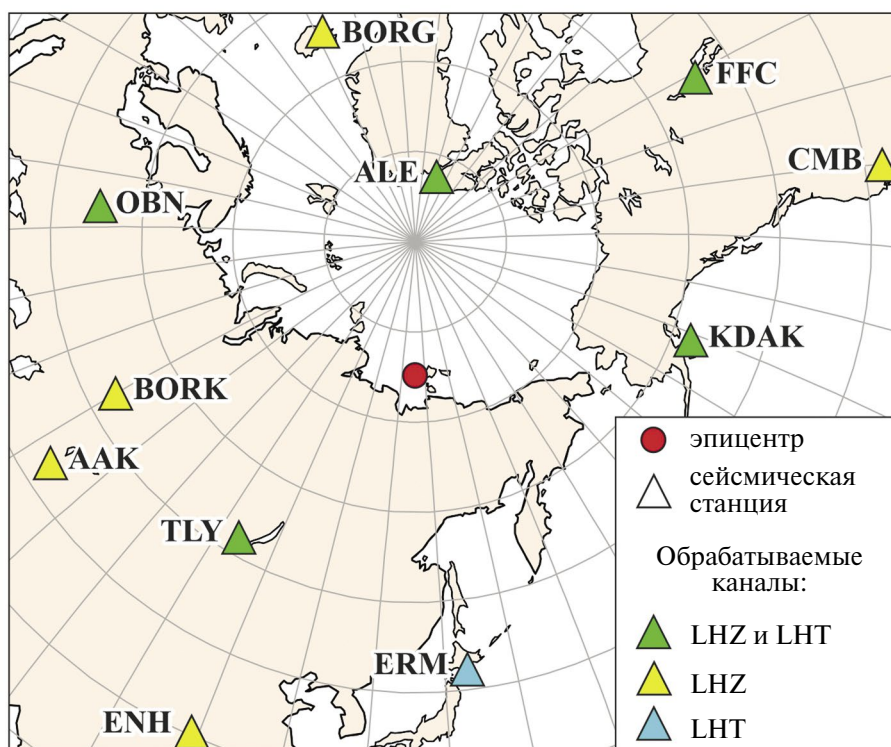


Рис. 3. Сейсмические станции, на которых получены спектры поверхностных волн. Коды станций соответствуют международному стандарту. LHZ – вертикальная компонента записи, LHT – трансверсальная компонента записи (результат вращения горизонтальных компонент, направленных на восток и север).

Очаг моделировался в виде мгновенного точечного источника, силовым эквивалентом которого является двойная пара сил с моментом (двойной диполь, *double-couple*). Путем минимизации функции нормированной невязки ϵ , характеризующей отличия полученных нами амплитудных спектров поверхностных волн от синтетических спектров, соответствующих определенному набору искоемых параметров, определялась глубина очага (h , км), скалярный сейсмический момент (M_0 , Н·м) и четыре эквивалентных решения фокального механизма, отличающиеся направлениями простирания и подвижки [Букчин, 1989]. Моментная магнитуда (M_w) оценивалась по полученному значению скалярного сейсмического момента с использованием соотношения из работы [Hanks, Kanamori, 1979]. Расчеты проводились как в полном диапазоне периодов 40–120 с, в котором были выделены поверхностные волны, так и в поддиапазонах 40–90, 50–110, 50–120 и 70–120 с для проверки устойчивости полученных оценок.

Для выбора из полученных эквивалентных фокальных механизмов единственного решения могут использоваться знаки первых вступлений P -волн [Lasserre et al., 2001]. Однако, как и в некоторых других случаях [Филиппова, Фомочкина,

2023; Фомочкина, Филиппова, 2023], имеющиеся в ISC-бюллетене [International..., 2024] знаки для исследуемого сейсмического события весьма противоречивы, т.е. не позволяют выбрать единственное решение. Поэтому его выбор осуществлялся на основании дополнительной информации о фазовом спектре поверхностных волн: синтетические фазовые спектры рассчитывались для четырех эквивалентных фокальных механизмов, в качестве окончательного выбиралось решение с минимальным значением функции невязки.

Строение земной коры под сейсмическими станциями и в окрестности очага землетрясения 13.07.2023 г. задавалось моделью 3SMAC [Nataf, Ricard, 1996]. Отметим, что изменение модели коры в окрестности источника практически не сказывается на значениях определяемых параметров, что, например, было показано в работе [Середкина, Козьмин, 2017]. Для описания строения верхней мантии и расчета затухания поверхностных волн использовалась сферически симметричная модель PREM [Dziewonski, Anderson, 1981].

Оценка разрешения очаговых параметров выполнялась по частным функциям нормированной невязки. Для этого расчеты проводились

лишь для одного параметра, а остальным присваивались фиксированные значения, обеспечивающие минимум функции невязки.

Для того, чтобы количественно охарактеризовать отличия между различными фокальными механизмами, для пары механизмов рассчитывался угол Φ в 3D-пространстве, представляющий собой угол, на который нужно повернуть один двойной диполь, чтобы получить другой [Kagan, 2007]. Диапазон изменения угла Φ составляет от 0° , что соответствует полностью идентичным двойным диполям, до 120° .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов очаговых параметров землетрясения 13.07.2023 г. в приближении мгновенного точечного источника, включая все четыре эквивалентных фокальных механизма, полученные для различных диапазонов периодов, а также характеризующие их функции нормированной невязки амплитудных спектров, представлены на рис. 4. Механизмы, наилучшим образом удовлетворяющие фазовым спектрам поверхностных волн, выбираемые нами в качестве единственного решения, на рис. 4 обозначены № 1. Остальные эквивалентные решения приведены для удобства сопоставления

полученных результатов с данными сейсмологических агентств (см. далее).

Из рис. 4 видно, что механизмы очага, полученные для рассматриваемого землетрясения в диапазонах периодов 50–120, 50–110 и 70–120 с, абсолютно идентичны между собой. Также для этих диапазонов близки значения глубины и скалярного сейсмического момента. Наиболее сильно от этих решений отличаются параметры, рассчитанные для более коротких периодов ($T = 40$ –90 с). В этом случае крутопадающая плоскость с азимутом простираения $strike = 190^\circ$ и пологая плоскость со $strike = 306^\circ$ (№ 1 для $T = 50$ –120 с) становятся более пологой и крутой соответственно (№ 1 для $T = 40$ –90 с). Однако даже в этом случае механизмы количественно довольно близки между собой ($\Phi = 18^\circ$). Также можно отметить, что для более длинных периодов наблюдается тенденция к увеличению значений M_0 и M_w . Для полного диапазона, в котором были отфильтрованы поверхностные волны ($T = 40$ –120 с) очаговые параметры принимают средние значения относительно оценок для $T = 40$ –90 с и $T = 50$ –120 с.

Выбирая наиболее предпочтительное решение, мы, в первую очередь, ориентировались на значения функции нормированной невязки. Во-вторых, учитывалась длина используемого для

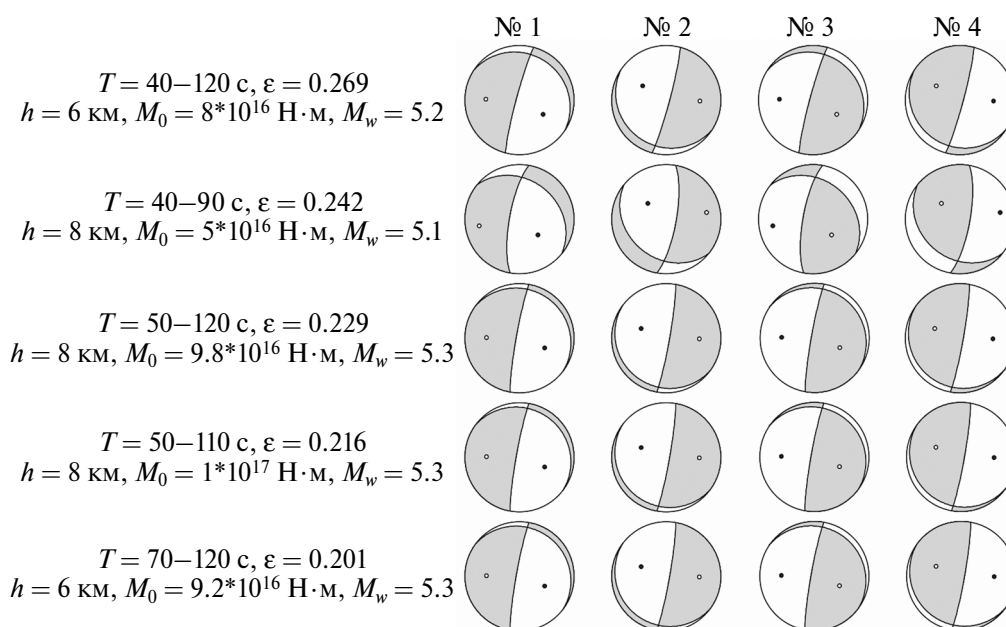


Рис. 4. Очаговые параметры землетрясения 13.07.2023 г. в приближении мгновенного точечного источника, рассчитанные по амплитудным спектрам поверхностных волн в различных диапазонах периодов (T , с), и соответствующие им значения функции нормированной невязки ϵ . Здесь и далее стереограммы механизмов очагов приведены в проекции нижней полусферы. Параметры нодальных плоскостей (NP) для фокального механизма № 1 и $T = 50$ –120 с: $NP1$ – азимут простираения $strike = 306^\circ$, угол падения $dip = 11^\circ$, угол подвижки $slip = -153^\circ$; $NP2$ – $strike = 190^\circ$, $dip = 85^\circ$, $slip = -80^\circ$.

вычислений диапазона периодов, т.к. значения ε зависят не только от степени близости наблюдаемых и синтетических спектров, но и от набора исходных данных. Так, ε будет расти с увеличением количества анализируемых записей и диапазона периодов [Filippova, Melnikova, 2023]. Закономерно, что в случае с рассматриваемым землетрясением наибольшими невязками характеризуется решение, полученное в наиболее широком диапазоне периодов (рис. 4). Однако тот факт, что значения ε для $T = 40\text{--}90$ с превосходят невязку для более широкого диапазона $T = 50\text{--}120$ с, указывает на то, что именно оценки на более длинных периодах являются наиболее предпочтительными. Учитывая относительную близость функции нормированной невязки для диапазонов $50\text{--}120$, $50\text{--}110$ и $70\text{--}120$ с и близость самих очаговых параметров, в качестве наиболее предпочтительного решения, обсуждаемого далее, выбраны результаты для $T = 50\text{--}120$ с.

Сопоставим полученные нами значения очаговых параметров землетрясения 13.07.2023 г. с данными сейсмологических агентств (рис. 5) и геолого-геофизической информацией об исследуемом регионе. Наиболее близкие к нашему результату (рис. 6) оценки глубины этого события получены в агентствах NEIC ($h = 10 \pm 1.8$ км) и MOS ($h = 10$ км) [Федеральный..., 2024; National... 2024]. В GCMT-каталоге глубине очага приписано фиксированное значение 12 км (рис. 5), что довольно распространено в целом для событий, произошедших на шельфе моря Лаптевых и восточном окончании хребта Гаккеля [Filippova, Melnikova, 2023]. При этом

глубины, определенные в GFZ [GEOFON..., 2024] и тем более в AUST [Geoscience..., 2024] (рис. 5), представляются нам завышенными. Так, в работах [Filippova, Melnikova, 2023; Sloan et al., 2011] показано, что землетрясения на востоке моря Лаптевых имеют глубины преимущественно до 10 км. Уменьшение мощности сейсмоактивного слоя может быть связано с относительно высокой степенью прогрева литосферы [Sibson, 1984], установленной под этой частью шельфа по сейсмологическим [Lebedev et al., 2017] и геомагнитным данным [Filippova et al., 2024]. Это согласуется с нашей оценкой глубины, имеющей хорошее разрешение (рис. 6) и указывающей на то, что очаг исследуемого события расположен в верхней части коры, общая мощность которой здесь по различным данным составляет 25–35 км [Пискарев и др., 2003; Franke et al., 2001; Mazur et al., 2015; Petrov et al., 2016].

Полученные в данной работе скалярный сейсмический момент и моментная магнитуда (рис. 4) несколько превышают все значения, определенные в сейсмологических агентствах, включая не показанное на рис. 5 $M_w = 5.1$ по NEIC [National..., 2024]. В целом такие расхождения между различными оценками магнитуд (до 0.3) наблюдались нами и ранее для умеренных [Середкина, Гилева, 2016; Filippova, Melnikova, 2023] и даже сильных землетрясений [Филиппова, Фомочкина, 2023], произошедших в разных регионах мира. Наиболее вероятно, они обусловлены различиями в частотных диапазонах, используемых для расчетов очаговых параметров, что будет обсуждаться далее более

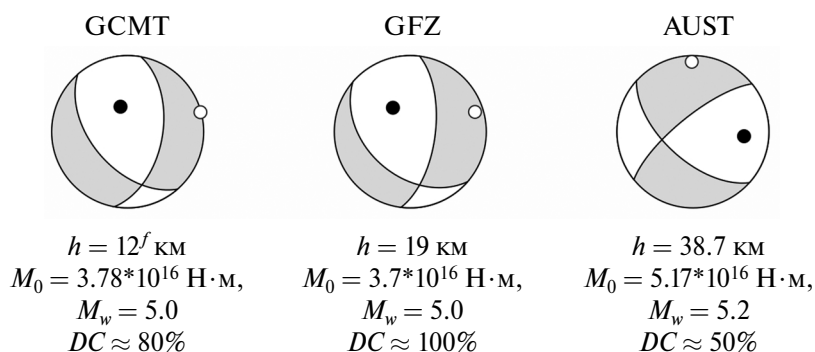


Рис. 5. Очаговые параметры землетрясения 13.07.2023 г. по данным сейсмологических агентств. Механизм очага приведен для наилучшего двойного диполя (*best double-couple*), характеризующего полный девиаторный тензор сейсмического момента. Расшифровка кодов агентств: GCMT – The Global CMT Project, Lamont Doherty Earth Observatory, Columbia University, USA (<https://www.globalcmt.org>); GFZ – German Research Centre for Geosciences, Helmholtz Centre Potsdam, Germany (<https://www.gfz-potsdam.de>); AUST – Geoscience Australia, Australia (<http://www.ga.gov.au>). Индекс f обозначает фиксированное значение глубины; DC – процент сдвиговой компоненты (*double-couple*) в девиаторном тензоре сейсмического момента.

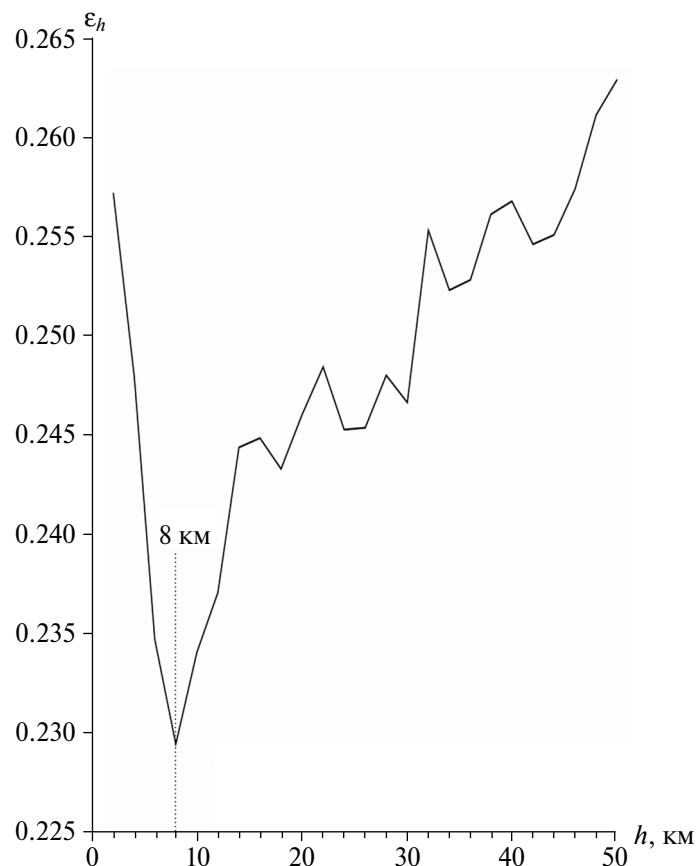


Рис. 6. Зависимость частной функции нормированной невязки ε_h от глубины очага (h , км) для диапазона периодов 50–120 с.

подробно для фокального механизма исследуемого события.

Выбранное нами в качестве наиболее предпочтительного решение механизма очага землетрясения 13.07.2023 г. (№ 1 для $T = 50\text{--}120$ с на рис. 4) существенно отличается от всех наилучших двойных диполей, определенных в сейсмологических агентствах (рис. 5). Значения угла Φ между ним и механизмами согласно GCMT, GFZ и AUST составляют 62° , 70° и 85° соответственно. Для последнего решения (AUST), также не согласующегося с GCMT и GFZ, это, вероятно, связано с большими вычислительными ошибками, на что косвенно указывает высокий процент несдвиговой компоненты в девиаторном тензоре сейсмического момента. Сдвиговая компонента тензора (DC) для него составляет всего около 50%, при этом низкий процент DC , как было показано в работе [Аптекман, Татевосян, 2007], во многих случаях связан не со сложным характером очага, а с погрешностями вычислений. Причины расхождений между нашим решением

и близкими между собой фокальными механизмами GCMT и GFZ (рис. 5), скорее всего, вызваны различиями в частотном составе данных, используемых для инверсии очаговых параметров. Так, в GCMT помимо длиннопериодных объемных волн в расчетах тензора сейсмического момента также участвовали поверхностные волны для периодов менее 50 с [Dziewonski et al., 1981; Ekström et al., 2012; Global..., 2024]. Такое предположение подтверждается тем, что один из эквивалентных фокальных механизмов (№ 2), полученных нами в диапазоне периодов 40–90 с намного ближе к GCMT-решению — угол Φ между ними составляет всего около 26° .

В пользу выбранного нами фокального механизма (рис. 7а), помимо того, что он наилучшим образом удовлетворяет фазовому спектру поверхностных волн, свидетельствует имеющаяся информация о тектонике участка Бельковско-Святоносского рифта, к которому приурочено исследуемое землетрясение. Во-первых, согласно работе [Zelenin et al., 2022] здесь выделяются

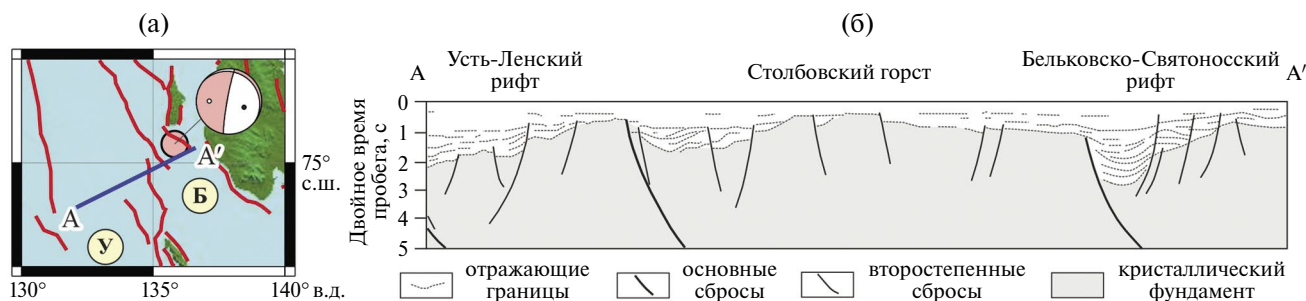


Рис. 7. Положение (а) и северо-восточный фрагмент интерпретированного профиля МОВ ОГТ ЛАРГЕ 89010 (б) согласно работам [Драчев, 2000; Drachev et al., 1998] с упрощениями. AA' (синяя линия) – северо-восточная часть профиля ЛАРГЕ 89010, красные линии – активные разломы по работе [Zelenin et al., 2022]. Обозначения рифтов (буквы в кружках) см. в подписи к рис. 1. На панели (а) показано выбранное нами в качестве наиболее предпочтительного решение фокального механизма землетрясения 13.07.2023 г. в проекции нижней полусферы (№ 1 для $T = 50–120$ с на рис. 4).

активные разломы с СЗ–ЮВ простиранием (рис. 7а). Нодальная плоскость с близким азимутом прослеживается во всех фокальных механизмах для землетрясения 13.07.2023 г. (рис. 5), включая наше решение (плоскость $NP1$ в подписи к рис. 4). Во-вторых, известно, что в целом этот рифт имеет ассиметричное строение, а в его восточном борту прослеживается основной листрический (выполаживающийся с глубиной) сброс [Drachev et al., 1998]. Однако в районе эпицентра рассматриваемого землетрясения, через который проходит северо-восточный фрагмент профиля МОВ ОГТ ЛАРГЕ 89010, основной листрический сброс располагается в западном борту рифта (рис. 7б) [Драчев, 2000]. В то же время в восточном борту наблюдаются лишь второстепенные сбросы. Учитывая ЮЗ падение СЗ–ЮВ нодальных плоскостей в решениях, определенных в сейсмологических агентствах (рис. 5), исследуемое землетрясение следовало бы связать именно с движениями по этим второстепенным сбросам. Против такого предположения свидетельствует глубина исследуемого события (рис. 6), превышающая глубину проникновения обсуждаемых разломов. Как видно из рис. 7б они лишь незначительно проникают в кристаллический фундамент, а мощность осадочных отложений под Бельковско-Святоносским рифтом составляет по различным данным всего 2–4 км [Franke et al., 2001; Gramberg et al., 1999; Mazur et al., 2015]. Напротив, СВ направление падения нодальной плоскости $NP1$ выбранного нами решения, совпадает с падением основного сброса в западном борту рифта (рис. 7б). Этот сброс, по-видимому, прослеживается во всей верхней части коры, что не противоречит полученной нами глубине очага (рис. 6), и на максимальных

глубинах своего проникновения становится очень пологим [Drachev, Scharubo, 2017], что тоже не противоречит нашей оценке угла падения $dip = 11^\circ$.

ВЫВОДЫ

Проведенный нами по данным поверхностных волн анализ землетрясения 13.07.2023 г. в восточной части шельфа моря Лаптевых позволил сделать следующие выводы.

1. Наиболее предпочтительные оценки очаговых параметров (в приближении мгновенного точечного источника) рассматриваемого сейсмического события, удовлетворяющие как амплитудным, так и фазовым спектрам поверхностных волн в диапазоне периодов 50–120 с, составили: глубина $h = 8$ км, скалярный сейсмический момент $M_0 = 9.8 \cdot 10^{16}$ Н·м, моментная магнитуда $M_w = 5.3$ и фокальный механизм с нодальными плоскостями $NP1$ – азимут простирания $strike = 306^\circ$, угол падения $dip = 11^\circ$, угол подвижки $slip = -153^\circ$; $NP2$ – $strike = 190^\circ$, $dip = 85^\circ$, $slip = -80^\circ$.

2. Отличия полученных нами результатов от данных сейсмологических агентств GCMT и GFZ, скорее всего, обусловлены различиями в исходных данных, в т.ч. в их частотном составе. Решение, полученное AUST, вероятно, характеризуется большими ошибками вычислений. При этом наши оценки лучше согласуются с имеющейся геолого-геофизической информацией о тектонике исследуемого района.

3. На основе анализа данных МОВ ОГТ показано, что землетрясение 13.07.2023 г., скорее

всего, связано с основным листрическим сбросом в западном борту Бельковско-Святоносского рифта, при этом в качестве истинной плоскости разрыва выделена пологая плоскость $NP1$ с СЗ–ЮВ простиранием.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аптекман Ж.Я., Татевосян Р.Э.* О возможности выявления сложных очагов землетрясений по данным каталога СМТ (тензор центра момента) // *Физика Земли*. 2007. № 5. С. 17–23.
- Букчин Б.Г.* Об определении параметров очага землетрясения по записям поверхностных волн в случае неточного задания характеристик среды // *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли*. 1989. № 9. С. 34–41.
- Драчев С.С.* Тектоника рифтовой системы дна моря Лаптевых // *Геотектоника*. 2000. № 6. С. 43–58.
- Имаева Л.П., Имаев В.С., Козьмин Б.М., Мельникова В.И., Середкина А.И., Маккей К.Д., Ашурков С.В., Смекалин О.П., Овсяченко А.Н., Чипизубов А.В., Сясько А.А.* Сейсмо-тектоника северо-восточного сектора Российской Арктики. Новосибирск: изд-во СО РАН. 2017. 134 с.
- Левшин А.Л., Яновская Т.Б., Ландер А.В., Букчин Б.Г., Бармин М.П., Ратникова Л.И., Итс Е.Н.* Поверхностные сейсмические волны в горизонтально-неоднородной Земле. М.: Наука. 1986. 278 с.
- Пискарев А.Л., Сорока И.В., Чернышев М.Ю.* Строение земной коры и тектогенез в море Лаптевых // *Геотектоника*. 2003. № 5. С. 57–72.
- Середкина А.И., Гилева Н.А.* Зависимость между моментной магнитудой и энергетическим классом для землетрясений Прибайкалья и Забайкалья // *Сейсмические приборы*. 2016. Т. 52. № 2. С. 29–38.
- Середкина А.И., Козьмин Б.М.* Очаговые параметры Таймырского землетрясения 9 июня 1990 г. // *Докл. РАН*. 2017. Т. 473. № 2. С. 214–217. DOI:10.7868/S0869565217060202
- Федеральный исследовательский центр Единая геофизическая служба Российской академии наук, 2024. *On-line каталог*. Обнинск, Россия. Available from <http://www.gsras.ru/new/catalog>. Last accessed 15 February 2024.
- Филиппова А.И., Фомочкина А.С.* Очаговые параметры сильных Турецких землетрясений 6 февраля 2023 г. ($M_w = 7.8$ и $M_w = 7.7$) по данным поверхностных волн // *Физика Земли*. 2023. № 6. С. 89–102. DOI:10.31857/S0002333723060078
- Фомочкина А.С., Филиппова А.И.* очаговые параметры Улахан-Чистайского землетрясения 20 января 2013 г. (Якутия) по данным поверхностных волн // *Вопросы инженерной сейсмологии*. 2023. Т. 50. № 3. С. 17–29. <https://doi.org/10.21455/VIS2023.3-2>
- 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. DOI: 10.31857/S0016853X21050076
- Albuquerque Seismological Laboratory (ASL)/USGS. 1992. New China Digital Seismograph Network [Data set]. International Federation of Digital Seismograph Networks. <https://doi.org/10.7914/SN/IC>
- Albuquerque Seismological Laboratory/USGS. 2014. Global Seismograph Network (GSN – IRIS/USGS) [Data set]. International Federation of Digital Seismograph Networks. <https://doi.org/10.7914/SN/IU>
- Avetisov G.P.* Geodynamics of the zone of continental continuation of Mid-Arctic earthquakes belt (Laptev Sea) // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1999. V. 114. № 1–2. P. 59–70. [https://doi.org/10.1016/S0031-9201\(99\)00046-1](https://doi.org/10.1016/S0031-9201(99)00046-1)
- Bird P.* An updated digital model of plate boundaries // *Geochem. Geophys. Geosyst.* 2003. V. 4. № 3. 1027. DOI:10.1029/2001GC000252
- Drachev S.S., Shkarubo S.I.* Tectonics of the Laptev Shelf, Siberian Arctic. In: Pease V., Coakley B. (Eds.) *Circum-Arctic Lithosphere evolution*. Geological Society, London, Special Publications, 2017. V. 460. P. 263–283. <https://doi.org/10.1144/SP460.15>
- Drachev S.S., Savostin L.A., Groshev V.G., Bruni I.E.* Structure and geology of the continental shelf of the Laptev Sea, Eastern Russian Arctic // *Tectonophysics*. 1998. V. 298. № 4. P. 357–393. [https://doi.org/10.1016/S0040-1951\(98\)00159-0](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(98)00159-0)
- Dziewonski A.M., Anderson D.L.* Preliminary Reference Earth Model // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1981. V. 25. N 4. P. 297–356. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(81\)90046-7](https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90046-7)
- Dziewonski A.M., Chou T.-A., Woodhouse J.H.* Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 1981. V. 86. P. 2825–2852. DOI:10.1029/JB086iB04p02825
- Ekström G., Nettles M., Dziewonski A.M.* The Global CMT project 2004–2010: Centroid moment tensors for 13,017 earthquakes // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2012. V. 200–201. P. 1–9. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2012.04.002>
- ETOPO 2022: 15 Arc-Second Global Relief Model, 2024. Available from <https://www.ncei.noaa.gov/products/etopo-global-relief-model>. Last accessed February 15, 2024. DOI:10.25921/fd45-gt74
- Filippova A.I., Melnikova V.I.* Crustal stresses in the East Arctic region from new data on earthquake focal mechanisms // *Tectonics*. 2023. V. 42. e2022TC007338. <https://doi.org/10.1029/2022TC007338>

- Filippova A.I., Filippov S.V., Radziminovich Ya.B.* Thermal state of the lithosphere beneath the Laptev Sea: Geodynamic implications from geomagnetic data // *Journal of Asian Earth Sciences*. 2024. V. 261. 105970. <https://doi.org/10.1016/j.jseaes.2023.105970>
- Franke D., Hinz K., Oncken O.* The Laptev Sea rift // *Marine and Petroleum Geology*. 2001. V. 18. № 10. P. 1083–1127. [https://doi.org/10.1016/S0264-8172\(01\)00041-1](https://doi.org/10.1016/S0264-8172(01)00041-1)
- Gaina C., Roest W.R., Müller R.D.* Late Cretaceous-Cenozoic deformation of northeast Asia // *Earth and Planetary Science Letters*. 2002. V. 197. № 3–4. P. 273–286. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(02\)00499-5](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(02)00499-5)
- GEOFON Moment Tensor Solutions, 2024. *On-line Catalog*. Helmholtz-Zentrum, Potsdam, Germany. Available from <https://geofon.gfz-potsdam.de>. Last accessed February 15, 2024.
- Geoscience Australia, 2024. *On-line Catalog*. Australia. Available from <https://www.ga.gov.au> and <http://www.isc.ac.uk>. Last accessed February 15, 2024.
- Global CMT Web Page, 2024. *On-line Catalog*. Lamont-Doherty Earth Observatory (LDEO) of Columbia University, Columbia, SC, USA. Available from <http://www.globalcmt.org>. Last accessed February 15, 2024.
- 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.
- Hanks T., Kanamori H.* A moment magnitude scale // *J. Geophys. Res.* 1979.84. B5. P. 2348–2350. <https://doi.org/10.1029/JB084iB05p02348>
- Heidbach O., Rajabi M., Cui X., Fuchs K., Müller B., Reinecker J., Reiter K., Tingay M., Wenzel F., Xie F., Ziegler M.O., Zoback M.-L., Zoback M.* The World Stress Map database release 2016: Crustal stress pattern across scales // *Tectonophysics*. 2018. V. 744. P. 484–498. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2018.07.007>
- Imaeva L., Gusev G., Imaev V., Mel'nikova V.* Neotectonic activity and parameters of seismotectonic deformations of seismic belts in Northeast Asia // *Journal of Asian Earth Sciences*. 2017. V. 148. P. 254–364. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jseaes.2017.09.007>
- International Seismological Centre, 2024. *On-line Bulletin*. Internatl.Seis.Cent., Thatcham, United Kingdom. Available from <http://www.isc.ac.uk>. Last accessed February 15, 2024.
- Kagan Y.Y.* Simplified algorithms for calculating double-couple rotation // *Geophys. J. Int.* 2007. V. 171. № 1. P. 411–418. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2007.03538.x>
- Lasserre C., Bukchin B., Bernard P., Tapponier P., Gaudemier Y., Mostinsky A., Dailu R.* Source parameters and tectonic origin of the 1996 June 1 Tianzhu ($M_w = 5.2$) and 1995 July 21 Yongen ($M_w = 5.6$) earthquakes near the Haiyuan fault (Gansu, China) // *Geophys. J. Int.* 2001. V. 144. № 1. P. 206–220. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246x.2001.00313.x>
- 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. In: Pease, V., Coakley, B. (Eds.), *Circum-Arctic Lithosphere evolution*. Geological Society, London, Special Publications, 2017. V. 460. P. 419–440. <https://doi.org/10.1144/SP460.10>
- Mazur S., Campbell S., Green C., Bouatmani R.* Extension across the Laptev Sea continental rifts constrained by gravity modeling // *Tectonics*. 2015. V. 34. № 3. P. 435–448. <https://doi.org/10.1002/2014TC003590>
- Nataf H.-C., Ricard Y.* 3SMAC: on a priori tomographic model of the upper mantle based on geophysical modeling // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1996. V. 95. № 1–2. P. 101–122. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(95\)03105-7](https://doi.org/10.1016/0031-9201(95)03105-7)
- National Earthquake Information Center, 2024. *On-line Catalog*. US Geological Survey, USA Available from <https://earthquake.usgs.gov>. Last accessed February 15, 2024.
- Northern California Earthquake Data Center. 2014. Berkeley Digital Seismic Network (BDSN) [Data set]. Northern California Earthquake Data Center. <https://doi.org/10.7932/BDSN>
- 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-Science Reviews*. 2016. V. 154. P. 29–71. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2015.11.013>
- Scripps Institution of Oceanography. 1986. Global Seismograph Network – IRIS/IDA [Data set]. International Federation of Digital Seismograph Networks. <https://doi.org/10.7914/SN/II>
- Seredkina A.I., Melnikova V.I.* New data on earthquake focal mechanisms in the Laptev Sea region of the Arctic-Asian seismic belt // *Journal of Seismology*. 2018. V. 22. № 5. P. 1211–1224. <https://doi.org/10.1007/s10950-018-9762-9>
- Sibson R.H.* Roughness at the base of the seismogenic zone: contributing factors // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 1984. V. 89. № B7. P. 5791–5799. <https://doi.org/10.1029/JB089iB07p05791>
- Sloan R.A., Jackson J.A., McKenzie D., Priestley K.* Earthquake depth distributions in central Asia, and their relations with lithosphere thickness, shortening and extension // *Geophysical Journal International*. 2011. V. 185. № 1. P. 1–29. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2010.04882.x>
- Zelenin E.A., Bachmanov D.M., Garipova S.T., Trifonov V.G., Kozhurin A.I.* The Active Faults of Eurasia Database (AFEAD): the ontology and design behind the continental-scale dataset // *Earth System Science Data*. 2022. V. 14. № 10. P. 4489–4503. <https://doi.org/10.5194/essd-14-4489-2022>

Seismotectonic Position of the Source of the July 13, 2023, Earthquake in the Eastern Laptev Sea Shelf from Surface Wave Data

A. I. Filippova^{a,b,*} and A. S. Fomochkina^{b,c}

^a*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk, 108840 Russia*

^b*Institute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia*

^c*National University of Oil and Gas "Gubkin University", Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: aleirk@mail.ru

Received February 19, 2024

revised March 20, 2024

accepted April 27, 2024

Abstract — In this study, we consider in detail the July 13, 2023, earthquake occurred of the shelf of the eastern Laptev Sea (Belkov–Svyatoi Nos rift). On the one hand, our interest in this event is due to the location of its epicenter, to the east of which there is a sharp decrease in seismic activity. Conversely, detailed Common Depth Point (CDP) data on the structure of the upper crust are available for its epicentral zone, making it possible to analyze the seismotectonic position of the earthquake source. Focal parameters in the instantaneous point source approximation are calculated from surface waves recorded at teleseismic distances. As a result, we have obtained a scalar seismic moment ($M_0 = 9.8 \cdot 10^{16} \text{ N} \cdot \text{m}$), corresponding moment magnitude ($M_w = 5.3$), source depth ($h = 8 \text{ км}$), and focal mechanism (a normal fault along a gently dipping nodal plane with a NW–SE strike). Our results are compared with data from seismological agencies. It has been shown that differences between them are most likely caused by various initial data, including their different frequency ranges. Our estimates agree better with the available geological and geophysical information on the tectonics of the study area. Taking into account the data on strike, dip, and penetration depth of faults and our source parameter values, we have concluded that the July 13, 2023, earthquake could have been associated with a major listric normal fault on the western slope of the Belkov–Svyatoi Nos rift.

Keywords: earthquake source parameters, surface waves, Laptev Sea, Belkov–Svyatoi Nos rift, Arctic

УДК 550.348

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ КЛЮЧЕВСКОЙ ГРУППЫ ВУЛКАНОВ

© 2024 г. А. П. Молокова^{1,2,*}, А. А. Скоркина², В. Б. Смирнов^{1,3}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, г. Москва, Россия

²Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН, г. Москва, Россия

³Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: molokova.ap18@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 11.04.2024 г.

Принята к публикации 27.04.2024 г.

Ключевская группа вулканов — уникальный вулканический кластер, в том числе с точки зрения сейсмологии. Здесь наблюдаются классические высокочастотные и длиннопериодные землетрясения разной глубинности, а установка временных станций в рамках проекта KISS позволила применить новые методы для классификации наблюдающейся сейсмичности. В исследовании были использованы два метода определения сейсмических моментов. Впервые применен метод спектральных отношений, позволивший оценить сейсмические моменты и, соответственно, моментные магнитуды диапазона $M_w = 1–3$. Также выполнена независимая оценка сейсмических моментов с помощью спектрального метода по уровню низкочастотной площадки амплитудного спектра смещений объемных волн, проведено сопоставление с локальной магнитудой.

Ключевые слова: вулканическая сейсмичность, метод спектральных отношений, Ключевская группа вулканов, сейсмический момент, моментная магнитуда.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060099>, **EDN:** RFZYJZ

ВВЕДЕНИЕ

Ключевская группа вулканов (КГВ) — один из самых крупных и активных вулканических кластеров в зоне субдукции в мире, который состоит из 13 близко расположенных стратовулканов и занимает территорию диаметром ~70 км. Вулканическая активность региона связана с тектонической обстановкой КГВ, которая определяется процессами в зоне сочленения Курило-Камчатской и Алеутской дуг. Вулкан Ключевской является самым продуктивным — он извергает в среднем 60 млн метрических тонн базальтов в год или $1/4$ от общего годового количества магмы всех 70 вулканов Курило-Камчатского вулканического пояса [Федотов, 2006]. При этом, на вулкане Ключевской, как и на вулканах Этна, Килауэа и Фуджи, наблюдаются чередующиеся циклы вершинных и побочных извержений [Bergal-Kuvikas et al., 2023; Кирюхин и др., 2023]. В настоящий момент не существует общепринятой модели того, как работают такие вулканы [Bergal-Kuvikas et al., 2017; Черкашин и др., 2023], поэтому интерпретация

новых сейсмических данных является одним из важных инструментов для понимания природы наблюдающихся процессов.

Проявления вулкано-сейсмической активности очень разнообразны по характеристикам сигналов и по предполагаемым генерирующим механизмам. Традиционно вулканические землетрясения разделяют на два основных типа: высокочастотные (вулкано-тектонические) и низкочастотные (длиннопериодные). Отметим, что длиннопериодные вулканические землетрясения не являются длиннопериодными с точки зрения классической сейсмологии, и в контексте вулканической сейсмологии, как правило, используются в значении “ниже частотного диапазона высокочастотных событий”. Большинство высокочастотных (ВЧ) землетрясений вызваны сдвиговым разрушением или скольжением по разломам, происходящими в земной коре под вулканами, и отличаются от тектонических магнитудами и характерными особенностями возникновения. Длиннопериодные (ДП) землетрясения в большинстве случаев вызваны

процессами, непосредственно происходящими в питающей магматической системе и связанными с быстрыми изменениями давления жидкости, вызываемыми неоднородными процессами течения или газообразованием [McNutt, Roman, 2015]. Они ассоциируются с такими процессами, как неравномерное движение магмы по каналам, дегазация или взаимодействие горячей магмы с гидротермальными флюидами [Chouet, Matoza, 2013].

Особенно интересны глубокие ДП землетрясения (ГДП), которые обычно связывают с процессами, происходящими в глубинных магматических резервуарах в переходном слое кора—мантия. ГДП сейсмичность часто рассматривается как один из наиболее ранних признаков активизации магматических систем перед извержениями, и поэтому может играть важную роль в мониторинге вулканов [Shapiro et al., 2017]. Однако физический механизм, генерирующий ГДП землетрясения, и связь между глубинным переносом магмы и сейсмическим излучением остаются плохо изученными. Гипотезы об их происхождении, в частности, включают термомеханические напряжения, связанные с охлаждением глубинных интрузий [Aso, Tsai, 2014], или лавинную дегазацию CO_2 из перенасыщенных базальтовых магм [Melnik et al., 2020]. Но имеющихся на сегодняшний день данных наблюдений недостаточно для однозначного выявления механизма ГДП землетрясений.

В рамках эксперимента KISS (Klychevskoy Investigation — Seismic Structure of an Extraordinary Volcanic System), главной целью которого являлось изучение глубинной структуры коры и верхней мантии в районе Ключевской группы вулканов [Koulakov et al., 2020], 83 автономные сейсмические станции были установлены сроком на 1 год в 2015–2016 гг., из которых для 77 сейсмостанций удалось собрать наблюдения [Шапи́ро и др., 2017]. В ходе эксперимента для КГВ удалось обнаружить вулканические длиннопериодные и вулcano-тектонические землетрясения, обладающие малыми магнитудами. В результате анализа длиннопериодных землетрясений под вулканами КГВ было определено, что области источников ДП землетрясений встречаются в двух диапазонах глубин: выше 5 км вблизи поверхности ниже действующих вулканов, и около 30 км. Магнитуды неглубоких и глубоких ДП событий сопоставимы и в большинстве случаев не превышают 2.5, причем магнитуда самого сильного ДП землетрясения составляет $M = 3.1$ [Shapiro et al., 2017].

Дополнительную информацию об источниках вулканической сейсмичности можно получить, определив их спектральные параметры, например, сейсмический момент и характерные частоты. Сейсмический момент в том числе представляет особый интерес в связи с близко расположенными населенными пунктами и инфраструктурой с точки зрения оценки сейсмической опасности [Sarao et al., 2023; Шеба́лин и др., 2022]. С геодинамической точки зрения появляется возможность оценить объем магмы, участвующей в сейсмогенерирующих процессах [Kettletti et al., 2022]. С другой стороны, задача определения сейсмического момента для вулканических землетрясений представляет собой и фундаментальный научный интерес, например, с точки зрения применимости точечной модели очага для слабой вулканической сейсмичности.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Мониторинг КГВ рутинно осуществляется сейсмической сетью, состоящей из 12 станций Камчатского филиала Единой Геофизической службы Российской академии наук (КФ ФИЦ ЕГС РАН, <https://glob.emsd.ru/>). В 2015–2016 гг. в районе Ключевской группы вулканов в рамках проекта KISS, были установлены еще 83 автономные сейсмические станции сроком на 1 год, из которых для 77 сейсмостанций удалось собрать наблюдения (рис. 1). В результате их работы было записано 2136 событий [Сенюков и др., 2021], из которых выделено 343 вулканических землетрясения под вулканами Ключевской группы (55.65° – 56.24° с.ш., 159.5° – 161.0° в.д.), диапазон магнитуд $M_L = 0.35$ – 2.9 , гипоцентральных расстояний 3.2–142.5 км (рис. 2), диапазон глубин – 0.045–34 км (рис. 3), где отрицательная глубина принадлежит событиям, происходящим непосредственно в вулканическом конусе, то есть выше уровня моря.

Для идентификации типов вулканических землетрясений по характерной частоте проводилась оценка соотношения спектральных амплитуд между низкими и высокими частотами [Молокова, 2022]. Чтобы оценить соотношение спектральных амплитуд между частотами длиннопериодных и высокочастотных землетрясений, вычисляется логарифм спектрального отношения:

$$\ln \left(\frac{\sum v_{\text{ДП}} / n_{\text{ДП}}}{\sum v_{\text{ВЧ}} / n_{\text{ВЧ}}} \right), \quad (1)$$

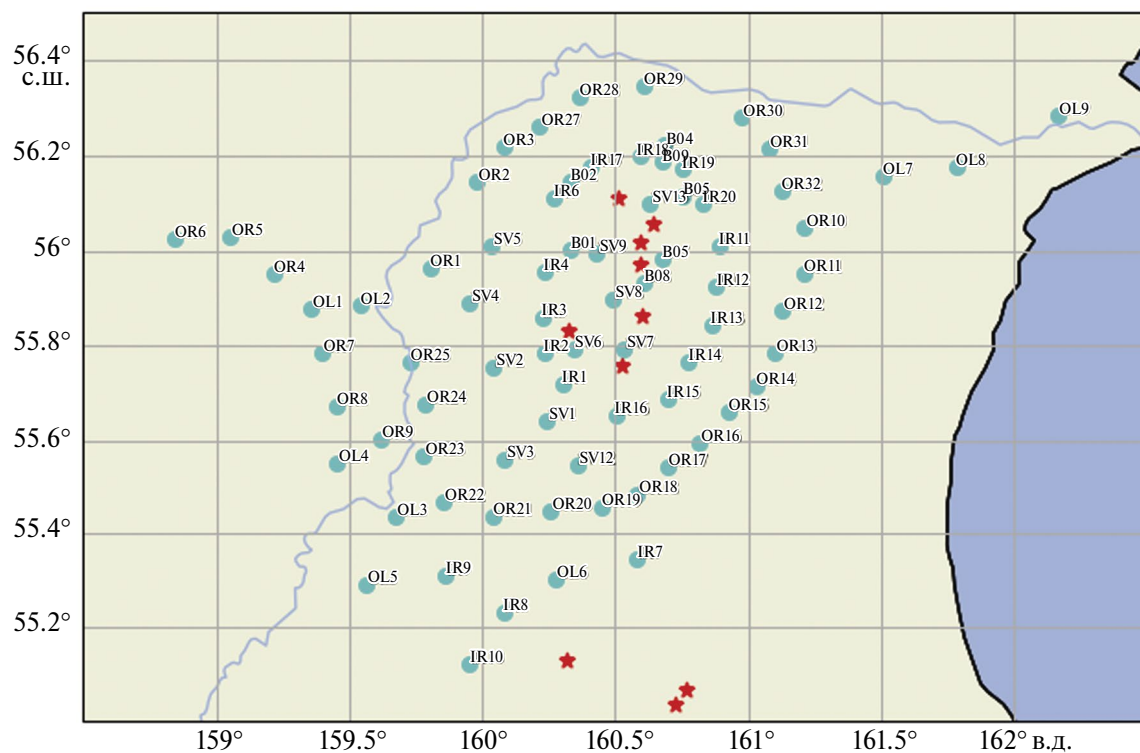


Рис. 1. Карта расположения временных станций эксперимента KISS. Голубые круги – временные станции; красные звезды – вершины вулканов.

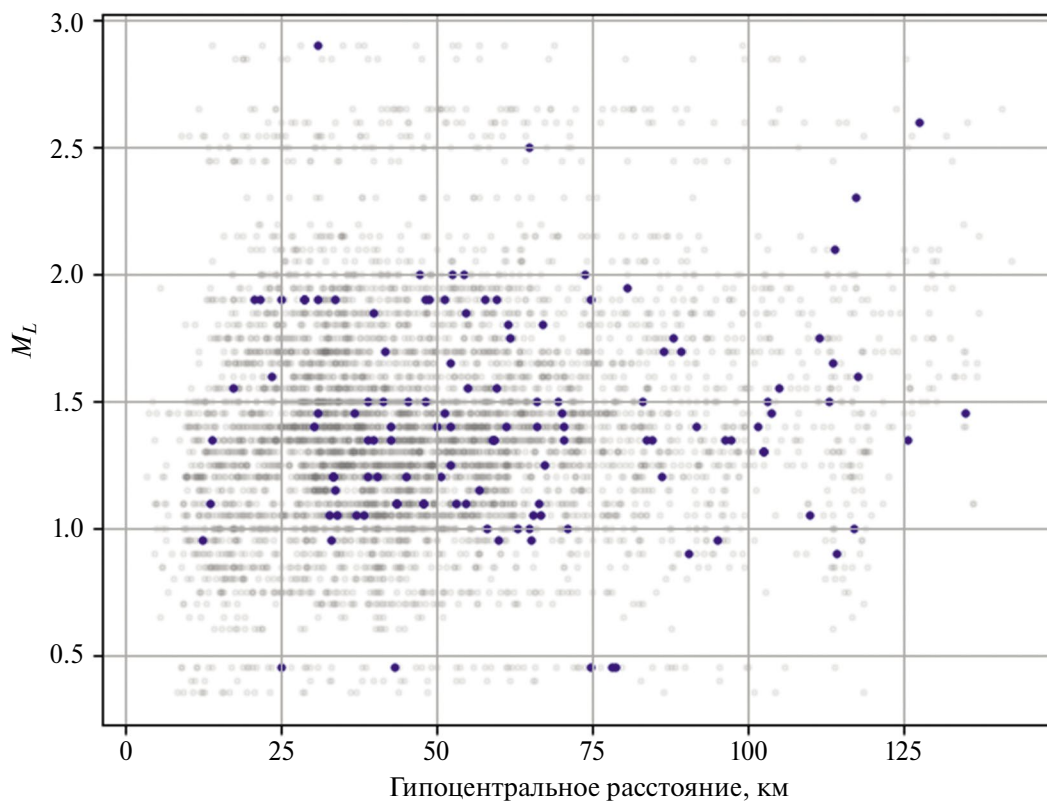


Рис. 2. Распределение записей по локальной магнитуде M_L и гипоцентральному расстоянию. Синим отмечены точки записей с оптимальным отношением сигнал—шум и использующиеся в настоящем исследовании.

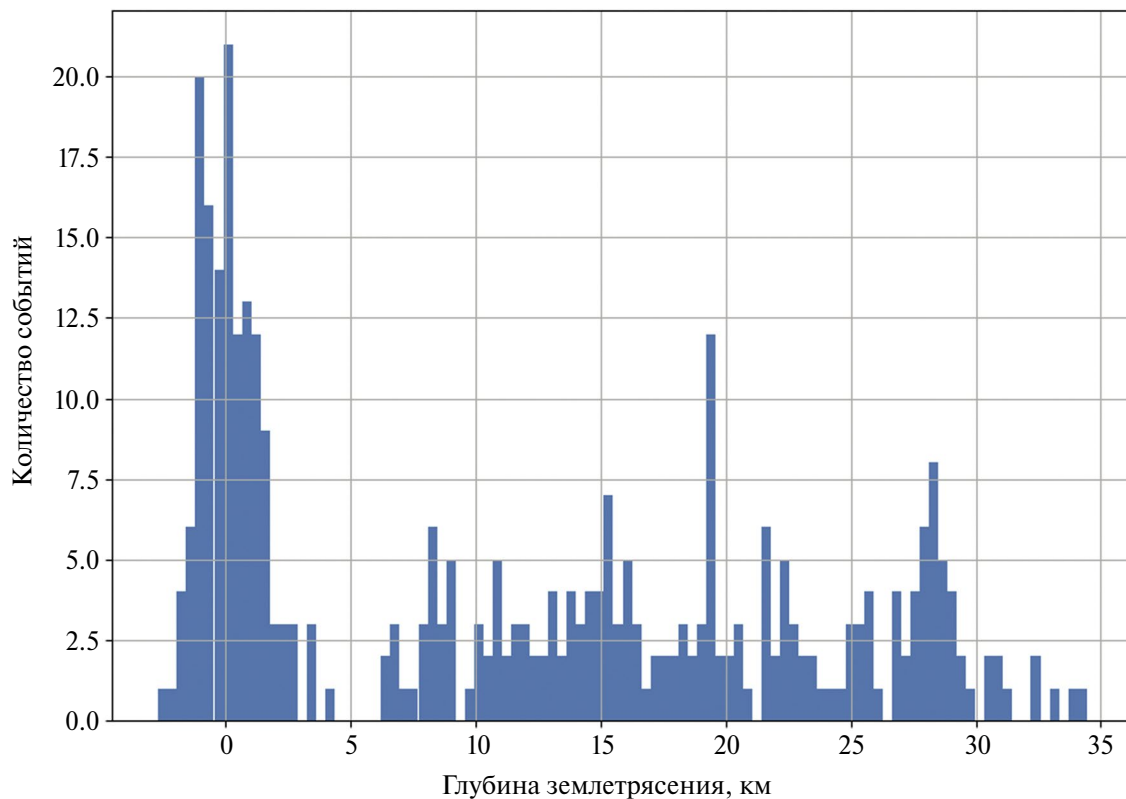


Рис. 3. Гистограмма распределения глубин землетрясений под Ключевской группой вулканов.

где $\sum v_{\text{ДП}}$ и $\sum v_{\text{ВЧ}}$ — суммы значений ДП и ВЧ амплитуд, $n_{\text{ДП}}$ и $n_{\text{ВЧ}}$ — число частот в ДП и ВЧ диапазонах. По полученному значению логарифма можно сделать вывод о типе вулканического землетрясения. Для длиннопериодных землетрясений в качестве нижнего и верхнего пределов эмпирически были выбраны частоты 1 и 3 Гц, соответственно, для высокочастотных землетрясений — 4 и 11 Гц. Из 343 идентифицированных вулканических землетрясений под Ключевской группой вулканов, записанных в рамках эксперимента KISS (рис. 4), выделено 84 длиннопериодных (24%) и 259 высокочастотных (76%) землетрясений.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ–ШУМ

Для исключения из анализа шумных записей проводилась автоматическая оценка отношения сигнала к шуму (SNR), где выбирались два временных отрезка одинаковой длины длительностью 30 с — сигнал, записанный до события, и 30 с, включающие в себя само событие. Для получения оценки сигнал–шум производилось деление средних амплитуд данных

отрезков. В рабочую коллекцию попали записи с оценкой $SNR > 2$. Для определения границы между отрезком с шумом и отрезком с сигналом рассчитывается теоретическое время пробега продольной волны от источника до станции:

$$t = t_0 + \frac{\Delta}{v_p}, \quad (2)$$

где: t_0 — время в очаге (автоматически извлекается из каталога КФ ФИЦ ЕГС РАН); Δ — гипоцентральное расстояние (автоматически рассчитывается по координатам из каталога КФ); v_p — скорость P -волны ($v_p = 4$ км/с).

Для анализа спектральных параметров землетрясений необходимо, чтобы хорошее отношение “сигнал–шум” сохранялось в широком диапазоне частот. Поэтому для таких вулканических землетрясений, записанных в рамках эксперимента KISS, при отборе записей проводилась дополнительная независимая оценка отношения между сигналом и шумом “по площадям” (SNR^*). Такая оценка рассчитывается как разность амплитудных спектров Фурье

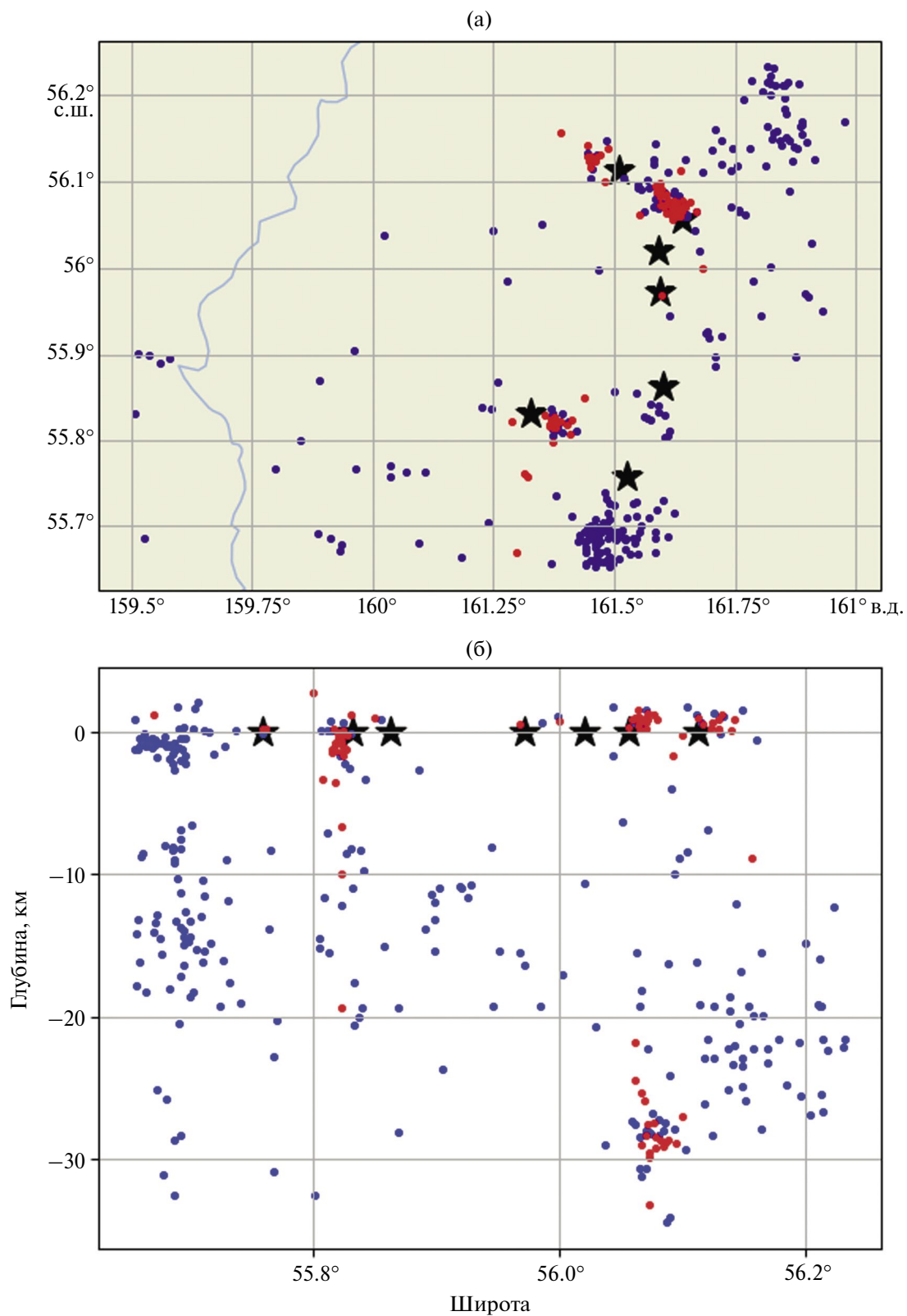


Рис. 4. Карта (а) и разрез (б) с землетрясениями под КГВ, записанными в рамках эксперимента KISS. Синие круги – ВЧ землетрясения; красные круги – ДП землетрясения; черные звезды – вершины вулканов.

сигнала и шума, нормированная на максимальное значение:

$$SNR^* = \int \frac{|S(\omega)|_{\text{сигнал}}}{A_{\max}} - \int \frac{|S(\omega)|_{\text{шум}}}{A_{\max}}, \quad (3)$$

где $|S(\omega)|_{\text{сигнал}}$ и $|S(\omega)|_{\text{шум}}$ — амплитудные спектры Фурье сигнала и шума соответственно, $A_{\max}$ — максимальное значение амплитудного спектра

Фурье. Отметим, что “площади” (SNR^*) далее не только используются для задач выделения наиболее качественных записей, но и сами по себе являются дополнительной спектральной характеристикой отдельных сейсмических событий. Примеры применения оценки отношения между сигналом и шумом “по площадям” представлены на рис. 5.

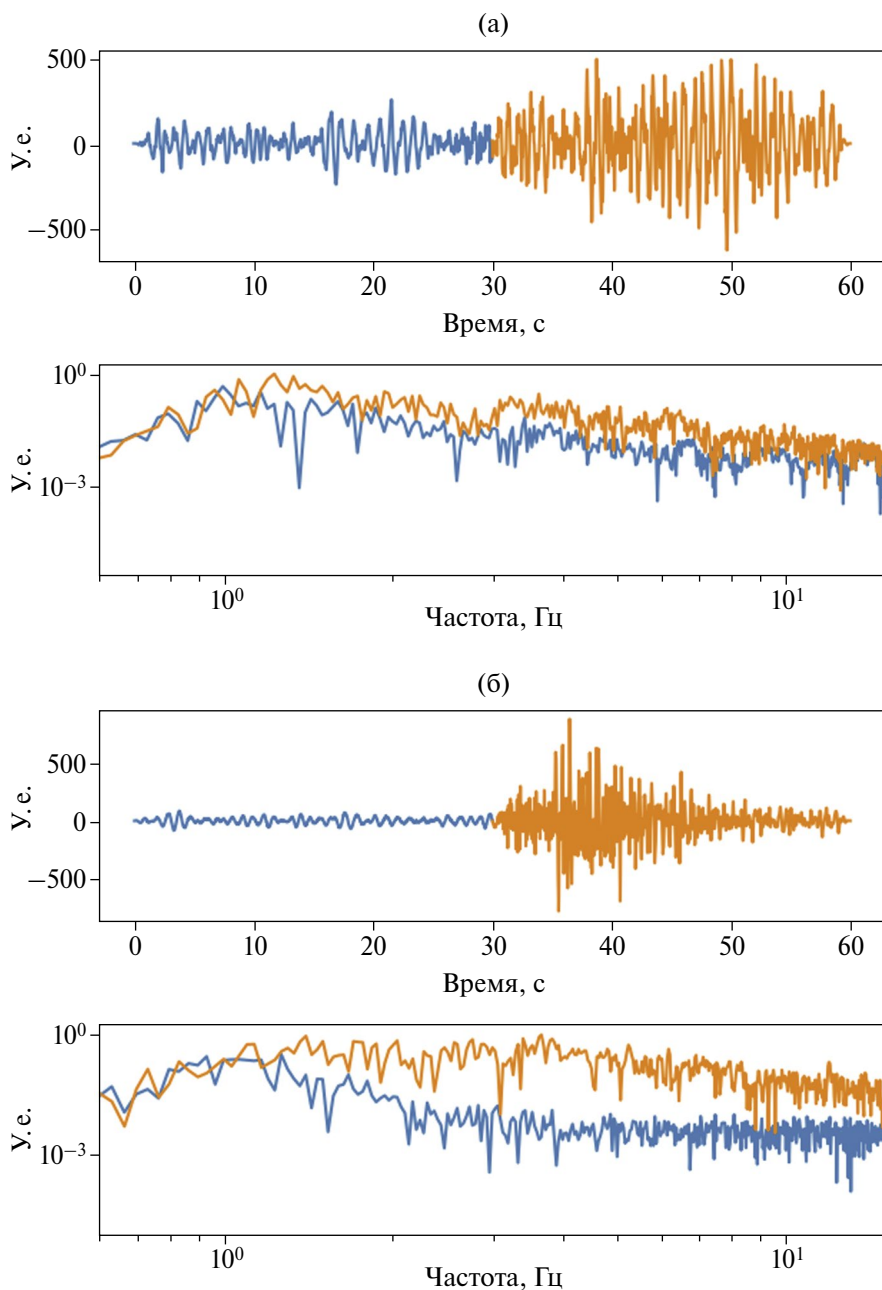


Рис. 5. Записи событий (сверху) и соответствующие им спектры Фурье сигнала и шума (снизу), нормированные на максимальную амплитуду из спектра сигнал/шум. Синий — запись шума; оранжевый — запись события. Для левой записи ВЧ землетрясения: $SNR = 2.7$, $SNR^* = 0.6$; для правой записи ВЧ землетрясения: $SNR = 3.6$, $SNR^* = 3.0$.

Таблица 1. Количество событий с разными значениями отношения сигнал–шум (SNR) и “площадями” (SNR^*)

Оценка	Количество записей, соответствующих данной оценке, шт.	Количество записей, соответствующих данной оценке, %
$SNR \geq 1.5$	337	6.0
$SNR \geq 2$	171	3.1
$SNR^* \geq 1.5$	196	3.5
$SNR^* \geq 2$	122	2.2
Всего:	5637	100

В связи с высоким уровнем шума на временных станциях, а также малыми магнитудами вулканической сейсмичности ($M < 3$), только 3% записей (табл. 1) оказались пригодными для дальнейшего спектрального анализа.

МЕТОД СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ

В классической сейсмологии одним из методов для определения очаговых параметров землетрясений, таких как сейсмический момент и характерные частоты спектра, является метод спектральных отношений [Mayeda et al., 2007; Abercrombie, 2015; Ruhl et al., 2017]. В методе используются записи, полученные на одной и той же станции, от событий, которые расположены максимально близко в пространстве. Для одной и той же пары землетрясений оцениваются несколько отношений, пропорциональных числу регистрирующих станций. Отношения наблюдаемых спектров от выбранной пары близких в пространстве землетрясений сравниваются с теоретическими. Теоретическое отношение спектров мы рассчитывали в рамках модели Бруна [Brune, 1970]:

$$\frac{\dot{M}_1(f)}{\dot{M}_2(f)} = \frac{M_{01}}{M_{02}} \left(\frac{1 + \left(\frac{f}{f_{c2}} \right)^m}{1 + \left(\frac{f}{f_{c1}} \right)^m} \right)^{\frac{1}{\gamma}}, \quad (4)$$

где: $\dot{M}_1$ и $\dot{M}_2$ – амплитудные спектры Фурье сильного и слабого землетрясений соответственно (или производная от временной функции сейсмического момента); f – частота; f_{c1}

и f_{c2} – характерные частоты сильного и слабого землетрясений; M_{01} и M_{02} – сейсмические моменты сильного и слабого землетрясений; n – параметр, который определяет асимптотический наклон правой ветви спектра; γ – константа, которая определяет остроту спектрального угла.

Для обработки из каталога были выбраны 253 пары близко расположенных вулканических землетрясений с оптимальным соотношением сигнал–шум ($SNR > 2$). Отметим, что некоторые землетрясения участвуют в нескольких парах. Для оценки отношений использовались записи диапазона гипоцентральных расстояний 30–80 км. Это, с одной стороны, связано с намерением избежать эффекта ближней зоны, с другой стороны, ограничиться записями высокого качества. Для каждой пары количество участвующих в анализе станций варьировалось от 4 до 30.

На данном этапе пороговым значением была выбрана разница гипоцентральных расстояний не более 2 км, что сопоставимо с погрешностью определения местоположения источника в исследуемом материале. На рис. 6 приведены примеры спектров таких пар, а именно, пара близкорасположенных длиннопериодных (рис. 6а) и высокочастотных (рис. 6б) землетрясений.

Для сопоставления теоретических и наблюдаемых отношений спектров выполнялась аппроксимация по методу наименьших квадратов (МНК) межстанционного среднего спектрального отношения. По записям для каждого события со всех используемых в анализе станций рассчитывались среднее арифметическое и медианное отношение. Затем с помощью МНК оценивался оптимальный набор неизвестных из формулы (4) [M_{01} ; M_{02} ; f_{c1} , f_{c2}] и средняя разность

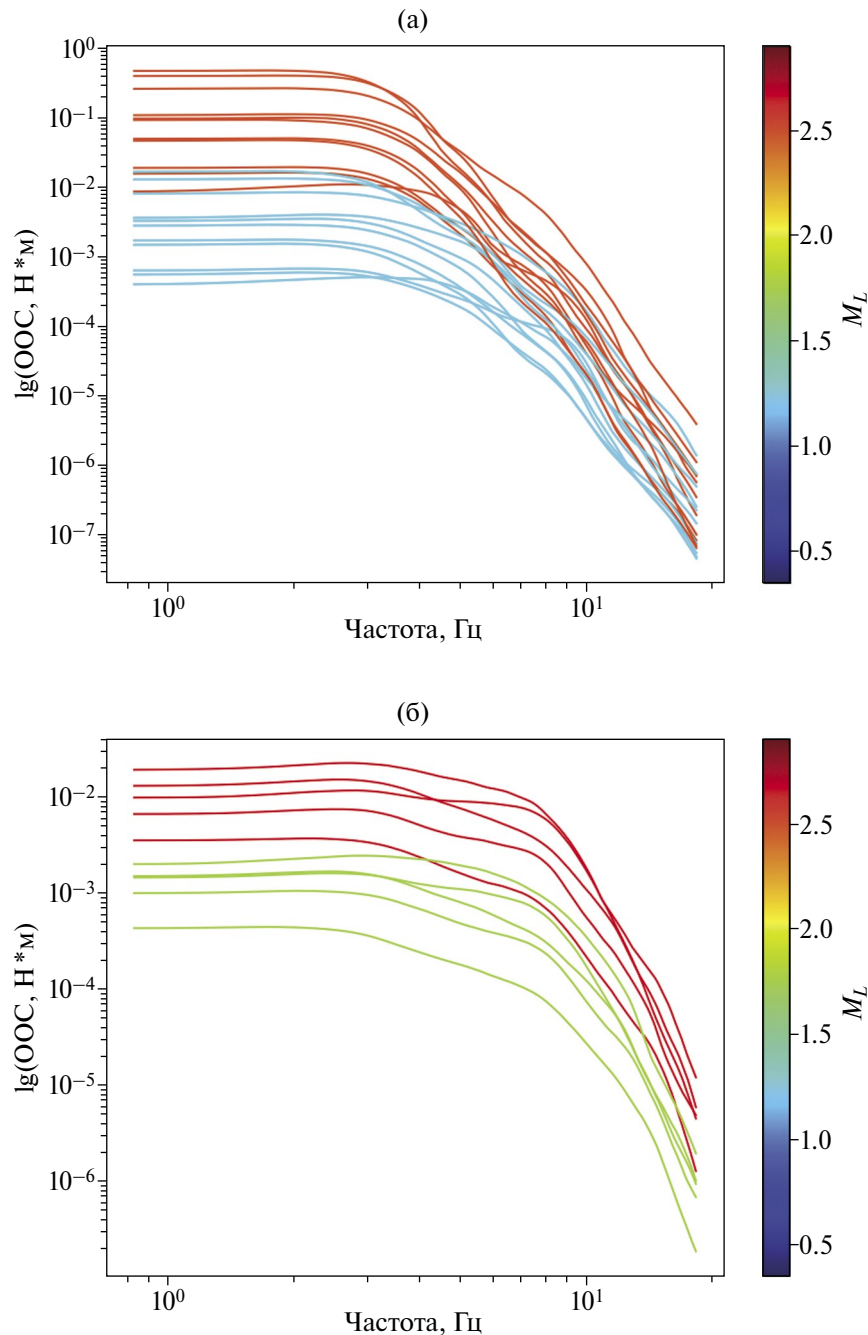


Рис. 6. Очаговые спектры смещений (ОСС) сильного и слабого ДП (а) и ВЧ (б) землетрясений, цвет присваивается автоматически в соответствии со значением магнитуды M_L , которая извлекается из каталога КФ. Параметры ДП землетрясений – 2015.11.28 15:54:05 с $M_L = 2.45$ и 2015.11.28 14:37:21 с $M_L = 1.0$; ВЧ землетрясений – 2015.10.20 17:06:30 с $M_L = 2.65$ и 2015.11.20 12:28:19 с $M_L = 1.6$.

между теоретическим и медианным отношением спектров. На рис. 7 приведены примеры спектральных отношений длиннопериодных (рис. 7а) и высокочастотных (рис. 7б) землетрясений. Таким образом, для 253 пар землетрясений удалось получить 506 наборов оценок для 161 землетрясения (60 ДП и 101 ВЧ), включающих

в себя оценки характерных частот и отношения сейсмических моментов.

Согласно теории метода, спектральные отношения, полученные для пары пространственно близких событий, должны быть идентичными в случае точечного источника. Однако наблюдаемые отношения для одной и той же пары на разных

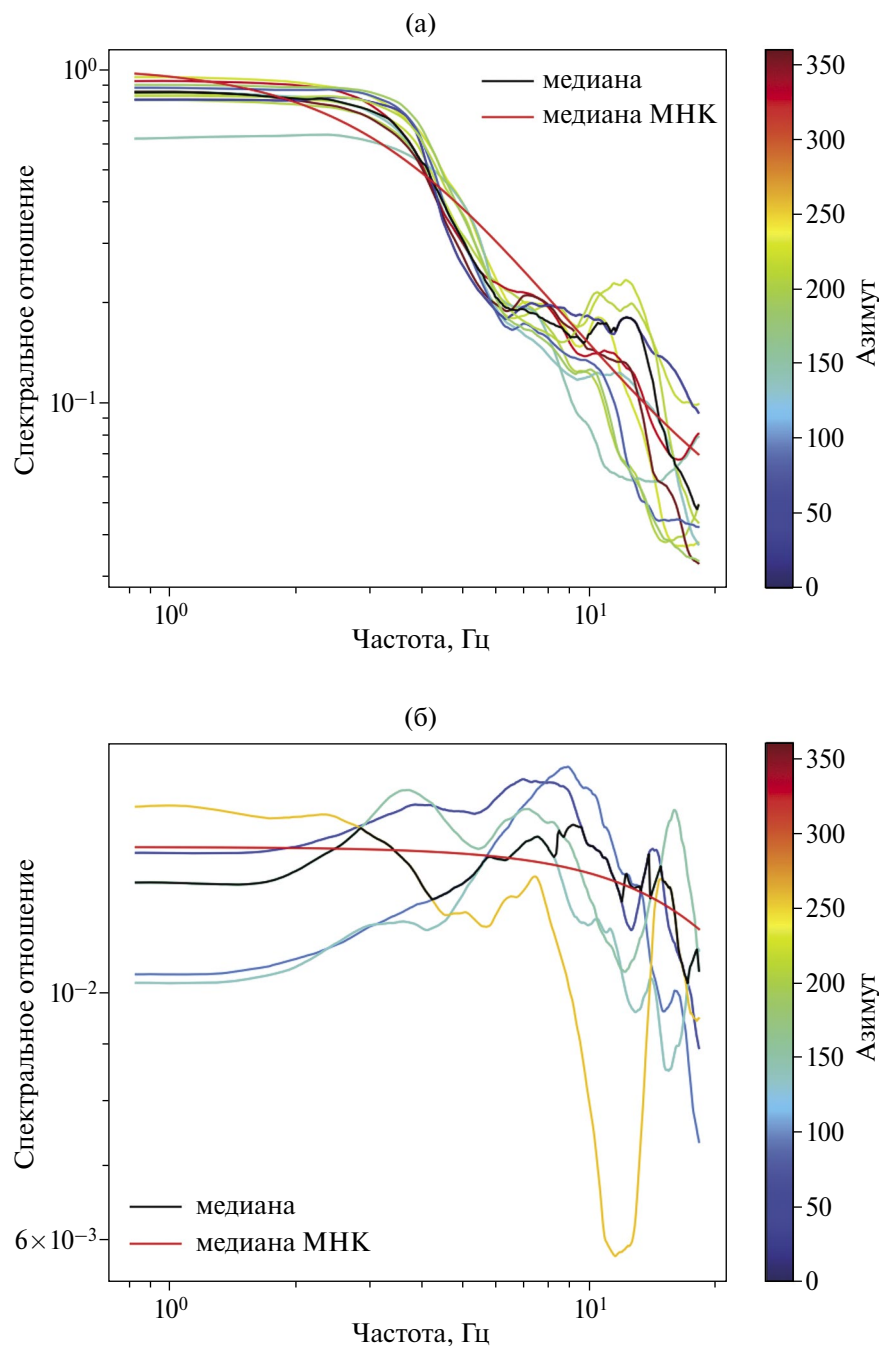


Рис. 7. Спектральные отношения сильного события к слабому для пары ДП (а) и ВЧ (б) землетрясений, спектры которых представлены на рис. 6.

станциях показывают обратную картину, особенно для ВЧ землетрясений (например, рис. 7б), а именно, зависимость от азимута и значимые оценки разброса. Учитывая, что метод спектральных отношений позволяет пренебречь моделью затухания, которая сокращается согласно формуле (4), наблюдаемые расхождения вероятнее всего демонстрируют очаговый вклад в формировании наблюдаемых спектров.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКОГО МОМЕНТА

Альтернативным методом определения сейсмического момента в классической сейсмологии [Гусев и др., 2017; Скоркина, Гусев, 2017] является спектральный метод, основанный на связи между уровнем низкочастотной площадки амплитудного спектра смещений объемных

волн на нулевой частоте и сейсмическим моментом [Keilis-Borok, 1960]:

$$M_0 = \frac{\Omega_0}{R_{\text{эф}}} 4\pi\rho R c^3, \quad (5)$$

где: Ω_0 — уровень низкочастотной площадки спектра смещений объемной волны (в данном случае определяется через преобразование Фурье), приведенного к условиям однородного упругого полупространства; ρ — плотность среды ($\rho = 2325 \text{ кг/м}^3$); R — учитывает геометрическое расхождение в слоистой или сферической модели Земли; c — скорость объемных волн ($c = 4 \text{ км/с}$); $R_{\text{эф}}$ — диаграмма направленности для объемной волны.

Для приведения спектра к условиям однородного упругого полупространства вводилась поправка за геометрическое расхождение вида $1/r$ и за добротность $Q(f)$ (см. табл. 2, согласно работе [Лемзиков, Лемзиков, 2020]).

С помощью сейсмического момента можно оценить моментную магнитуду M_w [Kanamori, 1977]:

$$M_w = \frac{2}{3} (\lg M_0 - 9.1). \quad (6)$$

Для оценки сейсмического момента было выбрано 130 вулканических землетрясений, которые уже участвовали в обработке методом спектральных отношений (рис. 7). Всего получено 82 индивидуальные оценки сейсмических моментов в диапазоне $1.65 \cdot 10^{11} - 2.47 \cdot 10^{12} \text{ Н} \cdot \text{м}$ для ДП землетрясений и $1.05 \cdot 10^{11} - 1.32 \cdot 10^{13} \text{ Н} \cdot \text{м}$ для ВЧ землетрясений. На рис. 8 приведен пример определения уровня низкочастотной площадки очагового спектра смещений для оценки сейсмического момента.

Полученные таким образом оценки сейсмических моментов далее пересчитывались в моментные магнитуды по формуле (6), после чего проводилось их сопоставление с имеющимися

в каталоге КФ оценками региональной магнитуды (рис. 9). Отмечается, что расхождение между оценками разных магнитудных шкал выше для длиннопериодных землетрясений.

На рис. 9 мы также нанесли имеющийся для Камчатки результат соотношения моментной и региональной магнитуд, полученный ранее по выборке с более сильными тектоническими (субдукционными) землетрясениями магнитудного диапазона $M_w = 3-6$ [Абубакиров и др., 2018]. Предложенная зависимость для диапазона 3–6 действительно не описывает соотношение магнитуд в диапазоне 1–2.5, особенно для ДП землетрясений (красным цветом на рис. 9).

ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные в данной работе расхождения между оценками, полученными для ДП и ВЧ землетрясений методом спектральных отношений, а именно, больший разброс от межстанционного среднего очагового спектра для ВЧ землетрясений и более существенная его зависимость от азимута, могут быть объяснены, вероятно, более сложной диаграммой направленности, характерной для таких событий. Однако такое предположение носит предварительный характер и требует проведения дополнительных исследований.

К вопросу расхождения магнитудных соотношений $M_w - M_L$ (полученное в данном исследовании для диапазона магнитуд 1–2.5) и $M_w^* - M_L$ (полученное в работе [Абубакиров и др., 2018] для диапазона магнитуд 3–6) заметим, что причин расхождения может быть несколько. Во-первых, причиной может являться различие в природе очагов субдукционных и вулканических землетрясений. Во-вторых, причина может быть методическая, так как модели затухания, используемые для приведения наблюдаемых спектров к условиям однородного полупространства, существенно различаются.

Таблица 2. Выбранная модель затухания

Частота, Гц	Оценка добротности
0.75	100
1.5	131
3.0	178
6.0	224
12.0	316

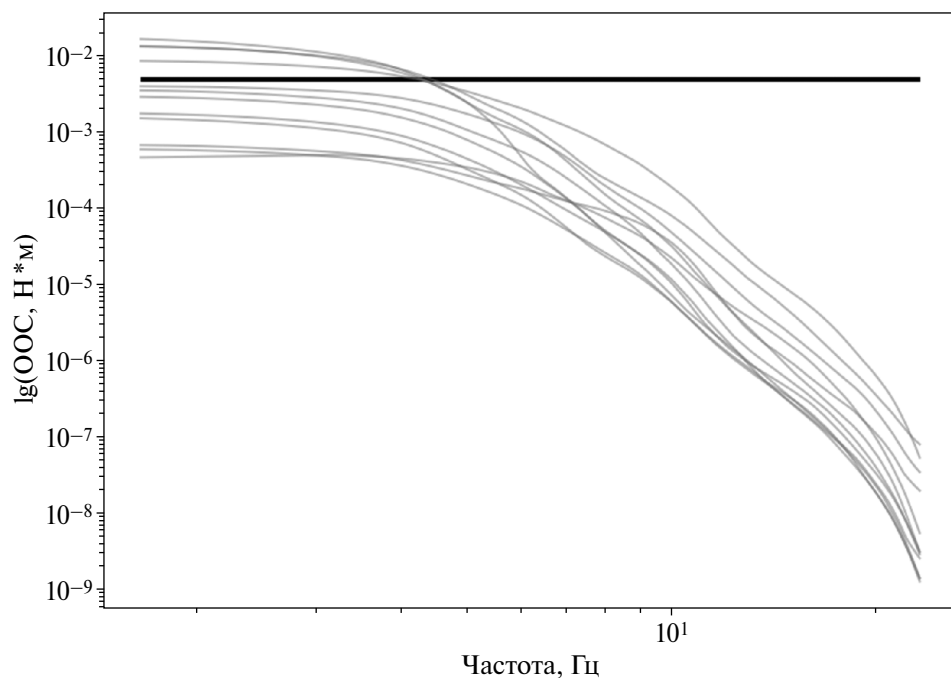


Рис. 8. Индивидуальные станционные спектры смещений (по оси ординат – ОСС или очаговый спектр смещений) для землетрясения 2015.11.28 ($M_w = 2.1$). Прямая линия – уровень площадки межстанционной медианы спектра на низких частотах, по которому определяется сейсмический момент.

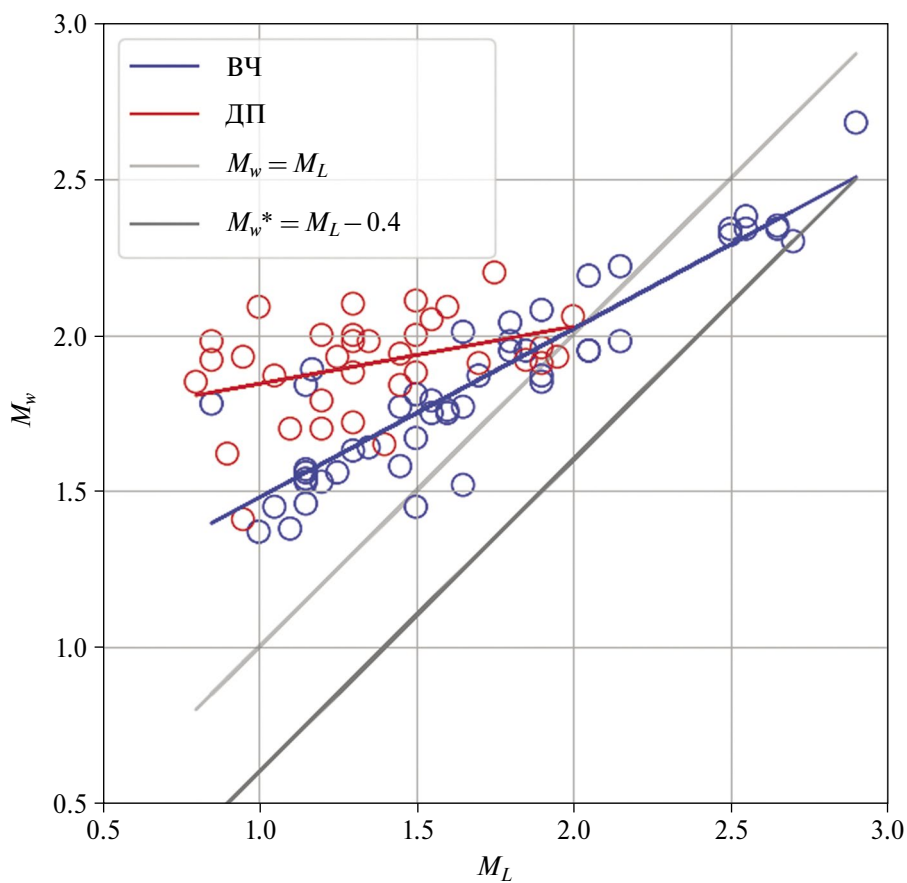


Рис. 9. Зависимость полученных моментных магнитуд M_w от локальной магнитуды M_L для высокочастотных (синие) и длиннопериодных (красные) землетрясений.

Это связано, в том числе, с разным строением земной коры в районе КГВ и вблизи Авачинского залива. Другим различием в модели затухания является отсутствие учета параметра “каппа” $k(f)$ и $k(r)$, импедансной поправки [Скоркина, Гусев, 2017] и станционных поправок [Гусев, Скоркина, 2020] в связи с отсутствием таковых оценок для района КГВ. В-третьих, оценки M_w и M_w^* получены на разных гипоцентральных расстояниях, а именно, 30–80 км и 70–200 км соответственно. Таким образом, несмотря на небольшие очаги (не более 200 м по [Wells, Coppersmith, 1994]) и использование в исследовании достаточно высоких частот (1–15 Гц, что при скорости волн $v_p = 4$ км/с соответствует длинам волн в 0.25–4 км) в первом случае, все-таки существует вероятность наблюдать в полученных результатах эффекты ближней зоны.

ВЫВОДЫ

Впервые по данным эксперимента KISS для Ключевской группы вулканов выполнен спектральный анализ и получены такие дополнительные параметры, как ширина спектра (SNR^*), сейсмический момент и моментная магнитуда.

Методом спектрального отношения показано, что для ВЧ землетрясений наблюдается более ярко выраженная зависимость формы очагового спектра от азимута, чем для ДП землетрясений.

Полученное в этой работе соотношение моментной и локальной магнитуд для диапазона $M_w = 1–3$ различается для ВЧ и ДП землетрясений. Более того, полученные соотношения различаются с соотношением, полученным ранее для диапазона $M_w = 3–6$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абубакиров И.Р., Гусев А.А., Гусева Е.М., Павлов В.М., Скоркина А.А. Массовое определение моментных магнитуд M_w и установление связи $M_w - M_L$ для камчатских субдукционных землетрясений // Физика Земли. 2018. № 1. С. 158–172.
- Гусев А.А., Скоркина А.А. Эмпирические спектральные характеристики среды вблизи сейсмических станций сильных движений Камчатки // Геология и геофизика. 2020. Т. 61. № 2. С. 275–287.
- Гусев А.А., Скоркина А.А., Чебров Д.В. Очаговые спектральные параметры землетрясений Восточной Камчатки диапазона $M_w = 3–6$ по данным поперечных волн // Вестник КРАУНЦ. Науки о Земле. 2017. № 3. Вып. 35. С. 36–49.
- Кириухин А.В., Бергаль-Кувикас О.В., Лемзиков М.В., Журавлев Н.Б. Магматическая система Ключевского вулкана по сейсмическим данным и их геомеханической интерпретации // Записки горного института. 2023. № 263. С. 698–714.
- Лемзиков В.К., Лемзиков М.В. Оценки поглощения энергии сейсмических волн на близких расстояниях от вулкана Кизимен (Камчатка) // Вулканология и сейсмология. 2020. № 4. С. 3–12.
- Молокова А.П. Идентификация типов вулканических землетрясений под Ключевской группой вулканов на Камчатке. Бакалаврский диплом. МГУ, Москва. 2022 г. 55 с.
- Сенюков С.Л., Дроздин Д.В., Дроздина С.Я., Шапиро Н.М., Нуждина И.Н., Кожевникова Т.Ю., Соболевская О.В., Назарова З.А., Должикова А.Н., Толокнова С.Л., Карпенко Е.А. Каталог землетрясений по данным сети KISS в 2015–2016 гг. Проблемы комплексного геофизического мониторинга сейсмоактивных регионов. 2021. С. 216–220.
- Скоркина А.А., Гусев А.А. Определение набора характерных частот очаговых спектров для субдукционных землетрясений Авачинского залива (Камчатка) // Геология и геофизика. 2017. Т. 58. № 7. С. 1057–1068.
- Федотов С.А. Магматические питающие системы и механизм извержений вулканов. М.: Наука. 2006. 455 с.
- Черкашин Р.И., Бергаль-Кувикас О.В., Чугаев А.В., Ларионова Ю.О., Биндеман И.Н., Хомчановский А.Л., Плутахина Е.Ю. Условия генерации и источники магм вершинного и побочного извержений вулкана Ключевской в 2020–2021 гг.: изотопно-геохимические (Sr-Nd-Pb-O) данные // Петрология. 2023. Т. 31. С. 264–280.
- Шапиро Н.М., Гордеев Е.И., Абкадыров И.Ф., Кулаков И.Ю., Яковлев А.В. Широкомасштабный полевой сейсмологический эксперимент для изучения Ключевской группы вулканов // Вестник ДВО РАН. 2017. № 1 (191). С. 75–78.
- Шебалин П.Н., Гвишиани А.Д., Дзобоев Б.А., Скоркина А.А. Почему необходимы новые подходы к оценке сейсмической опасности? // Докл. РАН. 2022. Т. 507. № 1. С. 91–97.
- Abercrombie R.E. Investigating uncertainties in empirical Green's function analysis of earthquake source parameters // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2015. V. 120. № 6. P. 4263–4277.
- Aso N., Tsai V.C. Cooling magma model for deep volcanic long-period earthquakes // Journal of Geophysical Research. 2014. V. 119. P. 8442–8456.
- Bergal-Kuvikas O., Nakagawa M., Kuritani T., Muravyev Y., Malik N., Klimenko E., Amma-Miyasaka M., Matsumoto A., Shimada S. A petrological and geochemical study on time-series samples from Klyuchevskoy volcano, Kamchatka arc // Contributions to Mineralogy and Petrology. 2017. V. 172. P. 1–16.
- Bergal-Kuvikas O.V., Chugaev A.V., Larionova Y.O., Cherkashin R.I., Nuzhdaev I.A., Muravyev Y.D. Major, Trace Element and Sr–Nd–Pb Isotopic Geochemistry of Gorshkov Vent (18.02–21.03.2021), Klyuchevskoy Volcano (Kamchatka, Russia): Restarting a New Cycle of Volcanic

- Activity? // *Geochemistry International*. 2023. V. 61. № 3. P. 302–309.
- Brune J.N. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes // *Journal of Geophysical Research*. 1970. V. 75. № 26. P. 4997–5009.
- Chouet B.A., Matoza R.S. A multi-decadal view of seismic methods for detecting precursors of magma movement and eruption // *Journal of Volcanology and Geothermal Research*. 2013. V. 252. P. 108–175.
- Kanamori H. The energy release in great earthquakes // *Journal of Geophysical Research*. 1977. V. 82. № 20. P. 2981–2987.
- Keilis-Borok V.I. Investigation of the Mechanism of Earthquakes. Soviet Research in Geophysics (English translation). 1960. V. 4. № 29. 201 p.
- Kettlety T., Kendall J. M., Roman D.C. Self-similarity of seismic moment release to volume change scaling for volcanoes: a comparison with injection-induced seismicity // *Geophysical Research Letters*. 2022. V. 49. № 23. e2022GL099369.
- Koulakov I., Shapiro N., Sens-Schönfelder C., Luehr B., Gordeev E., Jakovlev A., Abkadyrov I., Chebrov D., Bushenkova N., Droznina S., Senyukov S., Novgorodova A., Stupina T. Mantle and crustal sources of magmatic activity of Klyuchevskoy and surrounding volcanoes in Kamchatka inferred from earthquake tomography // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 2020. V. 125. № 10. e2020JB020097.
- Mayeda K., Malagnini L., Walter W. A new spectral ratio method using narrow band coda envelopes: Evidence for non-self-similarity in the Hector Mine sequence // *Geophysical Research Letters*. 2007. V. 34. № 11. L11303.
- McNutt S.R., Roman D.C. Volcanic seismicity. The Encyclopedia of Volcanoes. 2015. P. 1011–1034.
- Melnik O., Lyakhovsky V., Shapiro N., Galina N., Bergal-Kuvikas, O. Degassing of volatile reach basaltic magmas: source of deep long period volcanic earthquakes // *Nature Communication*. 2020. V. 11. № 1. P. 3918.
- Ruhl C.J., Abercrombie R.E., Smith K.D. Spatiotemporal variation of stress drop during the 2008 Mogul, Nevada, earthquake swarm // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 2017. V. 122. № 10. P. 8163–8180.
- Sarao A., Moratto L., Giampiccolo E., Cocina O. Moment magnitude for earthquakes in the Etna volcano area // *Geophysical Journal International*. 2023. V. 234. № 3. P. 2519–2533.
- Shapiro N. M., Droznin D.V., Droznina S.Ya., Senyukov S.L., Gusev A.A., Gordeev E.I. Deep and shallow long-period volcanic seismicity linked by fluid-pressure transfer // *Nature Geoscience*. 2017. V. 10. № 6. P. 442–445.
- Wells D.L., Coppersmith K.J. New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement // *Bulletin of the Seismological Society of America*. 1994. V. 84. № 4. P. 974–1002.

Spectral Characteristics for Earthquakes of Klyuchevskoy Group of Volcanoes

A. P. Molokova^{a,b,*}, A. A. Skorkina^b, and V. B. Smirnov^{a,c}

^aPhysics Faculty, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^bInstitute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

^cSchmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

*e-mail: molokova.ap18@physics.msu.ru

Received February 27, 2024

revised April 11, 2024

accepted April 27, 2024

Abstract – The Klyuchevskoy group of volcanoes is a unique research object, also from a seismological point of view. Classical high-frequency and long-period earthquakes of varying depths are being observed here, and the installation of temporary stations as part of the KISS project has made it possible to apply new methods to classify the observed seismicity. Two methods for determining seismic moments are used in the study. The spectral ratio method is used for the first time, which makes it possible to estimate the seismic moments of source spectra for the magnitude range $M_w = 1–3$. An independent assessment of seismic moments is also performed using a spectral method based on the level of low-frequency plateau of the amplitude displacement spectrum of body waves, and relation with the local magnitude is studied.

Keywords: volcanic seismicity, spectral ratio method, Klyuchevskoy group of volcanoes, seismic moment, moment magnitude

УДК 550.34

НОВЫЕ МОДЕЛИ СКОРОСТНОГО СТРОЕНИЯ ЛИТОСФЕРЫ КОЛЬСКОГО РЕГИОНА ПО СЕЙСМИЧЕСКИМ ДАННЫМ

© 2024 г. А. Г. Гоев¹, *, А. И. Филиппова²

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

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

*E-mail: goev@idg.ras.ru

Поступила в редакцию 15.02.2024 г.

После доработки 17.03.2024 г.

Принята к публикации 27.04.2024 г.

В работе представлены результаты исследования скоростного строения земной коры и верхней мантии центральной и Арктической частей Кольского региона методами функций приемника и поверхностно-волновой томографии. Выявлена существенная гетерогенность верхней мантии изучаемого региона. Показано увеличение мощности земной коры с севера на юг от значений около 33 км в Мурманском блоке до величины 40 км в Беломорском блоке. В пределах Кольского и Беломорского блока выявлен слой пониженных скоростей поперечных волн на глубинах около 90–140 км, вероятно, маркирующий средне-литосферную неоднородность (*mid-lithospheric discontinuity*, MLD). Этот слой не выявлен под Мурманским блоком. На полученных двумерных картах распределения скоростей поперечных волн на глубинах вплоть до 500 км не выявляется субширотная зональность, прослеживаемая в тектоническом строении Кольского региона.

Ключевые слова: Арктика, Кольский регион, функции приемника, поверхностно-волновая томография, поперечные волны, верхняя мантия, MLD.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060103>, **EDN:** RFZNZL

ВВЕДЕНИЕ

Фенноскандинавский щит представляет собой хорошо экспонированный обширный участок докембрийского фундамента земной коры. При этом обращает на себя внимание существенный разброс возрастов слагающих его пород — от 0.9–1.2 млрд лет в западной части до 1.8–2.0 млрд лет в центральной и пород архейского возраста в его северо-восточной части, представляющей собой Кольский регион [Слабунов и др., 2006; Daly et al., 2006]. С тектонической точки зрения Кольский регион состоит из трех основных тектонических элементов — Мурманского, Кольского и Беломорского мегаблоков (Кольский и Беломорский блоки, совместно с более мелкими Умбинско-Терским и Стрельнинским террейнами объединяются в Лапландско-Кольский ороген [Hjelt et al., 1996]). Мегаблоки различаются глубинным строением, характером геологического развития и геологической историей, а также металлогенией.

Строение литосферы и подстилающей части верхней мантии Кольского региона с приемлемым горизонтальным разрешением известно, преимущественно, на основе анализа данных всего двух глубинных профилей — профиля ГСЗ “Кварц” [Павленкова, Павленкова, 2008] и профиля 1-ЕВ [Золотов и др., 2000]. Метод функций приемника до недавнего времени был применен всего однажды [Dricker et al., 1996]. Особняком стоят работы, проведенные в Печенгском районе Кольского региона, где был проведен уникальный эксперимент сверхглубоко бурения СГ-3 и отработано множество профилей МОВЗ и ГСЗ, вскрывших подкоровую часть мантии [Кольская ..., 1998]. Однако и в этом районе детальные сейсмологические исследования по существу остановились в 2000-х годах. Обзор результатов вышеупомянутых работ по изучению литосферы Фенноскандинавского щита, включая рассматриваемую нами территорию, приведен в работе [Шаров, Лебедев, 2022].

Многочисленные глобальные поверхностно-волновые модели, например, широко используемая в мире модель (см. работу [Schaeffer, Lebedev, 2013]), как и результаты региональных поверхностно-волновых реконструкций [Levshin et al., 2001; 2007; Lebedev et al., 2017; Seredkina, 2019], для Кольского региона имеют довольно сглаженное горизонтальное разрешение. Несколько лучшей разрешающей способностью характеризуются результаты работы [Филиппова, Соловей, 2022] (см. далее). Однако в ней строятся лишь распределения групповых скоростей поверхностных волн на отдельных периодах, что затрудняет привязку выявленных скоростных неоднородностей к конкретным глубинам.

Целью представленной работы является сравнительный анализ крупнейших тектонических элементов Кольского региона на основе локальных глубинных скоростных моделей, полученных методом функций приемника по данным станций новой площадной широкополосной сейсмической сети (рис. 1). Однако одномерные модели не всегда эффективны при решении задач локальной тектоники, которые часто требуют анализа, по крайней мере, двумерных результатов. По этой причине для повышения надежности полученных оценок, а также для расширения и углубления знаний о строении земной коры и верхней мантии северных районов Фенноскандинавского щита было проведено дополнительное исследование на основе данных поверхностных волн, позволяющее получить трехмерную модель строения региона, пусть и характеризующуюся по сравнению с локальными скоростными моделями существенной степенью осреднения.

МЕТОДЫ

Метод функций приемника

Одной из наиболее распространенных и эффективно применяемых методик для определения глубинных скоростных моделей является метод функций приемника (*RF*). Методика основывается на анализе обменных и кратных волн, формирующихся на контрастных сейсмических границах в районе мест установки сейсмических станций. Для этого анализируются сейсмограммы телесейсмических событий, зарегистрированные широкополосными сейсмическими станциями. Методика подразделяется на две составляющие по типам анализируемых обменных волн — *PRF* (обменные волны *P-S*) и *SRF* (обменные волны *S-P*). Подробно методика описана в многочисленных работах

(например, [Винник, 2019] и ссылки в ней), так что ограничимся кратким описание основных аспектов.

Сейсмические события отбираются в соответствии с эпицентрными расстояниями. Для *PRF* источники возбуждений должны находиться в диапазоне расстояний 40–100° от приемников, для *SRF* — 65–100°. Такие удаления обеспечивают, с одной стороны, достаточную глубину проникновения сейсмических волн для исследования верхней мантии и границ зоны фазовых переходов, а с другой — позволяют избежать “зоны тени”. Для получения параметров анализируемых событий (времени в очаге, глубины и координат) использовался каталог GCMT (Global Centroid Moment Tensor Catalog) [Dziewonski et al., 1981; Ekstrom et al., 2012]. Также эмпирически установлено, что события с магнитудой M_w менее 5.5 чрезвычайно редко пригодны для обработки и потому не использовались. Для дальнейшего анализа отбирались события с импульсной формой колебания первой падающей волны (*P* для *PRF* и *S* для *SRF*) и высоким (более 3) отношением сигнал/шум. Для получения индивидуальных функций приемника к отобранным событиям применялся набор стандартных процедур, включающий в себя переход в лучевую систему координат, деконволюцию и частотную фильтрацию. На последнем этапе индивидуальные *PRF* и *SRF* суммируются для подавления нерегулярных помех. Причем *PRF* проводятся к одному параметру луча, составляющему 6.4 с/град чтобы нивелировать разброс в значениях параметров луча индивидуальных записей, а *SRF* суммируются с учетом весовых коэффициентов за уровень шума и отклонения поляризации данной падающей *S*-волны от плоскости *P-SV*. Метод вычисления коэффициентов подробно описан в работе [Farra, Vinnik, 2000].

Для восстановления скоростных разрезов использовалась совместная инверсия *PRF* и *SRF* в предположении латеральной однородности и изотропности Земли непосредственно под станций. Модель состояла из тринадцати слоев, свободными параметрами являлись: скорости поперечных волн, отношение скоростей продольной и поперечных волн, а также мощность каждого слоя. Плотность задавалась по скорости продольной волны в соответствии с соотношением Берча [Birch, 1961]. Для стабилизации инверсии, скорости на глубине 300 км фиксировались на значениях согласно референтной модели IASP91 [Kennett, Engdahl, 1991]. Синтетические функции приемника вычислялись с использованием матричного алгоритма Томсона–Хаскелла [Haskell, 1962].

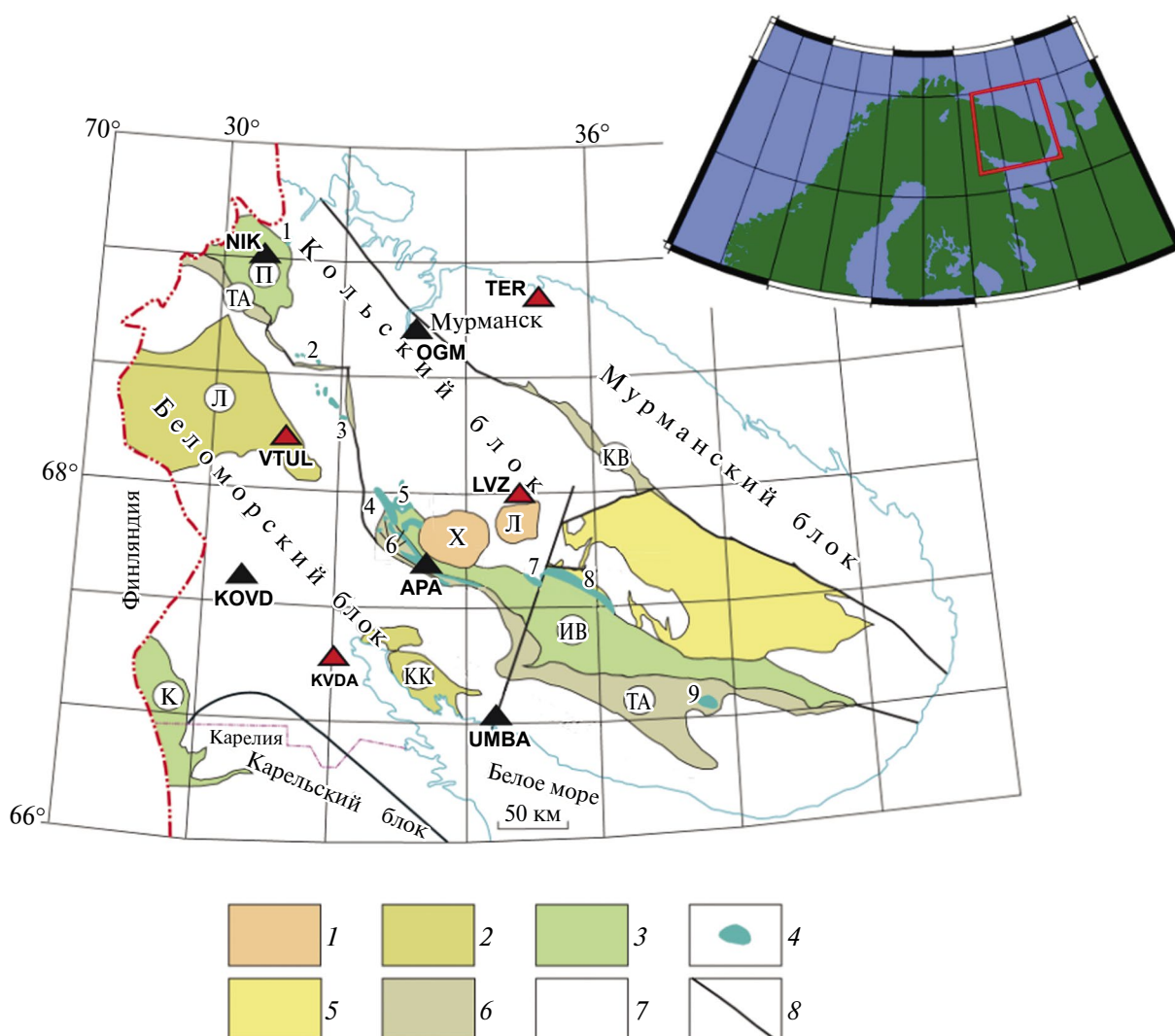


Рис. 1. Основные тектонические элементы Кольского полуострова по работе [Daly et al., 2006]. 1 – палеозойские плутоны нефелиновых щелочных сиенитов и фойдолитов: Хибинский (Х), Ловозерский (Л); 2 – гранулитовые пояса: Лапландский (Л), Кандалакшско-Колвицкий (КК); 3 – палеопротерозойские рифтогенные структуры (Печенгская (П), Имандра-Варзугская (ИВ) и Куолярвинская (К)); 4 – расслоенные базитультрабазитовые интрузии с возрастом около 2.45–2.52 млрд лет: г. Генеральская (1), Солозеро (2), Улитаозерская (3), Мончетундровская (4), Мончеплутон (5), Имандровский комплекс (6), Федорова тундра (7), Панские тундры (8), Песочная (9); 5 – неоархейская Кейвская структура с щелочными гранитами в ее обрамлении; 6 – неоархейские зеленокаменные пояса: Колмозеро-Воронинский (КВ), Терско-Аллареченский (ТА); 7 – архейские метаморфические и ультраметаморфические образования; 8 – разрывные нарушения. Треугольниками показаны места установки широкополосных сейсмических станций в Кольском регионе. Коды станций соответствуют табл. 1. Красным выделены станции, данные которых использованы в представленной работе. На врезке приведена карта Фенноскандинавского щита, красным прямоугольником показан регион исследования.

Восстановление скоростных разрезов выполнено методом, описанным в работе [Алешин, 2021]. Кратко процедура инверсии выглядит так – было сгенерировано по 100 000 случайных пробных моделей для каждой станции, каждая из этих моделей служила начальным приближением в процедуре оптимизации по алгоритму Левенберга–Марквардта [Press et al., 2007]. Из совокупности полученных

в результате минимизации моделей отбирались те, которые описывали наблюдения с заданной точностью. Окончательная выборка составила порядка 1% от всего набора моделей. Совокупность медианных значений определяемых параметров на заданной глубине для всего диапазона глубин рассматривалась как искомая скоростная модель.

Метод поверхностно-волновой томографии

Восстановление скоростной структуры S -волн используемым нами методом поверхностно-волновой томографии осуществляется в два этапа [Яновская, 2015]. На первом этапе осуществляется картирование групповых или фазовых скоростей поверхностных волн на отдельных периодах (оценка локальной скорости поверхностной волны в точке) по данным о средних скоростях поверхностных волн вдоль трасс, пересекающих исследуемый регион в различных направлениях. В общем случае для этого применяется метод двумерной томографии для случая сферической поверхности [Yanovskaya, Kozhevnikov, 2003; Яновская, 2015], основанный на формализме Бэкуса–Гильберта [Backus, Gilbert, 1968]. В методе используется приближение слабой горизонтальной неоднородности [Woodhouse, 1974] и считается, что поверхностная волна распространяется вдоль дуги большого круга.

На втором этапе проводится восстановление одномерного скоростного разреза S -волн по локальным дисперсионным кривым, полученным на предыдущем этапе. Учитывая, что используемые нами в качестве исходных данных (см. далее) дисперсионные кривые групповых скоростей волн Рэлея были построены в диапазоне периодов 10–250 с, скоростные разрезы рассчитывались до глубины 500 км [Ritzwoller, Levshin, 1998; Яновская, 2015]. Расчет параметров моделей среды, удовлетворяющих локальным дисперсионным кривым, осуществлялся с помощью минимизации невязок между теоретическими и экспериментальными значениями групповых скоростей методом сопряженных градиентов [Яновская, 2015].

В качестве исходной была принята модель среды с двумя плоскопараллельными слоями коры и 11 слоями мантии с линейным изменением скорости с глубиной на полупространстве. Варьируемыми параметрами служили скорости S -волн в слоях коры и на границах слоев мантии и мощности слоев коры. Зависимость между скоростями S -волн, P -волн и плотностью принималась аналогичной модели PREM [Dziewonski, Anderson, 1981]. Начальные значения скоростей в слоях коры и ее начальная общая мощность задавались в соответствии с моделью EUNaseis [Artemieva, Thybo, 2013]. Начальные значения скоростей на границах слоев мантии задавались в соответствии с моделью PREM. Ранее было показано, что используемая нами процедура инверсии

скоростных разрезов S -волн является устойчивой относительно выбора начальной модели среды [Seredkina, 2019].

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Для получения информации о локальном глубинном строении конкретного региона, а также для применения актуальных сейсмологических методов, ключевую роль играет наличие площадной широкополосной сейсмической сети. К настоящему моменту сеть сейсмических станций в Кольском регионе состоит из девяти пунктов наблюдения. Расположение сейсмических станций, а также основные тектонические элементы, слагающие Кольский регион, приведены на рис. 1. Видно, что сейсмическая сеть равномерно распределена по территории и покрывает западную и центральную части Кольского региона. Основные характеристики регистрирующего оборудования приведены в таблице. Таким образом, конфигурация сейсмической сети, а также ее приборная оснащенность, позволяют выявить возможные закономерности в глубинном строении различных сегментов изучаемой области на основе современных сейсмологических методов.

Для решения задач сравнительного анализа глубинного строения мегаблоков, слагающих Кольский регион (Мурманского, Кольского и Беломорского) были использованы данные четырех широкополосных станций – TER, LVZ, VTUL и KVDA. Выбор именно этих станций обусловлен, в первую очередь, длительным временем их работы что обеспечивает представительный набор сейсмического материала. Исключением является станция VTUL, по которой удалось накопить только минимально допустимый, для построения скоростной модели приемлемого качества, объем данных. Однако, т.к. модель по данным этой станции удалось построить, было принято решение включить ее в анализ. Также две из четырех станций расположены вдали от очагов протерозойского или палеозойского магматизма, который может оказать существенное влияние на получаемые модели, не позволив охарактеризовать строение мегаблоков. Станция LVZ расположена в непосредственной близости от палеозойского плутона Ловозеро, однако за 32 года непрерывной регистрации, на ней накоплен огромный банк данных, что позволило разделить сейсмические записи таким образом, чтобы охарактеризовать строение именно Кольского мегаблока, а не палеозойской щелочной Ловозерской интрузии.

Основные характеристики объединенной сейсмической сети Кольского региона

Название станции	Код станции	Широта, °N	Долгота, °E	Частотный диапазон, Гц	Начало работы в формате мм.гггг
Никель	NIK	69.24	30.13	0.03–50	06.2020
Верхне-Тулумский	VTUL	68.35	31.45	0.03–50	06.2021
Териберка	TER	69.20	35.10	0.03–50	12.2013
Ловозеро	LVZ	67.89	34.65	0.002–10	11.1992
Апатиты	APA	67.56	33.40	0.01–50	02.1991
Ковда	KVDA	66.69	32.87	0.03–100	07.2018
Умба	UMBA	66.67	34.34	0.03–100	05.2021
Ковдор	KVDR	67.56	30.47	0.008–100	12.2021
Огни Мурманска	OGM	68.93	33.14	0.03–100	10.2022

С учетом взаимного расположения станции LVZ и интрузии, события селектировались в соответствии с их бэказимутами (направлениями от станции на источник) таким образом, чтобы лучи от отобранных событий не проходили через Ловозерский плутон. Более подробно этот вопрос разобран в работе [Адушкин, Гоев, 2023].

В результате обработки сейсмограмм телесейсмических событий по методу функций приемника для решения обратной задачи и получения глубинных скоростных разрезов было отобрано 75 индивидуальных *PRF* и 54 индивидуальных *SRF* по данным станции TER, 62 *PRF* и 35 *SRF* по данным станции KVDA, 116 *PRF* и 223 *SRF* по данным станции LVZ и 43 *PRF* и 35 *SRF* по данным станции VTUL.

В качестве исходного материала для построения трехмерной модели распределения скоростей *S*-волн в коре и мантии Кольского региона использовались карты распределений групповых скоростей волн Рэлея в диапазоне периодов 10–250 с [Филиппова, Соловей, 2022], построенные с помощью метода поверхностно-волновой томографии для случая сферической поверхности [Yanovskaya, Kozhevnikov, 2003; Яновская, 2015]. Карты основаны на данных о дисперсии групповых скоростей фундаментальной моды волн Рэлея для 2751 трассы эпицентр–станция, часть из которых (1194 трасс) была получена непосредственно для рассматриваемого региона в работе [Филиппова, Соловей, 2022], а другая часть (1557 трасс) представляет собой выборку дисперсионных кривых для всей

Арктики [Середкина, 2019]. Примеры используемых карт на отдельных периодах приведены на рис. 2.

Горизонтальное разрешение используемых карт оценивалось путем вычисления эффективного радиуса осреднения [Yanovskaya, Kozhevnikov, 2003], значения которого для рассматриваемой территории составляют 350–450 км [Филиппова, Соловей, 2022]. Такая разрешающая способность выше, чем у имеющихся в данный момент поверхностно-волновых моделей для всей Арктики [Levshin et al., 2001; Lebedev et al., 2017; Середкина, 2019; Seredkina, 2019], на периодах 20–40 с она близка к разрешению модели BARMOD [Levshin et al., 2007], а с увеличением периода — превосходит ее благодаря использованию почти в 2 раза большего количества сейсмических трасс.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные в результате инверсии данных функций приемника скоростные модели земной коры и верхней мантии Мурманского (данные станции TER), Кольского (данные станции LVZ) и Беломорского (данные станций VTUL и KVDA) блоков приведены на рис. 3. Обращает на себя внимание существенное отличие в строении верхней мантии Мурманского блока (TER на рис. 3) от схожих между собой моделей Кольского (LVZ на рис. 3) и Беломорского блоков (KVDA и VTUL на рис. 3). Если в модели среды для Мурманского блока скорости *S*-волн демонстрируют градиентный рост от глубины

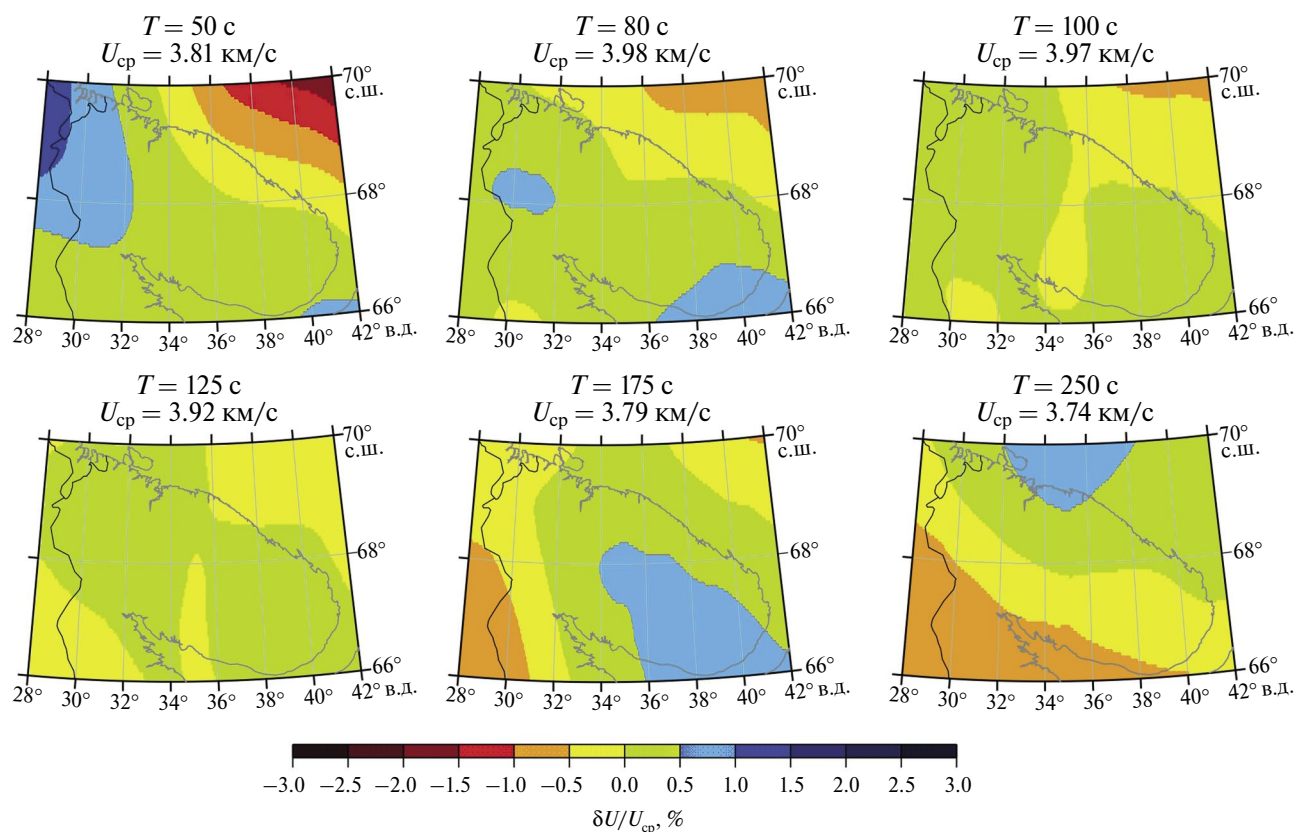


Рис. 2. Вариации групповых скоростей волн Рэлея относительно средних значений ($\Delta U/U_{cp}$, %) согласно [Филиппова, Соловей, 2022]. Над каждой картой указаны соответствующие значения периодов (T , с) и средних скоростей (U_{cp} , км/с).

около 60 км, с достижением стандартных мантийных скоростей на глубине около 80 км и дальнейшим увеличением значений до 150 км, то по моделям для станций Кольского и Беломорского блоков выделяется слой относительно пониженных скоростей на глубинах около 90–140 км, а для модели станции VTUL—90–120 км.

Строение земной коры различно для всех трех анализируемых структур. Для моделей TER и LVZ (Мурманский и Кольский блоки) она может быть представлена тремя слоями, тогда как для KVDA (Беломорский блок) — четырьмя. Переход кора—мантия выделяется единым разделом, однако глубины залегания отличаются от 33 км по модели станции TER, до 38 км по модели LVZ и около 39–40 км по моделям для станций VTUL и KVDA. Выделяется существенное отличие модели строения земной коры по данным станции VTUL от других разрезов. В частности, не прослеживается выраженной блоковой структуры, характерной для других моделей. Это обстоятельство может быть объяснено как особенностями среды в окрестности установки станции, так

и недостаточным накоплением данных. Пункт регистрации открыт гораздо позднее других станций в регионе и работает немногим более 2 лет (см. таблицу). Такой промежуток времени является минимальным пределом для получения устойчивой скоростной модели методом *RF*. С продолжением регистрации решение для этой станции будет уточнено.

Основные особенности распределения *S*-волн в мантии под рассматриваемой территорией, полученные по данным поверхностных волн, представлены на рис. 4 и сводятся к следующему. На глубине 50 км минимумы скоростей наблюдаются на востоке Кольского полуострова и под Карельским блоком. Северо-западная часть полуострова и смежные с ней территории Баренцева моря характеризуются повышенными значениями скоростей *S*-волн. На глубинах 80–100 км характер распределения скоростей *S*-волн существенно меняется. Так, максимум скоростей на этих глубинах приурочен к востоку Кольского полуострова, причем с увеличением глубины он распространяется на более широкую территорию и становится более выраженным по интенсивности.

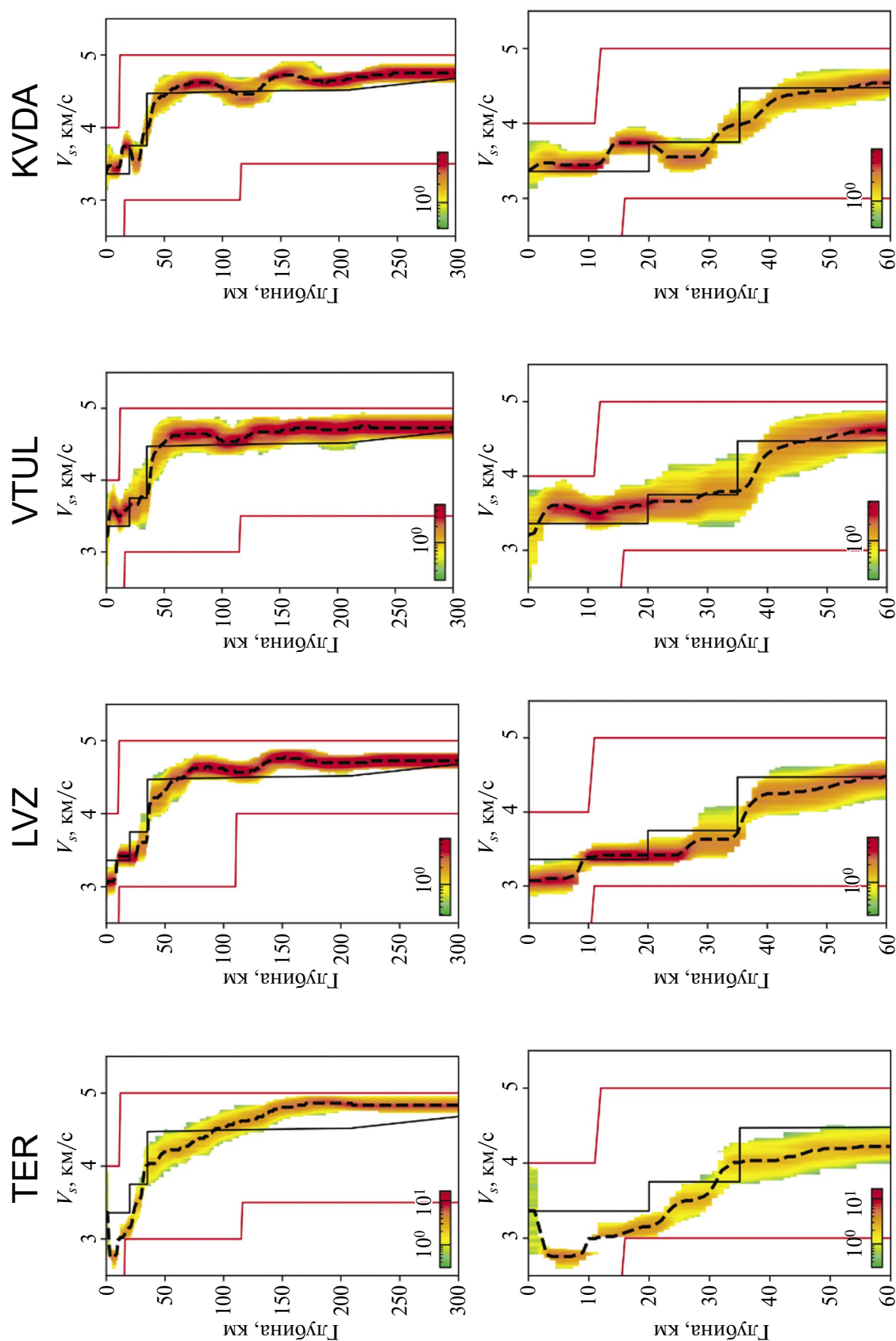


Рис. 3. Модели распределения значений скоростей поперечных волн (V_s , км/с) до глубин около 300 км (верхняя панель) и отдельно земной коры и верхней части верхней мантии до глубины 60 км (нижняя панель) для станций, расположенных в Мурманском блоке (TER), Кольском блоке (LVZ) и Беломорском блоке (VTUL и KVDA). Расположение станций см. на рис. 1. Цветами показаны поля ступенчатых минимизированных индивидуальных начальных моделей. Пунктирными линиями показаны итоговые медианные модели. Красные линии обозначают границы формирования случайных начальных моделей. Черные линии представляют референтную модель IASP91.

На глубинах 150–250 км минимальные скорости S -волн наблюдаются под Карельским и Беломорским блоками. Кольский и Мурманский блок по значениям скоростей в этом интервале глубин различаются лишь на глубине 200 км, на которой более высокие скорости приурочены к Мурманскому блоку. Отметим, что в целом для литосферы региона в интервале глубин ~ 120 –180 км характерно понижение скоростей S -волн. В диапазоне глубин 300–400 км под исследуемым регионом прослеживается увеличение скоростей в восточном направлении. С увеличением глубины до 500 км, напротив, скорости S -волн уменьшаются с запада на восток.

Для удобства сравнения структуры верхней мантии в районе сейсмических станций, для которых был выполнен анализ методом приемных функций (рис. 3), приведем скоростные разрезы S -волн, рассчитанные по локальным дисперсионным кривым групповых скоростей волн Рэлея в ближайших к станциям точках (рис. 5). Из рис. 5 видно, во-первых, что верхняя мантия под всеми станциями характеризуется высокими значениями скоростей S -волн ($V_s > 4.5$ км/с). Во-вторых, одномерные скоростные разрезы под станциями LVZ, KVDA и VTUL (Кольский и Беломорский блоки) близки между собой по значениям скоростей и характеру изменения скорости с глубиной, в то время как разрез под станцией TER (Мурманский блок) существенно от них отличается. Так, под LVZ, KVDA и VTUL на глубинах примерно от 100 до 200 км прослеживается слой относительно пониженных скоростей (на 0.06–0.08 км/с), а под станцией TER наблюдается лишь слабая тенденция к понижению скоростей (на 0.02–0.03 км/с) на этих глубинах. Принимая во внимание, что погрешности определения дисперсионных кривых групповых скоростей волн Рэлея на периодах 20–200 с составляют 0.02–0.03 км/с [Филиппова, Соловей, 2022], погрешность вычислений скоростного разреза S -волн в мантии до глубины ~ 300 км может достигать до 0.04 км/с. Таким образом, под станцией TER слой пониженных скоростей в литосфере не выделяется, в отличие от станций LVZ, KVDA и VTUL.

ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные оценки скоростей в верхней мантии Кольского региона выявляют существенную гетерогенность в строении территории. Так, в моделях, полученных на основе метода функций приемника, выделяется слой относительно пониженных скоростей в верхней мантии

по данным станций LVZ, VTUL и KVDA, расположенных в Кольском и Беломорском блоках, и не выделяется в модели по станции TER в Мурманском блоке (рис. 3). Выявленные особенности строения верхней мантии подтверждаются одномерными скоростными разрезами, полученными по данным поверхностных волн (рис. 5). При этом несколько более глубокое положение обсуждаемого слоя на этих разрезах и его большая мощность относительно RF -моделей, вероятно, являются следствием не только их сглаженности по горизонтали, но и более низкой разрешающей способности по вертикали. Так, при их построении мощности слоев верхней мантии принимались равными 30 км, что соответствует минимальному вертикальному размеру неоднородностей, которые возможно выделить с помощью поверхностно-волновой томографии [Priestley et al., 2006].

Выявленный слой пониженных скоростей, по всей видимости, является средне-литосферной неоднородностью (*mid-lithosphere discontinuity*, MLD), впервые обнаруженной по данным ГСЗ, в том числе на Фенноскандинавском щите [Thybo, Perchuc, 1997], и затем выявленной практически под всеми кратонами [Fu et al., 2022]. В пользу такой интерпретации говорит относительно малая глубина залегания этого слоя (90–140 км), что не позволяет связать его с астеносферным слоем [Artemieva, 2009], а также характерная для MLD мощность около 50 км. При этом тот факт, что MLD не определяется под Мурманским блоком по данным станции TER может свидетельствовать о его формировании в рамках Кольского блока в период до объединения Мурманского и Кольского блоков, оцениваемого в диапазоне возрастов 2.76–2.66 млрд лет назад [Минц и др., 2010]. Однако нельзя исключать также и локальные эффекты, связанные с установкой сейсмической станции. Для более уверенной интерпретации желательно подтверждение модели Мурманского блока по данным еще хотя бы одной сейсмической станции.

Мощность земной коры в изучаемой области демонстрирует тенденцию к увеличению с севера на юг от значений 33 км в районе побережья Баренцева моря до величины около 40 км на Беломорском побережье. В целом, представленные оценки не противоречат известным ранее результатам [Шаров, Лебедев, 2022]. При этом необходимо отметить, что значения мощности земной коры для северной части Мурманского блока, оцениваемые нами в 33 км, ниже оценок, приводимых другими авторами. Так, в разрезе

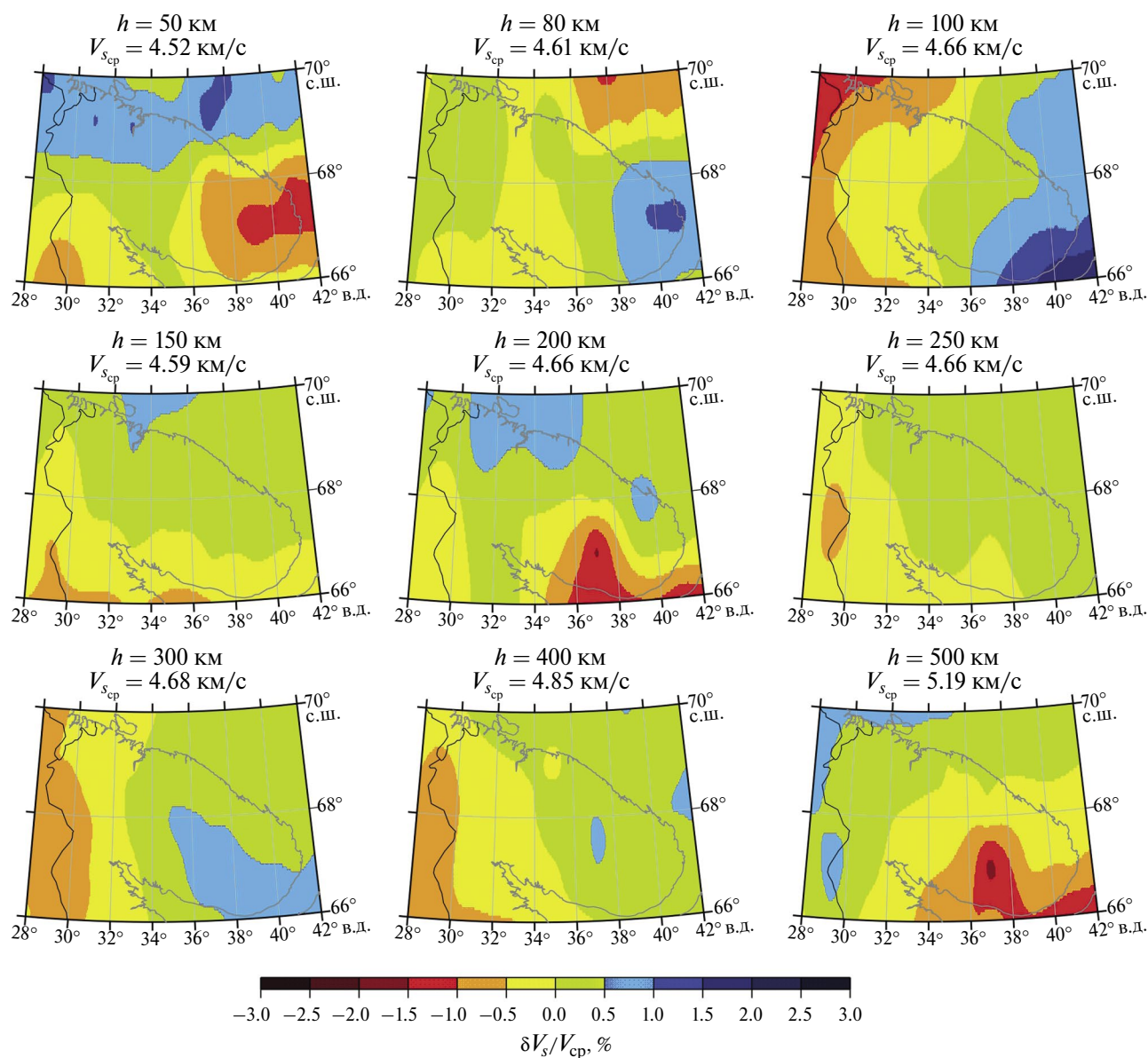


Рис. 4. Вариации скоростей S -волн относительно средних значений на отдельных глубинах ($\Delta V_s/V_{ср}$, %). Над каждой картой указаны соответствующие значения глубин (h , км) и средних скоростей ($V_{ср}$, км/с).

МОВЗ Мурманск–Хибины [Сейсмогеологическая..., 1998] практически на всем протяжении профиля мощность коры указывается равной 42 км с поднятием границы Мохо под Хибинским массивом до глубины 38 км, что точно совпадает с нашей оценкой мощности коры Кольского блока по данным станции LVZ. При этом необходимо отметить, что в цитируемой работе определяется сейсмическая граница на глубине 33 км в северной части профиля. В целом, несмотря на то что оценка мощности коры в 33 км для северной части Мурманского блока выглядит несколько заниженной, для

окончательного выяснения этого вопроса необходимы дополнительные исследования.

Приведенные нами площадные оценки распределения скоростей S -волн, полученные на основе анализа данных поверхностных волн, в крупномасштабных деталях также демонстрируют хорошее согласие с полученными ранее поверхностно-волновыми моделями строения мантии. Так, высокие скорости в верхней мантии Баренцева моря, мощность коры для которого не превышает 40 км [Artemieva, Thybo, 2013], согласуются с высказанным ранее предположением об ее экологитовом составе [Артюшков

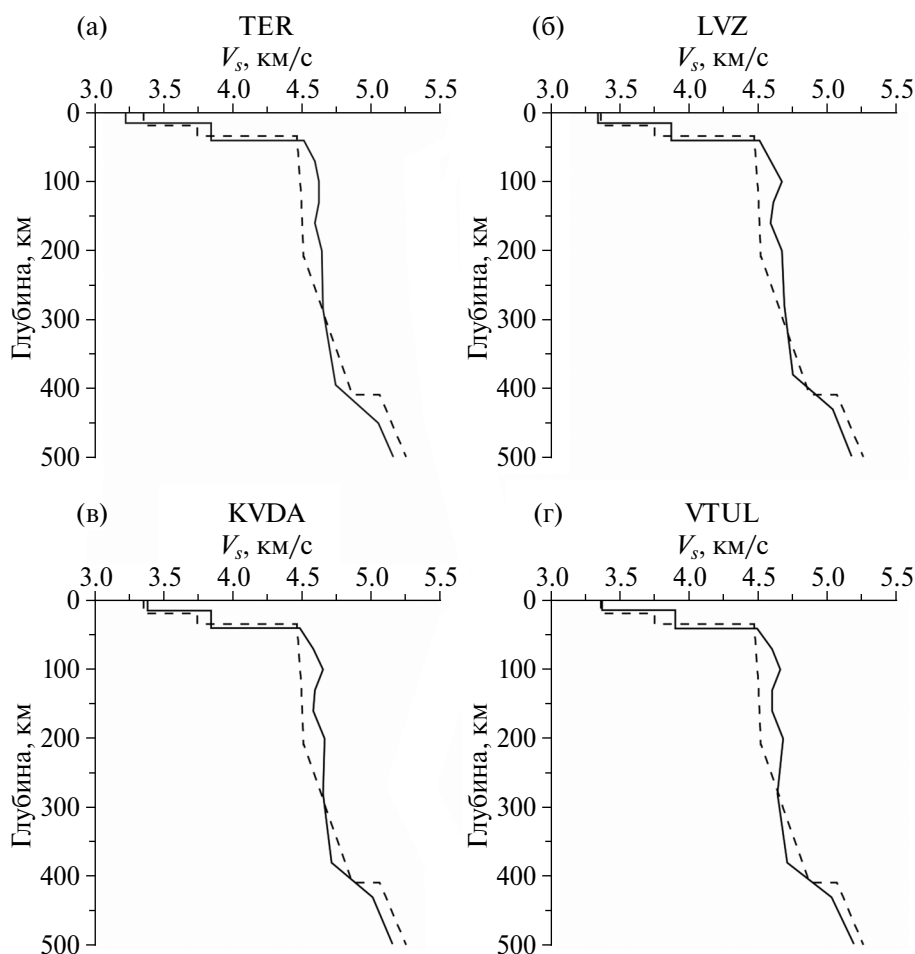


Рис. 5. Одномерные скоростные разрезы S -волн, полученные по данным поверхностных волн, в окрестности анализируемых сейсмических станций (рис. 1). Пунктиром показана модель IASP91.

и др., 2014; Kaban et al., 2016]. На глубине 100 км в пределах рассматриваемого региона хорошо прослеживается плавное увеличение скоростей с запада на восток, что не противоречит моделям из работ [Lebedev et al., 2017; Seredkina, 2019]. Выявленные особенности вариаций скоростей S -волн на этих глубинах также характерны и для распределения P -волн, полученного по данным объемных волн [Яковлев и др., 2012].

Полученные карты распределения скоростей на всех представленных глубинах (рис. 4) не выявляют субширотной зональности, прослеживаемой в тектоническом строении Кольского региона [Мудрук и др., 2013]. Напротив, из них следует, что скорости в верхней мантии под рассматриваемым регионом по горизонтали наиболее сильно изменяются в направлении восток–запад. В пользу того, что такая особенность изменения скоростей не является артефактом, связанным с недостаточным

горизонтальным разрешением результатов поверхностно-волновой томографии, свидетельствует схожий характер вариаций термической мощности литосферы под Кольским регионом, полученный на основе гравиметрических данных в работе [Artemieva, 2019]. Так, мощность термической литосферы, согласно этой модели, уменьшается в восточном направлении и не имеет субширотной зональности (рис. 6). Отсутствие субширотной зональности также проявляется в распределениях поверхностного теплового потока [Глазнев, 2003] и глубины залегания нижней границы магнитоактивного слоя литосферы [Филиппова, Филиппов, 2023; Lu et al., 2022] с учетом погрешностей ее определения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены новые данные о глубинном скоростном строении центральной и Арктической частей Кольского региона, полученные

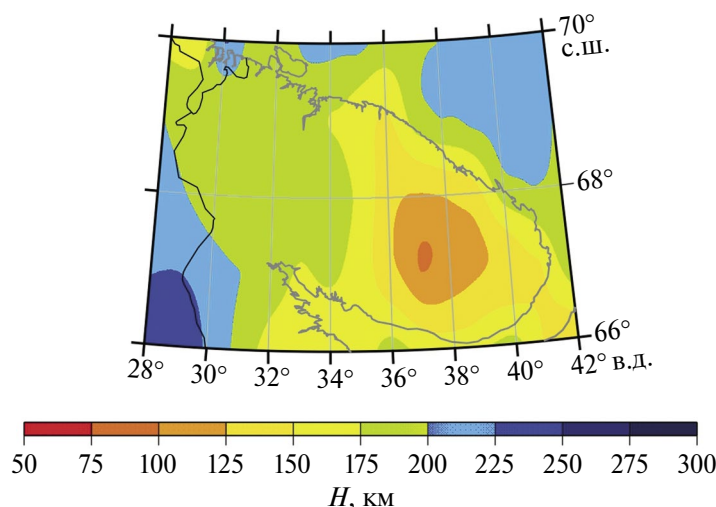


Рис. 6. Термическая мощность литосферы (H , км) по работе [Artemieva, 2019].

на основе использования методов функций приемника и поверхностно-волновой томографии. Отдельное внимание уделено сравнительному анализу строения литосферы и подлитосферной мантии трех основных тектонических блоков, составляющих Кольский регион — Мурманского, Кольского и Беломорского.

Исследования методом функций приемника выявили существенную гетерогенность литосферы изучаемой территории. Так, в верхней мантии Кольского и Беломорского блоков выявляется слой относительно пониженных скоростей S -волн на глубинах 90–140 км, интерпретированный как MLD, который не выявляется под Мурманским блоком. Показано увеличение мощности земной коры от побережья Баренцева моря до Белого моря от значений в 33 км до величины 40 км. Выявленные особенности строения верхней мантии для районов установки использованных в работе сейсмических станций подтверждаются также данными поверхностно-волновой томографии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в соответствии с темами НИР № 122040400015-5 и № 121122000271-3.

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”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Гоев А.Г. Следы плюмовых процессов в современном скоростном строении литосферы Хибинно-Ловозерского тектонического узла // Докл. РАН. Науки о Земле. 2023. Т. 513. № 1. С. 106–111. DOI: 10.31857/S2686739723601527
- Алешин И.М. Построение решения обратной задачи по ансамблю моделей на примере инверсии приемных функций // Докл. РАН. Науки о Земле. Т. 496. № 1. 2021. С. 63–66. DOI: 10.31857/S2686739721010047
- Артюшков Е.В., Беляев Е.В., Казанин Г.С., Павлов С.П., Чехович П.А., Шкарубо С.И. Механизмы образования сверхглубоких прогибов: Северо-Баренцевская впадина. Перспективы нефтегазоносности // Геология и Геофизика. 2014. Т. 55. № 5–6. С. 821–846. DOI:10.15372/GiG20140508
- Винник Л.П. Сейсмология приемных функций // Физика Земли. 2019. № 1. С. 16–27. DOI: 10.31857/S0002333720191162-27
- Глазнев Н.В. Комплексные геофизические модели литосферы Фенноскандии. Апатиты: КаЭМ. 2003. 244 с.
- Золотов Е.Е., Костюченко С.Л., Ракитов В.А. Неоднородности верхней мантии Балтийского щита по данным сейсмической томографии // Разведка и охрана недр. 2000. № 2. С. 27–29.
- Кольская сверхглубокая: научные результаты и опыт исследования / В.П. Орлов, Н.П. Лаверов (отв. ред.). М. 1998. 260 с.
- Минц М.В., Сулейманов А.К., Бабаянц П.С., Белоусова Е.А., Блох Ю.И., Богина М.М., Буш В.А., Докукина К.А., Заможняя Н.Г., Злобин В.Л., Каулина Т.В., Конилов А.Н., Михайлов В.О., Натапов Л.М., Пийп В.Б., Ступак В.М., Тихоцкий С.А., Трусов А.А., Филиппова И.Б., Шур Д.Ю. Глубинное строение, эволюция и полезные ископаемые раннедокембрийского фундамента Восточно-Европейской платформы: интерпретация материалов по

- опорному профилю 1-ЕВ, профилям 4В и ТАТСЕЙС, 2 т. + 1 папка-комплект цветных приложений. М.: Геокарт. ГЕОС. 2010. Т. 1. 408 с. Т. 2. 400 с.
- Мудрук С.В., Балаганский В.В., Горбунов И.А., Раевский А.Б. Альпинотипная тектоника в палеопротерозойском Лапландско-Кольском орогене // Геотектоника. 2013. № 4. С. 13–30. DOI:10.7868/80016853X1304005X
- Павленкова Г.А., Павленкова Н.И. Результаты совместной обработки данных ядерных и химических взрывов по сверхдлинному профилю “Кварц” (Мурманск–Кызыл) // Физика Земли. 2008. № 4. С. 62–73.
- Сейсмогеологическая модель литосферы Северной Европы. Ч. 1 / Ф.П. Митрофанов, Н.В. Шаров (ред.). Апатиты: КНЦ РАН. 1998. 237 с.
- Середкина А.И. Поверхностно-волновая томография Арктики // Физика Земли. 2019. № 3. С. 439–450. DOI:10.31857/S0002-33372019358-70
- Слабунов А.И., Лобач-Жученко С.Б., Бибикина Е.В., Балаганский В.В., Сорьонен-Вард П., Володичев О.И., Щипанский А.А., Светов С.А., Чекулаев В.П., Арестова Н.А., Степанов В.С. Архей Балтийского щита: геология, геохронология, геодинамические обстановки // Геотектоника. 2006. № 6. С. 1–33.
- Филиппова А.И., Соловей О.А. Поверхностно-волновая томография Кольского полуострова и сопредельных территорий по данным групповых скоростей волн Рэлея и Лява // Доклады РАН. Науки о Земле. 2022. Т. 504. № 2. С. 177–182. DOI:10.31857/S2686739722060068
- Филиппова А.И., Филиппов С.В. Глубины залегания литосферных магнитных источников под Балтийским щитом // Геомагнетизм и Аэрономия. 2023. Т. 63. № 5. С. 667–679. DOI: 10.31857/S0016794023600059
- Шаров Н.В., Лебедев А.А. Неоднородное строение литосферы Фенноскандинавского щита по сейсмическим данным // Геодинамика и тектофизика. 2022. Т. 13. № 1. DOI: 10.5800/GT-2022-13-1-0569.
- 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.
- Яновская Т.Б. Поверхностно-волновая томография в сейсмологических исследованиях. СПб.: Наука. 2015. 167 с.
- Artemieva I.M. Lithosphere structure in Europe from thermal isostasy // Earth-Sci. Rev. 2019. V. 188. P. 454–468. DOI: 10.1016/j.earscirev.2018.11.004
- Artemieva I.M., Thybo H. EUNAseis: a seismic model for Moho and crustal structure in Europe, Greenland, and the North Atlantic region // Tectonophysics. 2013. V. 609. P. 97–153. DOI: 10.1016/j.tecto.2013.08.004
- Artemieva I.M. The continental lithosphere: Reconciling thermal, seismic, and petrologic data // Lithos. 2009. V. 109. № 1–2. P. 23–46. DOI: 10.1016/j.lithos.2008.09.015
- Backus G., Gilbert F. The resolving power of gross Earth data // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1968. V. 16. P. 169–205. DOI:10.1111/j.1365-246X.1968.tb00216.x
- Birch F. The velocity of compressional waves in rocks in 10 kilobars, part 2 // J. Geophys. Res. 1961. V. 66. P. 2199–2224. DOI:10.1029/JZ066i007p02199
- Daly J.S., Balagansky V.V., Timmerman M.J., Whitehouse M.J. The Lapland-Kola Orogen: Paleoproterozoic collision and accretion of the northern Fennoscandian lithosphere / Gee D.G., Stephenson R. A. (eds.). European Lithosphere Dynamics: Geological Society Memoirs. 2006. V. 32. P. 579–598. DOI: 10.1144/GSL.MEM.2006.032.01.35
- Dricker I.G., Roecker S.W., Kosarev G.L., Vinnik L.P. Shear wave velocity structure of the crust and upper mantle beneath the Kola peninsula // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23. № 23. P. 3389–3392. DOI: 10.1029/96GL03262
- Dziewonski A.M., Anderson D.L. Preliminary Reference Earth Model // Phys. Earth Planet. Inter. 1981. V. 25. P. 297–356. DOI:10.1016/0031-9201(81)90046-7
- Dziewonski A.M., Chou T.A., Woodhouse J.H. Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 2825–2852. DOI: 10.1029/JB086iB04p02825
- Ekström G., Nettles M., Dziewonski A.M. The global CMT project 2004–2010: Centroid-moment tensors for 13,017 earthquakes // Phys. Earth Planet. Inter. 2012. V. 200–201. P. 1–9. DOI: 10.1016/j.pepi.2012.04.002
- Farra V., Vinnik L. Upper mantle stratification by P- and S-receiver functions // Geophys. J. Int. 2000. V. 141. P. 699–712. DOI: 10.1046/j.1365-246x.2000.00118.x
- Fu H.-Y., Li Z.-H., Chen L. Continental mid-lithosphere discontinuity: A water collector during craton evolution // Geophys. Res. Lett. 2022. V. 49. e2022GL101569. DOI: 10.1029/2022GL101569
- Haskell N.A. Crustal reflection of plane P and SV waves // J. Geophys. Res. 1962. V. 67. № 12. P. 4751–4767. DOI: 10.1029/JZ067i012p04751
- Hjelt S.-E., Daly J.S., SVEKALAPKO colleagues. SVEKALAPKO: evolution of Palaeoproterozoic and Archaean Lithosphere. EUROPROBE 1996 – Lithosphere Dynamics: Origin and Evolution of Continents / Gee D.G., Zeyen H.J. (eds.). EUROPROBE Secretariat. Uppsala University. 1996. P. 56–67.
- Kaban M.K., Stolk W., Tesauero M., El Khrepy S., Al-Arifi N., Beekman F., Cloeting, S.A.P.L. 3D density model of the upper mantle of Asia based on inversion of gravity and seismic tomography data // Geochem. Geophys. Geosyst. 2016. V. 17. P. 4457–4477. DOI: 10.1002/2016GC006458
- Kennett B.L.N., Engdahl E.R. Traveltimes for global earthquake location and phase identification // Geophys. J. Int. 1991. V. 105. P. 429–465. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1991.tb06724.x
- 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. DOI: 10.1144/SP460.10
- 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. DOI: 10.1016/S0031-9201(00)00209-0
- Levshin A.L., Schweitzer J., Weidle C., Shapiro N.M., Ritzwoller M.H. Surface wave tomography of the Barents Sea and surrounding regions // *Geophys. J. Int.* 2007. V. 170. P. 441–459. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2006.03285.x
- Lu Y., Li C.-F., Wang J., Wan X. Arctic geothermal structures inferred from Curie-point depths and their geodynamic implications // *Tectonophysics*. 2022. V. 822. 229158. DOI: 10.1016/j.tecto.2021.229158
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*. New York: Cambridge University Press. 2007
- Priestley K., Debayle E., McKenzie D., Pilidou S. Upper mantle structure of eastern Asia from multimode surface waveform tomography // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. B10304. DOI: 10.1029/2005JB004082
- Ritzwoller M.H., Levshin A.L. Eurasian surface wave tomography: group velocities // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 4839–4878. DOI: 10.1029/97JB02622
- Schaeffer A.J., Lebedev S. Global shear speed structure of the upper mantle and transition zone // *Geophys. J. Int.* 2013. V. 194. P. 417–449. DOI: 10.1093/gji/ggt095
- 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. DOI: 10.1016/j.pepi.2019.03.007
- Thybo H., Perchuc E. The Seismic 8° Discontinuity and Partial Melting in Continental Mantle // *Science*. 1997. V. 275. P. 1626–1629. DOI: 10.1126/science.275.5306.1626
- Woodhouse J.H. Surface waves in a laterally varying layered structure // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1974. V. 37. P. 461–490. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1974.tb04098.x
- Yanovskaya T.B., Kozhevnikov V.M. 3D S-wave velocity pattern in the upper mantle beneath the continent of Asia from Rayleigh wave data // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2003. V. 138. P. 263–278. DOI: 10.1016/S0031-9201(03)00154-7

Lithospheric Structure of the Kola Region from Seismological Data

A. G. Goev^{a, *} and A. I. Filippova^b

^a*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*

^b*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk, 108840 Russia*

*e-mail: goev@idg.ras.ru

Received February 15, 2024

revised March 17, 2024

accepted April 27, 2024

Abstract – The article presents the results of a study of the crust and upper mantle velocity structure in the central and Arctic parts of the Kola region from the receiver function and surface wave tomography. Significant heterogeneity of the upper mantle was revealed. An increase in the thickness of the crust from north to south is shown, from values of about 33 km in the Murmansk block to 40 km in the Belomorian block. Within the Kola and Belomorian blocks, a layer of lower shear wave velocities was identified at depths of about 90–140 km, probably marking the mid-lithospheric discontinuity (MLD). This layer has not been identified in the Murmansk block. The obtained two-dimensional maps of the distribution of shear wave velocities at depths up to 500 km do not reveal the sublatitudinal zoning traced in the tectonic structure of the Kola region.

Keywords: Arctic, Kola region, receiver functions, surface wave tomography, shear waves, upper mantle, MLD

УДК 550.343.6

ОЦЕНКА ОБЛАСТИ ПОВТОРНЫХ ТОЛЧКОВ ПО ПЕРВЫМ АФТЕРШОКАМ НА МЕСТОРОЖДЕНИЯХ ХИБИН

© 2024 г. А. Ю. Моторин^{1,2}, С. В. Баранов¹, *

¹Кольский филиал ФГБУН ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН”, г. Апатиты, Россия

²Кировский филиал АО “Апатит”, г. Кировск, Россия

*E-mail: bars.vl@gmail.com

Поступила в редакцию 04.04.2024 г.

После доработки 16.04.2024 г.

Принята к публикации 27.04.2024 г.

В работе рассматривается построение области афтершоковой активности в условиях природно-техногенной сейсмичности по информации о первых афтершоках. Район исследования — апатит-нефелиновые месторождения, расположенные в южной части Хибинского массива. Было исследовано значительное число вариантов областей афтершоков, различающихся формой, местоположением, ориентацией. Размер области определялся методом шкалирования по физическим и статистическим характеристикам, рассчитанным как по основному толчку, так и по первым афтершокам. С помощью критерия, основанного на использовании диаграммы ошибок, было количественно сопоставлено значительное число разных “вариантов”. В результате выбран оптимальный вид области, который показал наилучшие результаты количественного теста по данным о сейсмичности района исследований за 1996–2022 гг. Методика может быть использована для прогнозирования области распространения афтершоковой активности на месторождениях Хибинского массива после природно-техногенного землетрясения по данным оперативной обработки.

Ключевые слова: техногенная сейсмичность, афтершоки, область афтершоков, шкалирование, диаграмма ошибок.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060115>, **EDN:** RFWQTL

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа продолжает серию исследований, посвященных оценке постсейсмической опасности, возникающей при отработке месторождений полезных ископаемых в тектонически нагруженных массивах горных пород. Район исследования — месторождения южной части Хибинского массива, где с 1920-х годов осуществляется добыча апатит-нефелиновых руд подземным и открытым способом.

В данной статье рассматривается оценка области афтершоковой активности по информации о первых афтершоках. Такая оценка позволит определить зону, в которой элементы горных выработок, получившие скрытые повреждения в результате основного толчка, могут быть разрушены серией более слабых повторных толчков (афтершоков) и своевременно принять меры по выводу людей и техники на безопасное расстояние.

В ходе анализа пространственных областей афтершоков от сейсмических событий с магнитудами 6.5 или выше было выяснено, что в большинстве случаев эпицентральная форма области афтершоков далека от круга [Баранов, Шебалин, 2017]. При проведении горных работ в условиях природно-техногенной сейсмичности значительное влияние на форму области может оказывать расположение горных выработок, напряженно-деформированное состояние и блоковая структура в окрестности очага основного толчка.

В данной статье мы исходим из того, что пространственное распределение ранних афтершоков может дать представление об области будущей афтершоковой активности. В качестве основных толчков рассматривались сейсмические события с $M \geq 1.5$. Ранними считались представительные события, произошедшие в течение первых 0.3 суток после основного толчка в круге диаметром 10 размеров очага. По этим данным

строилась область, где ожидаются афтершоки с магнитудой 0.6 или выше в период времени от 0.3 до 90 суток. В природной сейсмичности землетрясения с такими магнитудами считаются крайне слабыми и, как правило, их регистрация находится ниже возможностей региональных сетей. Однако если такие события происходят на обрабатываемых месторождениях, они представляют значительную опасность, поскольку могут повреждать горные выработки, расположенные в непосредственной близости к очагу.

Длительность обучающего интервала 0.3 суток выбрана из практических соображений. Во-первых, это значение примерно соответствует рабочей смене, а во-вторых, за это период уже накапливается необходимая для проведения расчетов информация. Правое значение прогнозного временного интервала 90 суток было выбрано, поскольку в течение этого времени афтершоки в Хибинах прекращаются. Подчеркнем, что это значение не следует рассматривать как оценку времени, в течение которого ожидаются целевые афтершоки. Оценка длительности опасного периода афтершоков является отдельной задачей, которая была рассмотрена в работе [Шебалин, Баранов, 2019].

Подход к исследованию аналогичен работе [Баранов, Шебалин, 2017] – ретроспективное тестирование различных областей афтершоковой активности, различающихся формой, размером, способом определения их местоположения и пространственной ориентации. В качестве критерия для оценки качества прогноза использовалась функция потерь, рассчитанная по диаграмме ошибок [Molchan, 2010].

РАЙОН ИССЛЕДОВАНИЯ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Хибинский массив, расположенный в центре Кольского полуострова, является крупным щелочным массивом, источником разнообразных видов минерального сырья [Ivanyuk et al., 2012]. Здесь Кировский филиал (КФ) АО “Апатит” и Северо-Западная фосфорная компания ведут добычу апатит-нефелиновых руд подземным и открытым способами. Массив характеризуется разнообразием форм тектонических структур [Arzamastsev et al., 2013] и наличием высокого уровня горизонтальных тектонических напряжений, составляющих на значительной площади 50–60 Мпа [Марков, 1972; Козырев и др., 2012].

Добыча полезных ископаемых в тектонически нагруженных массивах горных пород

приводит к возникновению природно-техногенной сейсмичности (см., например, работу [Адушкин, 2013]). На территории действующих Хибинских рудников под воздействием повышенного горного давления происходит нарушение сплошности массива в их приконтурной части, что проявляется в динамических формах в виде шелушения и стреляния пород, динамического заколообразования, толчков, микроударов и горных ударов и техногенных землетрясений [Козырев и др., 2016; Kozurev et al., 2022]. Как и в случае тектонической сейсмичности, природно-техногенные землетрясения могут инициировать повторные толчки (афтершоки) [Plenkers et al., 2010; Баранов и др., 2020].

Поскольку обрабатываемые Хибинские апатит-нефелиновые месторождения относятся к удароопасным, необходима организация постоянного сейсмического мониторинга [Приказ..., 2020]. КФ АО “Апатит” ведет сейсмический мониторинг с конца 1987 г. с помощью автоматизированных систем контроля сейсмичности горного массива (АСКСМ) [Корчак и др., 2014].

В исследовании использован каталог сейсмических событий, зарегистрированных сетями сейсмического мониторинга КФ АО “Апатит” за период с 1996 по 2022 гг. В настоящее время сеть насчитывает более 60 трехкомпонентных сейсмических датчиков (рис. 1а), расположенных на различных горизонтах рудников. Частота дискретизации входных сигналов с датчиков составляет 1000 Гц. Сеть позволяет регистрировать сейсмические события с энергией $E \leq 10^3$ Дж и определять их координаты с точностью до 25 м в зоне, охватывающей действующие горные выработки [Корчак и др., 2014]. Начиная с 1996 г. каталог сейсмических событий имеет представительную магнитуду $M_c \leq 0$ что, согласно формуле $\lg E = 1.8M + 4$ [Раутиан, 1960], соответствует энергии $E \leq 10^4$ Дж.

Основные толчки и их афтершоки выделялись методом ближайшего соседа [Zaliapin, Ben-Zion, 2016], основанным на применении функции близости в области пространства–времени–магнитуды [Baiesi, Paczuski, 2004], зависящей от параметров сейсмического режима (наклон графика повторяемости, фрактальная размерность облака гипоцентров):

$$\eta_{ij} = \begin{cases} t_{ij}(r_{ij})^{d_f} 10^{-bm_i}, & t_{ij} > 0, \\ +\infty, & t_{ij} \leq 0, \end{cases} \quad (1)$$

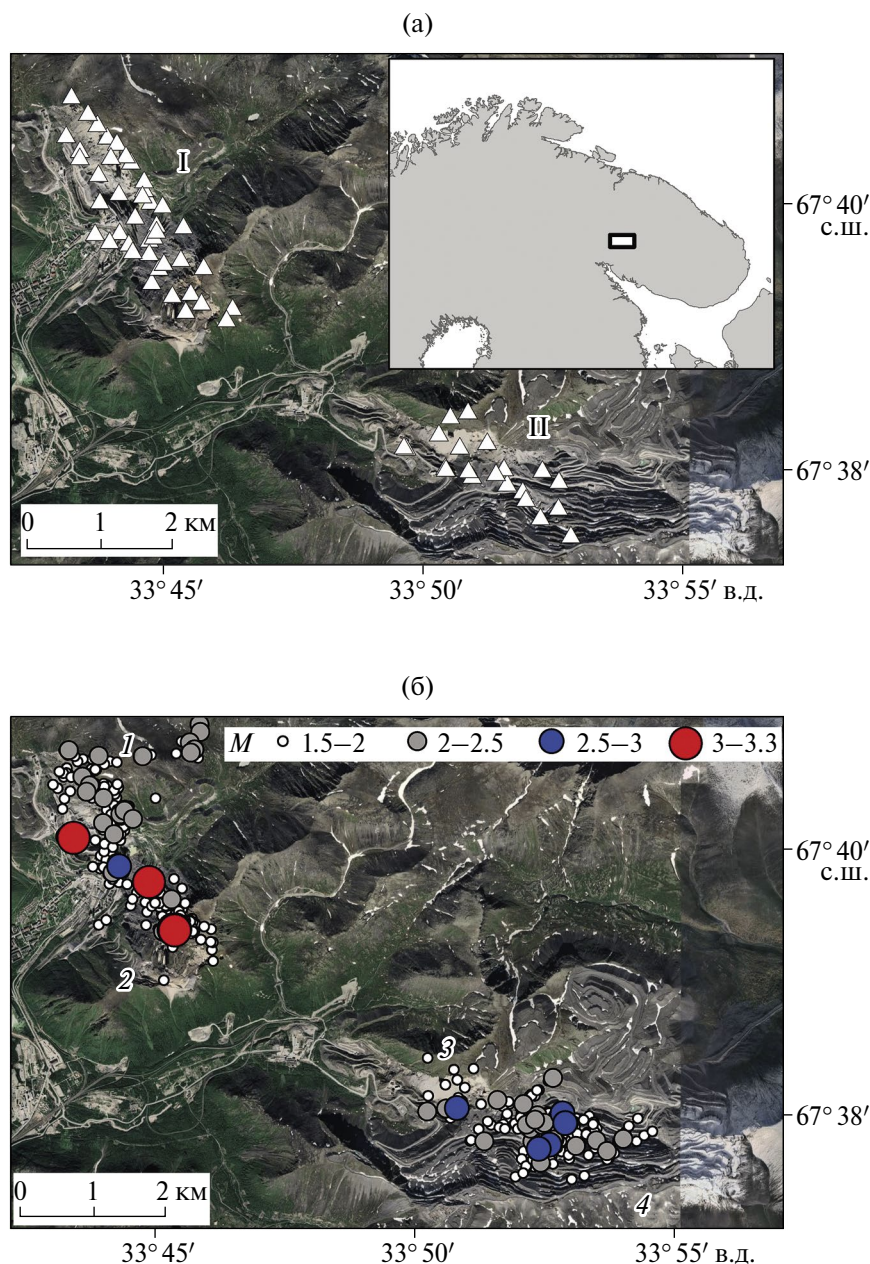


Рис. 1. Сеть сейсмического мониторинга (а) и сейсмичность апатит-нефелиновых месторождений южной части Хибинского массива за 1996–2022 гг. (б); (а) – расположение сейсмических датчиков (белые треугольники); на врезке прямоугольником показано местоположение района исследований; римскими цифрами обозначены территории Кировского и Расвумчоррского рудников; (б) – эпицентры сейсмических событий с $M \geq 1.5$ за период с 1996 по 2022 гг. по данным сети мониторинга КФ АО “Апатит”; цифрами обозначены: 1 – Кукисвумчоррское месторождение; 2 – Юкспорское месторождение (отрабатывает Кировский рудник); 3 – месторождение “Апатитовый Цирк” (Расвумчоррский рудник); 4 – плато Расвумчорр (отрабатывает – Восточный рудник).

где: $t_{ij} = t_j - t_i$ – время между событиями, которое положительно, если событие j происходит после события i и отрицательно в противном случае; $r_{ij} \geq 0$ – пространственное расстояние между гипоцентрами событий; m_i – магнитуа i -го события; b – параметр закона Гутенберга–Рихтера

[Gutenberg, Richter, 1956]; d_f – фрактальная размерность множества гипоцентров.

Для каждого события в каталоге его “ближайший сосед” определяется по минимальному значению функции близости (1), рассчитанному по всем предшествующим событиям относительно

рассматриваемого. Если это значение меньше заданного порога η_0 , то считается, что рассматриваемое событие было инициировано этим “ближайшим соседом”, который в этом случае является основным толчком. В противном случае связь разрывается, и оказывается, что данное событие является фоновым. Основным толчок может инициировать несколько афтершоков, в то время как афтершок может быть инициирован только одним основным толчком.

Для определения порога η_0 использовался модельно-независимый метод [Shebalin et al., 2020; Баранов и др., 2020]. Применение метода ближайшего соседа в условиях природно-техногенной сейсмичности Хибинского массива подробно рассмотрено в работе [Баранов и др., 2020], где были получены следующие оценки параметров сейсмического режима: $b = 1.25$, $d_f = 1.5$; оценка порога $\lg \eta_0 = -6.25$. Используя эти оценки, для каждого землетрясения с $M \geq 1.5$ мы будем находить инициированные им афтершоки.

Общие преимущества метода ближайшего соседа по сравнению со стохастическими и детерминистскими методами рассмотрены в статье [Воробьева и др., 2024]. Здесь мы лишь отметим особенности, важные для целей настоящей работы. Метод ближайшего соседа имеет следующие особенности, важные для целей настоящей работы. Во-первых, метод ближайшего соседа в отличие, например, от метода Молчана и Дмитриевой [Molchan, Dmitrieva, 1992] не накладывает каких-либо ограничений на затухание афтершоков по времени (подчинение закону Омори–Утсу). В целом затухание афтершоковой активности в условиях природно-техногенной сейсмичности подчиняется закону Омори–Утсу [Motorin, Baranov, 2022]. Однако поведение конкретной серии афтершоков может отклоняться от закона Омори–Утсу из-за воздействия взрывных работ на процесс релаксации напряжений после основного толчка. Во-вторых, в методе ближайшего соседа отсутствуют какие-либо предположения относительно пространственного распределения афтершоков (например, в методе Молчана и Дмитриевой предполагается эллиптический характер распределения).

ВАРИАНТЫ ПРОГНОЗА ЭПИЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ АФТЕРШОКОВ

Как было отмечено выше, эпицентральной область афтершоков далека от круга, ее форма скорее напоминает эллипс, вытянутый вдоль направления разрыва. Значительное влияние на форму области может оказывать расположение

горных выработок, напряженно деформированное состояние и блоковая структура в окрестности основного толчка. Для учета этой особенности был использован подход, основанный на шкалировании.

Суть шкалирования в данном случае стоит в последовательном увеличении размера области пропорционально некоторой величине, подобно увеличению масштаба. В качестве такой величины использовались как физическая характеристика (длина трещины основного толчка), так и статистики (стандартные отклонения вдоль и поперек ориентации облака ранних афтершоков, рассчитанные несколькими способами [Баранов, Шебалин, 2017]). Такой подход, в отличие от квантильного метода [Баранов, Шебалин, 2017], позволяет учесть возможное расширение области с течением времени.

Было протестировано три типа прогнозных областей: круг, эллипс и стадион. Под стадионом понимается геометрическое место точек, расположенных на расстоянии не больше заданного от отрезка прямой. Отрезок, относительно которого строится стадион, моделирует проекцию на поверхность Земли предполагаемого “разрыва” очага основного толчка. Длина этого отрезка совпадает с длиной стадиона; максимальное расстояние от отрезка, на которое могут отстоять точки, называется шириной стадиона.

Для построения трех типов областей использовались события с магнитудами не ниже $M_c = 0$, произошедшие за 0.3 суток после основного толчка. Данные выбирались из обучающего множества — круг с центром в эпицентре основного толчка и диаметром $10R_L$. Здесь R_L — длина разрыва или трещины в очаге основного толчка, которая, согласно утвержденным указаниям по безопасному ведению горных работ на месторождениях в Хибинах, равна [Козырев и др., 2016]:

$$R_L(m) = 0.1525 \cdot E(\text{Дж})^{1/3} = 3.3 \cdot 10^{0.6M}. \quad (2)$$

Здесь магнитуда M связана с энергией E по формуле Т.Г. Раутиан (см. выше). То есть, длина трещины пропорциональна корню кубическому из энергии землетрясения [Kanamori, Anderson, 1975].

Таким образом, обучающее множество состоит из представительных землетрясений, произошедших в течение 0.3 суток в круге диаметром $10R_L$ с центром в эпицентре основного толчка. По этим данным строились оценки области, где ожидаются афтершоки с $M \geq 0.6$

в период от 0.3 до 90 суток (целевые афтершоки). Всего было рассмотрено 85 серий, содержащих не менее 5 событий в обучающем множестве и имеющих хотя бы 1 целевой афтершок. Общее число целевых афтершоков в рассмотренных сериях равно 658. Число серий, у которых менее 5 событий в обучающем множестве и есть хотя бы 1 целевой афтершок, равно 61, а суммарное число целевых афтершоков в этих сериях – 114. Более половины серий, у которых есть хотя бы один целевой афтершок, имеют не менее 5 событий в обучающем множестве. То есть за период 0.3 суток накапливается необходимая для проведения расчетов информация.

Центр области определялся по событиям из обучающего множества одним из трех способов [Баранов, Шебалин, 2017] – эпицентр основного толчка, среднее по координатам событий и взвешенное по линейному размеру очага среднее:

$$(\varphi_0, \lambda_0) = (\sum w_i \varphi_i, \sum w_i \lambda_i), \quad (3)$$

где (φ_i, λ_i) – широта и долгота i -го события из обучающего множества ($i = 1, \dots, N$). В случае обычного среднего:

$$w_i = 1/N. \quad (3a)$$

В случае взвешенного среднего:

$$w_i = \frac{R_{Li}}{\sum_{j=1}^N R_{Lj}}, \quad (3b)$$

где R_{Li} – длина трещины в очаге i -го события (2) из обучающего множества. То есть более сильным событиям (с большим размером очага) приписывается больший вес.

Ориентация стадиона и эллипса определялась также по обучающему множеству тремя способами. Первые два способа – как направление главного собственного вектора (соответствует большему собственному числу) следующей 2×2 матрицы:

$$\begin{aligned} I(1,1) &= \sum w_i (\varphi_i - \varphi_0)^2, I(2,2) = \sum w_i (\lambda_i - \lambda_0)^2 \\ I(1,2) &= I(2,1) = \sum w_i (\varphi_i - \varphi_0)(\lambda_i - \lambda_0), \end{aligned} \quad (4)$$

где (φ_0, λ_0) – широта и долгота центра области; w_i – веса, рассчитанные по формуле (3a) либо (3b).

Третий способ – направление главного собственного вектора тензора инерции системы материальных точек с координатами событий из обучающего множества и массами, равными

длинам их трещин (2). Матрица тензора инерции имеет вид:

$$\begin{aligned} I(1,1) &= \sum w_i (\lambda_i - \lambda_0)^2, I(2,2) = \sum w_i (\varphi_i - \varphi_0)^2, \\ I(1,2) &= I(2,1) = -\sum w_i (\varphi_i - \varphi_0)(\lambda_i - \lambda_0), \end{aligned} \quad (4a)$$

где (φ_0, λ_0) – координаты центра масс, рассчитанные по формулам (3) и (3б). Отметим, что в двумерном случае собственные векторы матриц (4) и (4a) взаимно ортогональны. Поэтому второй и третий способы дают разные ориентации прогнозных областей.

Использование взвешенного среднего при расчете центра и направления области основано на предположении, что такой способ по сравнению с обычным средним, должен лучше учитывать смещение облака афтершоков относительно эпицентра основного толчка [Баранов, Шебалин, 2017].

Размеры областей для каждого варианта определялись с помощью шкалирования. При этом в качестве физической характеристики использовалась длина разрыва в очаге основного толчка (2), а в качестве статистик для стадиона и эллипса – стандартные отклонения расстояний от событий до центра области, рассчитанные вдоль и поперек направления разрыва (совпадает с ориентацией области). При построении круга в качестве статистики использовалось среднее расстояние от центра области до событий из обучающего множества. Перечень протестированных областей с учетом способов определения их размеров приведен в табл. 1.

В качестве примера рассмотрим две области, для которых размер определялся шкалированием по длине трещины в очаге основного толчка. Стадион № 1 (табл. 1) с длиной (L), равной длине трещины основного толчка $L = R_L$, определяемой по формуле (2) и шириной (R), определяемой шкалированием $R = u \cdot R_L$, где масштаб u меняется последовательно от 0 до 20 с шагом 0.01. Центр и ориентация этого стадиона определялись одним из трех способов, рассмотренных выше. Эта область имеет простую физическую интерпретацию – афтершоки происходят на некотором удалении от разрыва очага основного толчка.

Другим примером области, где использовалась длина трещины, является эллипс № 9 (табл. 1) с соотношением осей, равным отношению стандартных отклонений координат событий вдоль и поперек направления области. Большая полуось задается шкалированием $a = u \cdot R_L$, малая полуось $b = a \cdot stdP/stdR$, где

Таблица 1. Перечень протестированных кругов, стадионов и эллипсов в качестве прогнозных областей афтершоков с $M \geq 0.6$

№№	Область
Стадион, шкалирование по длине трещины R_L	
1	$L = R_L, R = u \cdot R_L$
2	$(L/2 + R)/R = stdR/stdP, R = u \cdot R_L$
3	$L/(2R) = stdR/stdP, L = u \cdot R_L$
4	$(L/2 + R)/R = stdR/stdP, L = u \cdot R_L$
Стадион, шкалирование по стандартному отклонению	
5	$L = R_L, R = u \cdot stdP$
6	$(L/2 + R)/R = stdR/stdP, R = u \cdot stdP$
7	$L/(2R) = stdR/stdP, L = u \cdot stdR$
Стадион, размер по квантильному методу	
8	$L = R_L, R$ – по квантилю
Эллипс, шкалирование по длине трещины R_L	
9	$a = u \cdot R_L, b = a \cdot stdP/stdR$
10	$b = u \cdot R_L, a = b \cdot stdR/stdP$
Эллипс, шкалирование по стандартному отклонению	
11	$a = u \cdot stdR, b = a \cdot stdP/stdR$
12	$a = u \cdot stdP, b = a \cdot stdP/stdR$
Эллипс, размер по квантильному методу	
13	$a = stdR, b = stdP$
Круг, шкалирование по длине трещины R_L	
14	$cR = u \cdot R_L$
Круг, шкалирование по среднему	
15	$cR = u \cdot avrC$

Примечания: cR – радиус круга; $avrC$ – среднее расстояние от центра круга до событий из обучающего множества; L, R – длина и ширина стадиона; a, b – большая и малая полуоси эллипса; $stdR$ ($stdP$) – стандартное отклонение расстояний от событий из обучающего множества до центра области параллельно (перпендикулярно) направлению разрыва, определяющего ориентацию области; $u = 0, 0.01, 0.02, \dots, 20$ – масштабирующий коэффициент).

$stdP$ и $stdR$ – стандартные отклонения координат событий из обучающего множества поперек и вдоль направления, определяемого одним из трех способов, рассмотренных выше.

Рассмотрим два примера областей, для которых размер определялся шкалированием по стандартному отклонению. Стадион № 7 (табл. 1): длина задается шкалированием $L = u \cdot stdR$, а ширина R такая, что отношение длины стадиона к удвоенной ширине равно отношению стандартных отклонений координат событий из обучающего множества

вдоль и перпендикулярно направлению разрыва: $L/(2R) = stdR/stdP$. Здесь $stdR, stdP$ – стандартные отклонения вдоль и перпендикулярно направлению разрыва. Другим примером является эллипс № 11 (табл. 1), большая полуось которого определяется шкалированием $a = u \cdot stdR$, а малая полуось $b = a \cdot stdP/stdR$.

Для сопоставления результатов этого исследования с результатами работы [Баранов, Шебакин, 2017] мы также протестировали стадион (№ 8, табл. 1) и эллипс (№ 13, табл. 1), размеры

которых определялись квантильным методом. Эти области были оптимальными для глобальной сейсмичности.

ОЦЕНИВАНИЕ КАЧЕСТВА ПРОГНОЗА ОБЛАСТИ АФТЕРШОКОВ

Для оценивания качества прогноза области афтершоков использовалась диаграмма ошибок Молчана [Molchan, 1991; 2010], которая представляет собой график зависимости доли пропусков цели (v) от доли пространства тревоги (τ). За τ принималось отношение суммы площадей тестируемых областей, зависящей от значения масштаба u или квантиля q , к сумме площадей обучающих множеств (круг диаметром $10R_L$):

$$\tau = \frac{\sum_j S_j}{\sum_j \Omega_j}. \quad (5)$$

Здесь: S_j — площадь тестируемой области для j -серии афтершоков в зависимости от значения масштаба u или квантиля q ; Ω_j — площадь обучающего множества для j -го основного толчка, представляющего собой круг с диаметром $10R_{Lj}$, где R_{Lj} — длина трещины j -го основного толчка, определяемая по формуле (2).

За долю пропусков цели v принималось отношение суммарного числа целевых афтершоков вне тестируемой области к суммарному числу всех целевых афтершоков по всем прогнозам. Напомним, что под целевыми понимаются афтершоки с $M \geq 0.6$, произошедшие за время (0.3, 90) суток после основного толчка.

Чем лучше прогноз, тем дальше точка (τ , v) отстоит от диагонали (0, 1; 1, 0), соответствующей случайному прогнозу. Способ определения “расстояния” от точки до начала координат называется функцией потерь. В данной работе в качестве функции потерь мы использовали сумму ошибок двух родов

$$\gamma = v + \tau. \quad (6)$$

Чем меньше значение γ , тем лучше прогноз.

Для каждого тестируемого варианта прогнозной области определялось значение масштаба u' или квантиля q' (характеризует долю афтершоков из обучающего множества внутри области), на которых достигается минимум функции потерь:

$$u' = \operatorname{argmin}[\gamma(u)] \text{ или } q' = \operatorname{argmin}[\gamma(u)]. \quad (7)$$

Область, которая имеет наименьшее минимальное значение γ , является наилучшей.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ РАЗНЫХ ВАРИАНТОВ

Для всех 15 областей из табл. 1 центр определялся одним из трех способов, рассмотренных выше. Для 8 стадионов и 5 эллипсов (табл. 1) ориентация определялась также одним из трех способов, рассмотренных выше. Таким образом всего было протестировано 123 варианта. Оптимальный размер области определялся по минимуму функции потерь γ (6). Здесь мы приведем наилучшие варианты, но так, чтобы каждая область из табл. 1 была представлена.

Результаты ретроспективного тестирования приведены в табл. 2 (для удобства отсортированы по убыванию значения γ). Отметим, что в первых 7 строках этой таблицы представлены области, размер которых определялся шкалированием по длине трещины основного толчка (2), которая является физической характеристикой. Это является косвенным подтверждением того, что формула (2) корректна для Хибинских месторождений.

Лучшей областью оказался стадион № 1 (табл. 1) с центром в эпицентре основного толчка и ориентацией, задаваемой собственным вектором, соответствующим наибольшему собственному числу матрицы (4а) с весами (3б). Длина оптимального стадиона равна длине трещины основного толчка (2), $L = R_L$, а ширина (максимальное удаление от отрезка прямой, моделирующего проекцию предполагаемого разрыва в очаге основного толчка на поверхность Земли) $R = u'R_L$ при $u' = 1.18$ — оптимальное значение масштаба (7), доставляющее минимум функции потерь γ (6). При этом $\gamma(u') = 0.26$, доля пропусков цели $v = 0.17$, а доля пространства тревоги $\tau = 0.09$. Пример этого стадиона показан на рис. 2а. Несмотря на то, что длина оптимального стадиона (L) меньше его ширины (R), стадион является “вытянутым” вдоль направления предполагаемого разрыва, поскольку максимальное расстояние между точками стадиона параллельно разрыву (“общая длина”) равно $L + 2R$, а перпендикулярно разрыву (“общая ширина”) — $2R$.

Близкими по значению к оптимальному стадиону оказались круг № 14, эллипс № 9 (табл. 1) и стадион № 2 (табл. 1). Для круга № 14 значения функций $\gamma = 0.27$, $\tau = 0.07$, $v = 0.20$ (табл. 2). Центр круга в основном толчке. Пример оптимального круга показан на рис. 2а.

Для эллипса № 9 $\gamma = 0.27$, $\tau = 0.11$, $v = 0.16$ (табл. 2). Центр эллипса совпадает центром масс системы материальных точек с координатами

Таблица 2. Результаты тестирования различных областей афтершоков (табл. 1), различающихся формой, способом определения центра, ориентации и размера

№№	Центр	Ориентация	u'	v	τ	γ
1	ОТ	взв. среднее	1.18	0.17	0.09	0.26
14	ОТ	—	1.31	0.20	0.07	0.27
9	ЦМ	взв. среднее	2.27	0.16	0.11	0.27
2	ЦМ	взв. среднее	1.01	0.17	0.10	0.27
10	ЦМ	взв. среднее	0.99	0.18	0.10	0.28
3	ЦМ	взв. среднее	3.3	0.18	0.11	0.29
4	ОТ	взв. среднее	1.26	0.25	0.08	0.32
13	ЦМ	взв. среднее	$q = 0.95^*$	0.19	0.13	0.33
5	ОТ	среднее	3.62	0.14	0.19	0.33
6	ЦМ	среднее	2.67	0.17	0.18	0.35
11	среднее	среднее	2.69	0.19	0.17	0.36
8	ЦМ	взв. среднее	$q = 0.95^*$	0.20	0.17	0.37
15	среднее	—	2.04	0.19	0.20	0.39
7	среднее	среднее	3.91	0.23	0.16	0.39
12	среднее	среднее	5.13	0.23	0.23	0.47

Примечания: центр — способ определения центра: ОТ — основной толчок; среднее — среднее по координатам событий из обучающего множества (3), (3а); ЦМ — центр масс системы материальных точек с координатами событий из обучающего множества и массами, равными длинам их трещин, формулы (3), (3б). Ориентация — способ определения ориентации области: среднее — ориентации области по ковариационной матрице, формулы (4), (3а); взв. среднее — ориентация по взвешенной матрице (4), (3б); ТИ — ориентация по тензору инерции (4а), (3б); v — доля пропусков цели; τ — доля пространства тревоги; γ — функция потерь (6), чем меньше это значение, тем лучше область; u' — значение масштаба (7), доставляющее минимум функции потерь (6); * — для областей, размер которых определен по квантильному методу (№№ 8, 13, табл. 1), указано значение квантиля q (7), на котором достигается минимум функции потерь (6).

из обучающего множества и массами, равными длинам трещин (формулы (3), (3б)), большая полуось этого эллипса определяется шкалированием по длине трещины основного толчка $a = u \cdot R_L$, отношение малой оси (b) к большей равно отношению стандартных отклонений координат событий из обучающего множества поперек и вдоль направления разрыва ($b/a = \text{std}P/\text{std}R$), определяемых главным собственным вектором матрицы (4) с весами по формуле (3б). Пример этого эллипса показан на рис. 26.

Для стадиона № 2 (табл. 1) $\gamma = 0.27$, $\tau = 0.1$, $v = 0.17$ (табл. 2). Центр этого стадиона совпадает с центром масс, ориентация области (направление предполагаемого разрыва) задается

главным собственным вектором матрицы (4) с весами по формуле (3б). Ширина стадиона определяется шкалированием по длине трещины основной точки $R = u \cdot R_L$, а длина такая, что отношение длины к удвоенной ширине равно отношению стандартных отклонений вдоль и поперек направления предполагаемого разрыва без 1: $L/2R = \text{std}R/\text{std}P - 1$.

Прогнозная область в виде стадиона № 1 (табл. 1, табл. 2) имеет минимальное значение функции потерь и допускает простую интерпретацию — афтершоки происходят на некотором удалении от разрыва в очаге основного толчка. Поэтому мы считаем эту область оптимальной.

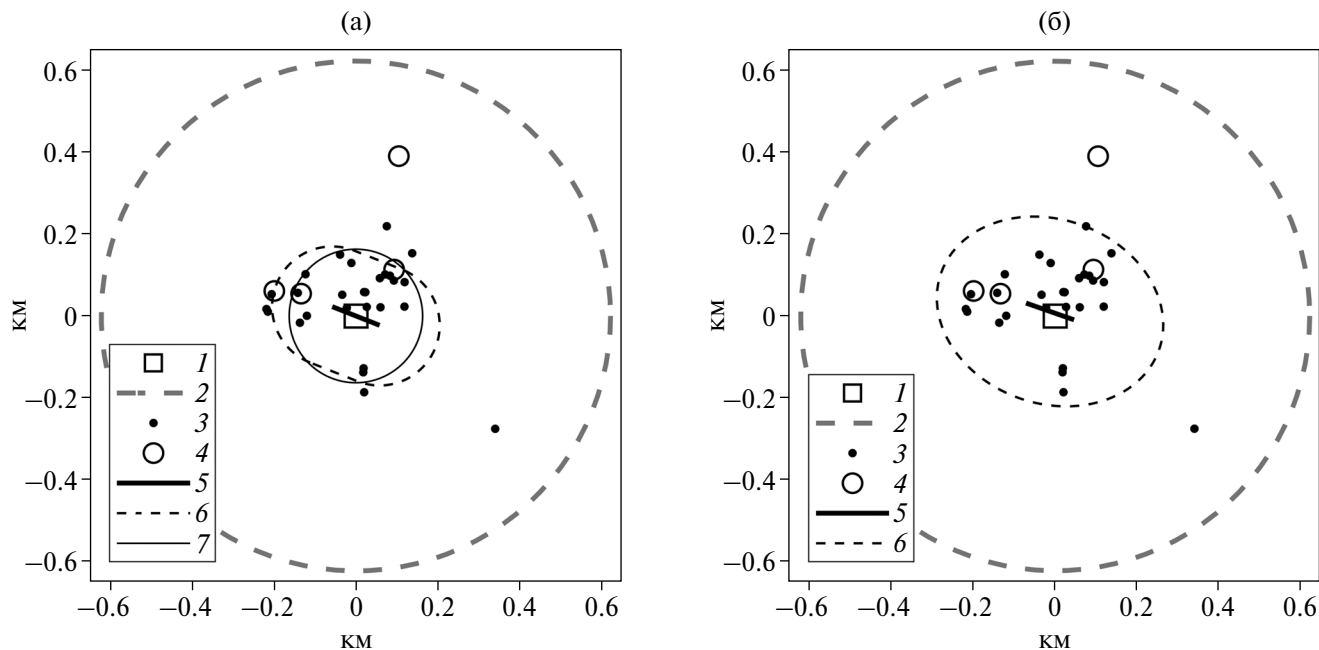


Рис. 2. Оптимальные области стадион, круг (а) и эллипс (б), рассчитанные для афтершоков, инициированных горно-тектоническим ударом 09.01.2018 г., $M = 2.6$; координаты заданы относительно основного толчка (1 – основной толчок; 2 – граница обучающей области (круг диаметром $10R_L$ с центром в основном толчке); 3 – события с $M \geq 0$ из обучающего множества; 4 – целевые афтершоки с $M \geq 0.6$; 5 – разрыв; 6 – прогнозные эллипс и стадион; 7 – прогнозный круг).

АНАЛИЗ ДИАГРАММЫ ОШИБОК И ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ

Параметр масштаба u задает размер оптимальной области: чем больше u , тем больше предельное расстояние R от опорного отрезка стадиона. Компромисс между ошибками двух родов (увеличение u влечет уменьшение вероятности пропуска, но приводит к увеличению области тревоги и наоборот) графически иллюстрируется диаграммой ошибок, построенной для разных значений u по ретроспективному прогнозу области афтершоков (рис. 3а). Скалярный параметр u можно рассматривать как “функцию тревоги” [Zechar, Jordan, 2008; Shebalin et al., 2014].

Выбор оптимального значения параметра u должен определяться исходя из целей прогноза. Если афтершок может привести к катастрофическим последствиям при отсутствии превентивных мер, то важна низкая вероятность ошибки второго рода (пропуска цели). В другой ситуации может оказаться необходимым минимизировать размер области тревоги с целью сокращения расходов на поддержание тревоги. Первому случаю соответствуют высокие, а второму низкие значения функции тревоги u . Для формального определения значений u , в работе [Баранов, Шебалин, 2017] был предложен метод “трех

стратегий”, суть которого заключается в поиске предельных точек на диаграмме ошибок, которые соответствуют “мягкой” и “жесткой” стратегиям прогноза.

На диаграмме ошибок можно выделить две предельные точки 1 и 2 (рис. 3а), характеризующие предельными положениями касательных к траектории ошибок (тонкие прямые на рис. 3а). В точке 2 дальнейшее увеличение области тревоги τ не приводит к значимому уменьшению доли пропуска цели v . Значение $u_2 = 3.26$ ($\tau_2 = 0.5$, $v_2 = 0.04$, $\gamma_2 = 0.54$), соответствующее этой точке (рис. 3б), задает максимально разумный размер области тревоги и соответствует “жесткой” стратегии прогноза. В точке 1 (рис. 3а) дальнейшее уменьшение области тревоги происходит лишь за счет резкого увеличения доли пропуска цели. Значение $u_1 = 0.6$ ($\tau_1 = 0.03$, $v_1 = 0.28$, $\gamma_1 = 0.31$), соответствующее этой точке (рис. 3б), задает минимально разумный размер области тревоги и соответствует “мягкой” стратегии прогноза. Точка 0 ($u_0 = 1.18$, $\tau_0 = 0.17$, $v_0 = 0.09$, $\gamma_0 = 0.26$) на диаграмме ошибок (рис. 3), в которой достигается минимум функции потерь γ , соответствует “нейтральной” стратегии прогноза.

“Нейтральная” стратегия соответствует случаю, когда последствия пропуска цели и ложной

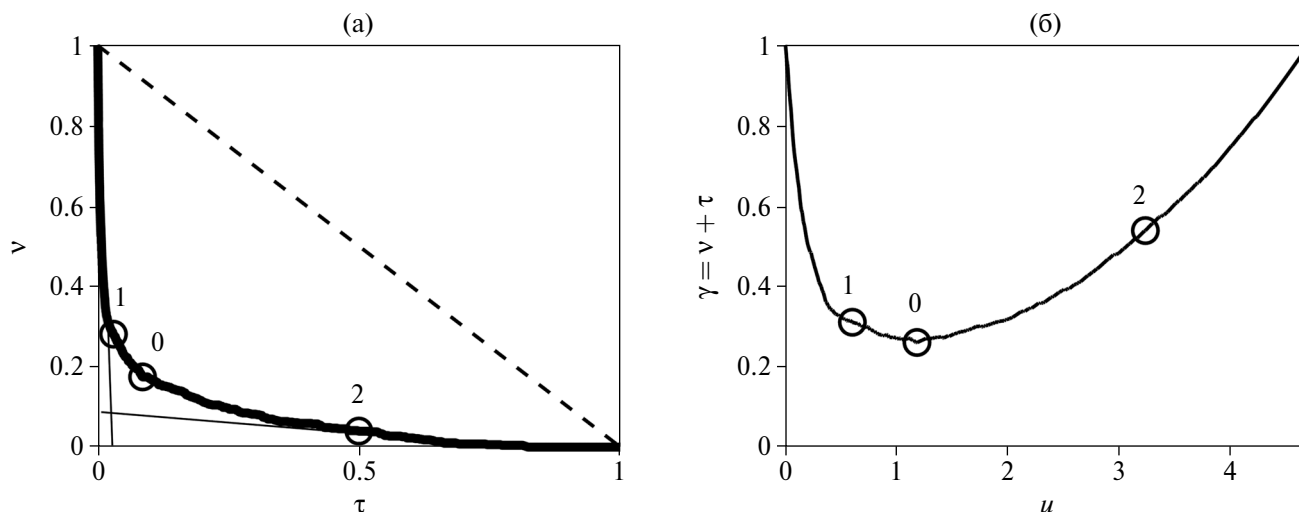


Рис. 3. Диаграмма ошибок (а) и функция потерь γ (б), рассчитанные для оптимальной области афтершоков в виде стадиона (строка 1, табл. 2). Кругами показаны точки, соответствующие 0 – “нейтральной”, 1 – “мягкой”, и 2 – “жесткой” стратегиям прогноза (см. табл. 3); на панели (а) тонкими прямыми показаны касательные к траектории ошибок (жирная кривая) в предельных точках.

тревоги равноценны или неизвестны. “Жесткая” стратегия прогноза применяется, когда высока цена возможного пропуска события. “Мягкая” стратегия соответствует высокой цене поддержания тревоги относительно цены последствий пропуска события. Пример стадионов, соответствующих трем предельным стратегиям прогноза, показан на рис. 4.

Если по истечении 0.3 суток после землетрясения с $M \geq 1.5$ произошло не менее 5 событий в обучающем множестве, то рассмотренные оценки области афтершоков в виде оптимального стадиона являются обоснованными. Однако эти оценки не применимы, если событий меньше 5. Имеется 61 серия, у которых в обучающем множестве менее 5 событий и есть хотя бы один целевой афтершок (суммарное число афтершоков в этих сериях равно 93). Разумеется, эти серии можно рассмотреть отдельно, однако с практической точки зрения лучше иметь возможность получить оценку по информации об основном толчке, а по мере накопления данных эту оценку можно уточнить.

Мы рассмотрели все 146 серий, у которых есть хотя бы один целевой афтершок. По этим данным мы построили диаграмму ошибок для круга № 14 (табл. 1) с центром в основном толчке (рис. 5). Напомним, что параметры этого круга не зависят от событий из обучающего множества, а его радиус определяется с помощью шкалирования по длине разрыва основного толчка: $cR = u'R_L$, где R_L – длина разрыва (2), u' – оптимальное значение масштаба (7). Получились

следующие оценки. Нейтральная стратегия: $u' = u_0 = 1.54$, $\gamma_0 = 0.31$, $\tau_0 = 0.1$, $v_0 = 0.22$; мягкая стратегия: $u_1 = 0.71$, $\gamma_1 = 0.40$, $\tau_1 = 0.02$, $v_1 = 0.38$; жесткая стратегия: $u_2 = 3.92$, $\gamma_2 = 0.64$, $\tau_2 = 0.61$, $v_2 = 0.03$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В работе [Баранов, Шебалин, 2017] по данным о глобальной сейсмичности было получено, что лучшей областью являлся стадион с центром в центре масс и направлением, задаваемым главным собственным вектором матрицы (4) с весами (36), построенной по представительным событиям за 0.5 суток после основного толчка. В качестве основных толчков рассматривались землетрясения с $M \geq 6.5$, целевыми являлись афтершоки с $M \geq 5.5$. Длина стадиона равнялась длине разрыва основного толчка, а ширина определялась квантильным методом так, чтобы в область попадало 95% событий из обучающего множества.

В данной работе мы протестировали аналогичную область (стадион № 8, табл. 1) и получили значение функции потерь $\gamma = 0.37$, доля пространства тревоги $\tau = 0.2$, доля пропусков цели $v = 0.17$ (табл. 2). Несмотря на то, что эта область оказалась хуже стадиона № 1, эти области очень похожи. Действительно, у обоих стадионов длина и направление задаются одинаково, положение центра отличается незначительно (в центре масс для глобальной сейсмичности и в основном толчке для месторождений Хибин),

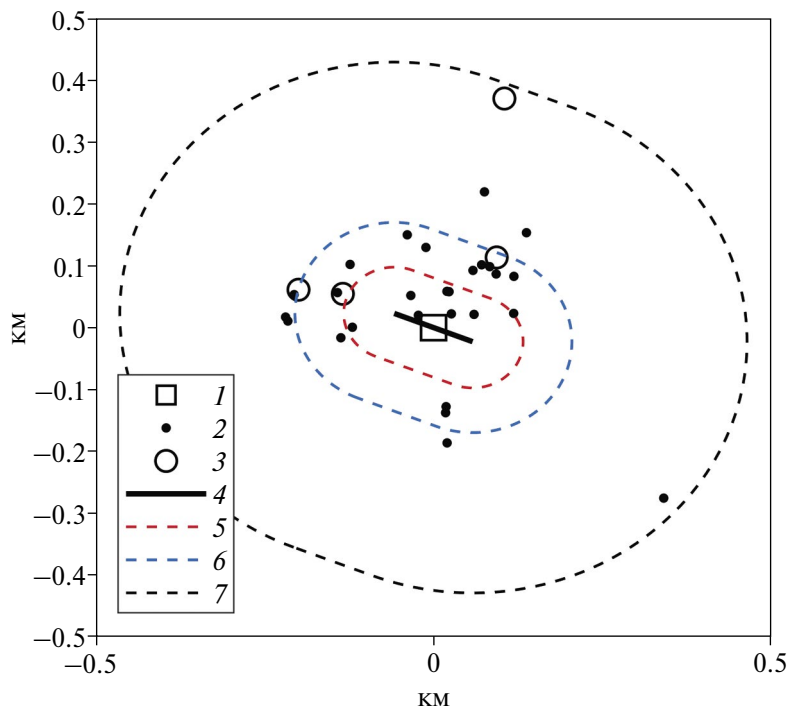


Рис. 4. Пример оптимальной области постсейсмической активности в виде стадиона (строка 1, табл. 1), рассчитанных для афтершоков с $M \geq 0.6$, вызванных горно-тектоническим ударом 01.09.2018 г., $M = 2.6$; 1 – основной толчок; 2 – события с $M \geq 0$ из обучающего множества; 3 – целевые афтершока с $M \geq 0.6$; 4 – разрыв длинны $R_L = 0.12$ км, совпадающий с длиной стадиона; 5, 6, 7 – оптимальные стадионы шириной $0.6R_L$, $1.18R_L$, $3.26R_L$, соответствующие предельным (“мягкой”, “нейтральной” и “жесткой”) стратегиям прогноза.

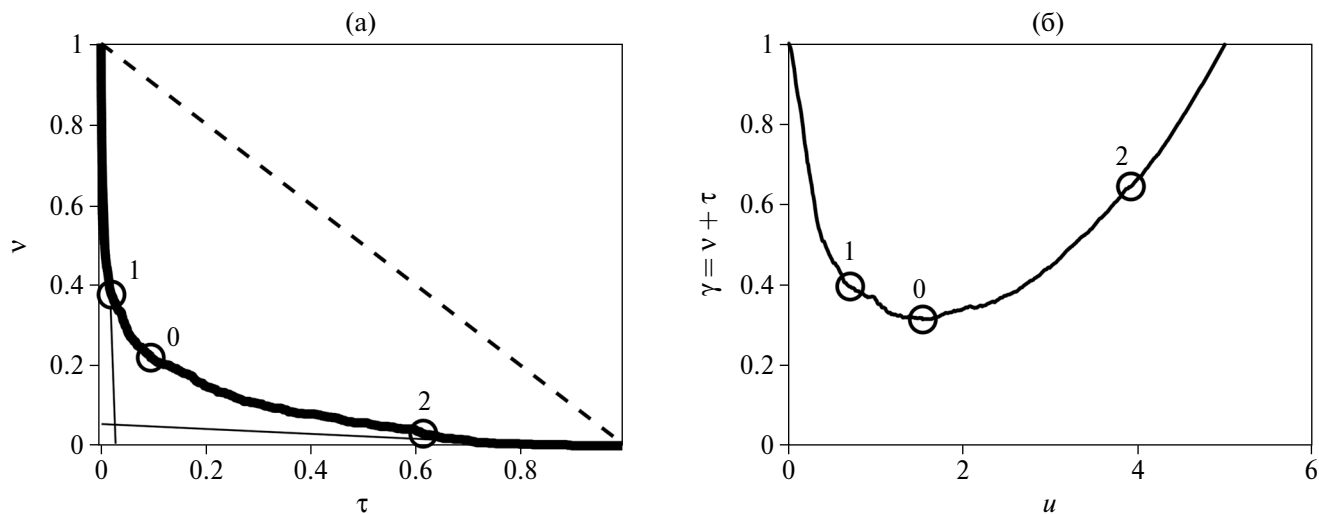


Рис. 5. Диаграмма ошибок (а) и функция потерь γ (б), рассчитанные по сериям, у которых есть хотя бы один целевой афтершок, для области афтершоков в виде круга с центром в основной точке. Кругами показаны точки, соответствующие 0 – “нейтральной”, 1 – “мягкой”, и 2 – “жесткой” стратегиям прогноза; на панели (а) тонкими прямыми показаны касательные к траектории ошибок (жирная кривая) в предельных точках.

т.к. наибольшую длину разрыва имеет главный толчок. Основное отличие этих стадионов заключается в способе определения размера. Как и в работе [Баранов, Шебалин, 2017] ширина стадиона № 8 определялась квантильным

методом, а ширина оптимального № 1 определялась с помощью шкалирования по длине разрыва основного толчка. Вместе с тем полученное здесь оптимальное значение квантиля для стадиона № 8 ($q = 0.95$, табл. 1) совпадает со

значением, полученным по мировым данным [Баранов, Шебалин, 2017]. Эти соображения позволяют считать, что результаты данной работы в целом согласуются с результатами, полученными ранее для глобальной сейсмичности. Это обосновывает целесообразность исследования применения метода шкалирования к построению прогнозных областей афтершоков по мировым данным.

Стадион № 1 и круг № 14 (табл. 2) имеют близкие значения функции потерь ($\gamma = 0.26$ и $\gamma = 0.27$ соответственно) и доли пропусков цели ($\nu = 0.17$ и $\nu = 0.20$ соответственно). Это означает, что для природно-техногенной сейсмичности Хибинских месторождений отклонение формы области афтершоков от круга не является значительным. Для тектонических землетрясений с магнитудами 6.5 или выше форма области афтершоков существенно отклонялась от круга [Баранов, Шебалин, 2017]. Скорее всего это связано с тем, что для слабой сейсмичности Хибин (магнитуды основных толчков от 1.5 до 3.3) ориентация облака афтершоков менее выражена, чем для сильных тектонических землетрясений.

Ориентация оптимального стадиона определяется по событиям из обучающего множества. Оптимальный круг вообще не имеет ориентации. Размеры оптимальных круга и стадиона не зависят от пространственного распределения событий из обучающего множества, а определяются длиной разрыва в очаге основного толчка.

Несмотря на то, что этот результат оказался для нас неожиданным, он имеет простое объяснение. Размер области афтершоков пропорционален длине разрыва в очаге основного толчка, при этом значения коэффициента пропорциональности могут различаться для разных серий из-за различий в тектоническом строении и особенностей сейсмогенеза. В нашем случае район исследований — месторождения южной части Хибин, локализованные в небольшом прямоугольнике 3 на 10 км (рис. 1). Эти месторождения имеют схожее геологическое строение [Arzamastsev et al., 2013] и распределение напряжений [Семенова, 2016], а сейсмогенез обусловлен тектонической нагруженностью массива и техногенным воздействием на среду. Общность этих факторов позволяет предположить, что в этом заключается причина близости коэффициентов пропорциональности для разных серий.

В настоящем исследовании были получены прогнозные модели областей будущих

афтершоков в виде различных вариантов круга, эллипса и стадиона. Прогноз осуществляется на основе информации об основном толчке и ранних афтершоках. Оптимальный размер области определяется шкалированием как по длине разрыва основного толчка, так и по стандартным отклонениям координат ранних афтершоков от линии разрыва в очаге главного события. В качестве критерия для оценки качества прогнозной области использовалась диаграмма ошибок.

После того как основной толчок произошел, оптимальной областью является круг с центром в основном толчке и радиусом равным $1.54R_L$, где R_L — длина разрыва в очаге основного толчка. Если в течение 0.3 суток после основного толчка произошло не менее 5 представительных событий в круге с центром в очаге и диаметром $10R_L$, то оценка прогнозной области может быть уточнена. В этом случае оптимальной областью оказался стадион с центром в эпицентре основного толчка. Длина оптимального стадиона равна размеру трещины основного толчка, а ширина — $1.18R_L$. Ориентация оптимального стадиона совпадает с направлением предполагаемого разрыва и задается главным собственным вектором ковариационной матрицы, составленной из координат событий обучающего множества с весами пропорциональными линейным размерам их очагов.

При анализе диаграмм ошибок, рассчитанных для этих двух случаев, методом трех стратегий были определены предельные размеры оптимальных областей, соответствующие различным уровням важности прогноза. Тестирование показало, что использование длины разрыва очага основного толчка для определения размера области дает лучшие результаты по сравнению с использованием статистических характеристик. Такой результат имеет простое физическое объяснение: размер области афтершоков напрямую зависит от величины разрыва основного толчка. Полученные прогнозные модели могут применяться при оценке опасности афтершоков на месторождениях Хибинского массива.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю признательность анонимным рецензентам за замечания и рекомендации, которые помогли улучшить статью.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (в рамках государственного задания № 075-00682-24).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В. Сейсмичность взрывных работ на территории европейской части России // *Физика Земли*, 2013, N 2. С. 110–130. DOI: 10.7868/8000233371301002X
- Баранов С.В., Жукова С.А., Корчак П.А., Шебалин П.Н. Продуктивность техногенной сейсмичности // *Физика Земли*. № 3. 2020. С. 40–51. DOI: 10.31857/S0002333720030011
- Баранов С.В., Шебалин П.Н. О прогнозировании афтершоковой активности. 2. Оценка области распространения сильных афтершоков // *Физика Земли*. 2017. № 3 С. 43–61. DOI: 10.7868/S0002333717020028
- Воробьева И.А., Шебалин, Гвишиани А.Д., Дзедоев Б.А., Дзеранов Б.В. Параметры сейсмического режима восточного сектора Арктической зоны Российской Федерации // *Физика Земли*. 2024. № 5. С. 38–56.
- Козырев А.А., Панин В.И., Семенова И.Э., Федотова Ю.В., Рыбин В.В. Геомеханическое обеспечение технических решений при ведении горных работ в высоконапряженных массивах // *Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых*. 2012. № 2. С. 46–55.
- Козырев А.А., Семенова И.Э., Рыбин В.В., Панин В.И., Федотова Ю.В., Константинов К.Н., Сальников И.В., Гадючко А.В., Белоусов В.В., Корчак П.А., Стрешнев А.А. Указания по безопасному ведению горных работ на месторождениях, склонных и опасных по горным ударам (Хибинские апатит-нефелиновые месторождения). Апатиты: ООО “Апатит-Медиа”. 2016. 112 с.
- Корчак П.А., Жукова С.А., Меньшиков П.Ю. Становление и развитие системы мониторинга сейсмических процессов в зоне производственной деятельности АО “Апатит” // *Горный журнал*. 2014. № 10. С. 42–46.
- Марков Г. Напряженность пород в Хибинских рудниках и ее связь с современными тектоническими движениями земной коры. Исследования строения и современных движений земной коры на Кольском геофизическом полигоне. 1972. С. 147–152.
- Приказ Ростехнадзора от 08.12.2020 № 505. Редакция от 08.12.2020. Контур. Норматив. URL: <https://normativ.kontur.ru/document?moduleId=1&documentId=384179> (дата обращения: 02.04.2024).
- Раутиан Т.Г. Энергия землетрясений. Методы детального изучения сейсмичности. М.: изд-во АН СССР. 1960. С. 75–114. Тр. ИФЗ АН СССР; № 9(176).
- Семенова И.Э. Исследование трансформации напряженно-деформированного состояния Хибинской апатитовой дуги в процессе крупномасштабной выемки полезных ископаемых // *Горный информационно-аналитический бюллетень*. 2016. № 4. С. 300–313.
- Шебалин П.Н., Баранов С.В. О прогнозировании афтершоковой активности. 5. Оценка длительности опасного периода // *Физика Земли*. 2019. № 5. С. 22–37. DOI: 10.31857/S0002-33372019522-37
- Arzamastsev A.A., Arzamastseva L.V., Zhirova A.M., Glaznev V.N. Model of formation of the Khibiny-Lovozero ore-bearing volcanic-plutonic complex // *Geology of Ore Deposits*. 2013. V. 55. P. 341–356. DOI: 10.1134/S1075701513050024
- Baiesi M., Paczuski M. Scale-free networks of earthquakes and aftershocks // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 69 (6). P. 066106-1–066106-8. DOI: 10.1103/PhysRevE.69.066106
- Ivanyuk G.Y., Yakovenchuk V.N., Pakhomovsky Y.A. Where are new minerals hiding? The main features of rare mineral localization within alkaline massifs. Minerals as advanced materials II. 2012. P. 13–24. DOI: 10.1007/978-3-642-20018-2_2
- Gutenberg B., Richter C. F. Earthquake magnitude, intensity, energy, and acceleration: (Second paper) // *Bulletin of the seismological society of America*. 1956. V. 46. № 2. P. 105–145.
- Kanamori H., Anderson D.L. Theoretical Basis of Some Empirical Relations in Seismology // *Bulletin of the Seismological Society of America*. 1975. V. 65. P. 1073–95. DOI: 10.1785/BSSA0650051073
- Kozyrev A.A., Semenova I.E., Zhukova S.A., Zhuravleva O.G. Factors of seismic behavior change and localization of hazardous zones under a large-scale mining-induced impact // *Russian Mining Industry*. 2022. V. 6. P. 95–102. DOI: 10.30686/1609-9192-2022-6-95-102
- Molchan G. M., Dmitrieva O. E. Aftershock identification: methods and new approaches // *Geophys. J. Int.* 1992. V. 109. Is. 3. P. 501–516.
- Molchan G. Space-time earthquake prediction: the error diagrams // *Pure Appl. Geophys.* 2010. V. 167. № 8–9. P. 907–917. DOI: 10.1007/s00024-010-0087-z
- Molchan G. Structure of optimal strategies in earthquake prediction // *Tectonophysics*. 1991. V. 193. P. 267–276.
- Motorin A., Baranov S. Distribution of Strongest Aftershock Magnitudes in Mining-Induced Seismicity // *Frontiers in Earth Science*. 2022. V. 10. P. 902812. 10.3389/feart.2022.902812
- Plenkens K., Kwiatak G., Nakatani M., Dresen G., Group J. Observation of Seismic Events with Frequencies $f > 25$ kHz at Mponeng Deep Gold Mine, South Africa // *Seismological Research Letters*. 2010. V. 81. P. 467–478. DOI: 10.1785/gssrl.81.3.467
- Shebalin P., Narteau C., Holschneider M., Zechar J. Combining earthquake forecast models using differential probability gains // *Earth, Planets and Space*. 2014. V. 66. № 37. P. 1–14.
- Shebalin P.N., Narteau C., Baranov S.V. Earthquake Productivity Law // *Geophysical Journal International*. 2020 V. 222. P. 1264–1269. DOI: 10.1093/gji/ggaa252
- Zaliapin I., Ben-Zion, Y. A global classification and characterization of earthquake clusters // *Geophys. J. Int.* 2016. V. 207. P. 608–634.
- Zechar J.D., Jordan T.H. Testing alarm-based earthquake predictions // *Geophys J Int.* 2008. V. 172. P. 715–724.

Aftershock Area Assessment Based on the First Aftershocks at the Khibiny Deposits**A. Yu. Motorin^{a,b} and S. V. Baranov^{a,*}**^a*Kola Branch, Federal Research Center “Geophysical Survey”, Russian Academy of Sciences, Apatity, 184209 Russia*^b*Kirovsk Branch, AO Apatit, Kirovsk, 184250 Russia*^{*}*e-mail: bars.vl@gmail.com*

Received April 4, 2024

revised April 16, 2024

accepted April 27, 2024

This paper examines the construction of an aftershock activity area in conditions of natural and mining-induced seismicity after the data on the first aftershocks. The study area is apatite-nepheline deposits located in the southern part of the Khibiny massif. A wide range of aftershock varied in shape, location, and orientation has been investigated. The size of the area has been determined by scaling based on physical and statistical characteristics calculated from both the main shock and the first aftershocks. The criterion based on an error diagram has been used to quantitatively compare a large number of different variants. As a result, the optimal area type has been selected, showing the best results of the quantitative test based on seismicity data on the study area for 1996–2022. The technique can be used to predict the area of aftershock activity distribution at the Khibiny massif deposits after a natural–mining-induced earthquake based on operational processing data.

Keywords: mining-induced seismicity, aftershocks, aftershock area, scaling, error diagram

УДК 537.84+517.9+519.63

АСИМПТОТИКА ВЕТВЛЕНИЯ СЕМЕЙСТВ НАИМЕНЕЕ УСТОЙЧИВЫХ МАГНИТНЫХ МОД БЛОХОВСКОГО ТИПА

© 2024 г. В. А. Желиговский

Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН, г. Москва, Россия

E-mail: vlad@mitp.ru

Поступила в редакцию 26.02.2024 г.

После доработки 04.03.2024 г.

Принята к публикации 27.04.2024 г.

Рассмотрена кинематическая генерация блоховских магнитных мод пространственно-периодическим течением электропроводной жидкости. Блоховская мода — это векторное поле вида произведения трехмерного поля, имеющего периодичность течения, на гармонику Фурье $e^{iq \cdot x}$ с произвольным волновым вектором $\mathbf{q}$. Проведенные ранее вычисления показали, что моды, имеющие максимальный по вектору $\mathbf{q}$ инкремент роста, выстраиваются в семейства, гладко параметризованные величиной молекулярной магнитной диффузии. В части семейств максимальный инкремент достигается для т.н. полужелтых $\mathbf{q}$, у которых все компоненты целые или полужелтые числа, постоянных для всего семейства. От таких семейств могут ответвляться другие семейства, в которых оптимальное $\mathbf{q}$ мод семейства гладко изменяется. В настоящей работе для таких ответвляющихся семейств построено асимптотическое разложение составляющих их мод, ассоциированных с ними собственных значений оператора магнитной индукции и оптимальных $\mathbf{q}$ в виде степенных рядов по параметру $\vartheta = (\eta_0 - \eta)^{1/2}$. Здесь η_0 — магнитная диффузия, при которой происходит ветвление. В данной работе предполагается, что моды в семействе, от которого происходит ответвление, отвечают ненулевому постоянному полужелтому волновому вектору $\mathbf{q}$. Показано, что эти асимптотические разложения существенно отличаются от аналогичных разложений, построенных нами ранее для случая генерации магнитного поля центрально-симметричным течением, а ответвление происходит от семейства короткомасштабных (отвечающих $\mathbf{q} = 0$) нейтральных (ассоциированных с нулевым собственным значением оператора магнитной индукции) мод.

Ключевые слова: кинематическое магнитное динамо, генерация магнитного поля, режим Блоха, асимптотическое разложение в степенной ряд, ветвление семейства.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724060122>, **EDN:** RFUNWL

ВВЕДЕНИЕ

В статье [Желиговский, Чертовских, 2020] и в серии работ [Chertovskih, Zheligovsky, 2023a–2023c] были численно и аналитически рассмотрены три задачи линейной устойчивости пространственно-периодических стационарных состояний по отношению ко блоховским модам неустойчивости: задача гидродинамической устойчивости течений, задача кинематического динамо и полная задача магнитогидродинамической (МГД) устойчивости стационарных МГД состояний. Блоховская мода — это векторное поле той же пространственной периодичности, что и возмущаемое состояние, амплитудно-модулированное гармоникой Фурье $e^{iq \cdot x}$. Здесь волновой вектор $\mathbf{q}$ — произвольный постоянный действительный вектор, модули всех компонент

которого меньше единицы. По-видимому, впервые поля такого вида были рассмотрены в работе [Bloch, 1929] как решения уравнения Шредингера с пространственно-периодическим потенциалом. Впоследствии их использовали при математическом анализе явлений α -эффекта и вихревой (турбулентной) диффузии в различных МГД системах (см. работы [Желиговский, 2010; Zheligovsky, 2011]), где длина вектора $\mathbf{q}$ предполагалась малой, и по этому параметру проводили асимптотическое разложение мод неустойчивости и инкрементов их роста (точнее, собственных значений соответствующего оператора линейной устойчивости).

Вычисления, представленные в работе [Желиговский, Чертовских, 2020] для задачи кинематического динамо и в работе [Chertovskih,

Zheligovsky, 2023b] для всех трех указанных задач линейной устойчивости, показали, что наименее устойчивые моды возмущений отвечают волновым векторам $\mathbf{q}$, длина которых, как правило, достаточно велика (в диапазоне 0.3–0.7 при достаточно малых параметрах диффузии), и она не демонстрирует тенденции к уменьшению при уменьшении молекулярных магнитной диффузии η или вязкости ν . (Здесь и далее под наименее устойчивыми модами возмущения мы понимаем блоховские моды, имеющие максимальный по $\mathbf{q}$ инкремент роста.) Это означает, что если исходное гидродинамическое или МГД состояние и обладает существенным разделением пространственных масштабов, то при дальнейшей эволюции это разделение разрушается каскадом неустойчивостей рассматриваемого типа. Таким образом, показано, что описание воздействия мелкомасштабных структур на крупномасштабные посредством стандартных операторов α -эффекта и вихревой диффузии, выведенных в предположении существенного разделения пространственных масштабов, (см. монографию [Краузе, Рэдлер, 1984]; краткое, но четкое и достаточно полное введение в этот круг вопросов приведено в статье [Rädler, 2007]) логически внутренне противоречиво. Возникает задача о более точном описании этих явлений с учетом возникающего нелинейного каскада неустойчивостей.

В цитированных выше работах была рассмотрена устойчивость стационарных соленоидальных пространственно-периодических состояний, сгенерированных в виде рядов Фурье с псевдослучайными коэффициентами и энергетическими спектрами, затухающими по разным законам: экспоненциальному, степенному (как колмогоровский спектр) и типа крупных вихрей (где присутствуют только гармоники с волновыми числами не более 2). Были рассмотрены как центрально-симметричные стационарные состояния (в них возникает вихревая диффузия), так и не симметричные (в них возникает α -эффект). На определенном интервале величин параметра молекулярной диффузии вычислялись блоховские моды неустойчивости, ассоциированные с глобально максимальным по блоховскому волновому вектору (т.е. по всем $\mathbf{q}$) инкрементом роста. Такие моды составляют семейства (ветви), параметризованные величиной молекулярной диффузии, в которых моды и их инкременты роста гладко зависят от диффузионного параметра (также были вычислены некоторые продолжения по параметру таких семейств мод, в которых сохранялось свойство

локальной по $\mathbf{q}$ максимальной инкремента, но инкременты переставали быть глобально максимальными).

В работе [Желиговский, Чертовских, 2020] для задачи кинематического динамо, а в работе [Chertovskih, Zheligovsky, 2023a] для всех трех рассмотренных задач линейной устойчивости было доказано, что для блоховских волновых векторов $\mathbf{q}$, каждая компонента которых – целое или полуцелое число (мы называем такие $\mathbf{q}$ полуцелыми), выполнено необходимое условие

$$\partial\gamma/\partial q^m = 0 \quad (1)$$

экстремальности по $\mathbf{q}$ инкремента роста γ моды при условии, что возмущаемое состояние $(\mathbf{V}, \mathbf{B})$ центрально-симметрично, и/или если мода ассоциирована с действительным собственным значением соответствующего оператора линейной устойчивости. В расчетах работы [Chertovskih, Zheligovsky, 2023b] найдено, что для некоторых возмущаемых состояний действительно существуют семейства мод с глобально максимальными инкрементами роста, отвечающие полуцелым $\mathbf{q}$, одинаковым для всей ветви. При этом на границе таких интервалов ν или η к семейству наименее устойчивых мод, отвечающих полуцелому $\mathbf{q}$, иногда присоединяется семейство мод с глобально или локально максимальными инкрементами роста, отвечающих изменяющимся в присоединяющемся семействе не полуцелым $\mathbf{q}$.

В работе [Chertovskih, Zheligovsky, 2023c] для задачи кинематической генерации магнитного поля центрально-симметричным течением была рассмотрена асимптотика семейства наименее устойчивых блоховских магнитных мод, отвечающих от семейства наименее устойчивых нейтральных (ассоциированных с нулевым собственным значением оператора магнитной индукции) короткомасштабных (отвечающих $\mathbf{q} = 0$) мод. Пример такого ветвления приведен в работе [Chertovskih, Zheligovsky, 2023b] на рис. 14a, 14b (на границе между интервалами II и III молекулярной магнитной диффузии). Было показано, что наименее устойчивые моды в ответвляющемся семействе, их собственные значения и блоховские волновые векторы, для которых реализуются максимальные инкременты роста этих мод, могут быть разложены в асимптотические степенные ряды по параметру $\vartheta = (\eta_0 - \eta)^{1/2}$. Здесь η_0 – магнитная диффузия, при которой происходит ветвление; для нее выполняется условие, что при этой молекулярной магнитной диффузии оператор вихревой магнитной

диффузии имеет нулевое собственное значение. Указанное разложение собственных значений магнитных мод начинается с порядка ϑ^2 , но коэффициенты членов этого разложения порядков ϑ^2 и ϑ^3 мнимые, и разложения инкрементов роста блоховских магнитных мод в ответвляющемся семействе начинаются с ϑ^4 . Разложения блоховских волновых векторов, для которых реализуются максимальные инкременты роста, начинаются с члена порядка ϑ . Эти особенности рассмотренных в работе [Chertovskih, Zheligovsky, 2023b] асимптотических разложений связаны с тем, что в ситуации общего положения ядро оператора магнитной индукции трехмерно – его базис всегда включает три короткомасштабные (для $\mathbf{q} = 0$) магнитные моды [Арнольд и др., 1982].

В данной работе рассмотрено, также в задаче кинематического динамо, аналогичное степенное асимптотическое разложение семейства наименее устойчивых мод, ответвляющегося от семейства наименее устойчивых магнитных мод, которые отвечают полуволне $\mathbf{q} \neq 0$. Примеры такого ветвления приведены в работе [Chertovskih, Zheligovsky, 2023b] на рис. 10а, 10b и рис. 13а, 13b для несимметричного генерирующего течения, и на рис. 15а, 15b для центрально-симметричного (на границе между интервалами I и II во всех трех случаях). В следующем разделе описана постановка задачи, последующие разделы посвящены рассмотрению систем уравнений, возникающих в порядках ϑ^0 , ϑ и ϑ^2 , и завершают статью заключение и комментарии.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Мы изучаем генерацию магнитного поля пространственно-периодическим стационарным течением с полем скорости $\mathbf{V}(\mathbf{x})$. Магнитные моды $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ удовлетворяют уравнению на собственные значения для оператора магнитной индукции:

$$\mathcal{M}\mathbf{B} = \lambda\mathbf{B},$$

$$\mathcal{M} : \mathbf{B} \mapsto \eta \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}). \quad (2)$$

Электропроводная жидкость считается несжимаемой, магнитное поле соленоидально:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3)$$

Рассматриваются магнитные моды блоховского вида:

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} \mathbf{b}(\mathbf{x}), \quad (4)$$

причем периодичность поля $\mathbf{b}$ такая же, как и у $\mathbf{V}$; для простоты, считаем ячейку периодичности кубом $\mathbb{T}^3 = [-\pi, \pi]^3$. Мы ищем волновой вектор $\mathbf{q}$, при котором для данного η мода (4) имеет максимальный инкремент роста:

$$\gamma = \max_{\mathbf{q}} \operatorname{Re} \lambda(\mathbf{q}).$$

Подставив выражение (4) в (2), получаем задачу на собственные значения

$$\mathcal{D}_{\mathbf{q}} \mathbf{b} = \lambda \mathbf{b} \quad (5)$$

для модифицированного оператора

$$\mathcal{D}_{\mathbf{q}} : \mathbf{b} \mapsto \eta \Delta_{\mathbf{q}} \mathbf{b} + \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}) + i\mathbf{q} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}).$$

Сопряженный к нему оператор имеет вид:

$$\mathcal{D}_{\mathbf{q}}^* : \mathbf{b} \mapsto \eta \Delta_{\mathbf{q}} \mathbf{b} - \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{b} + i\mathbf{q} \times \mathbf{b}),$$

где

$$\Delta_{\mathbf{q}} : \mathbf{b} \mapsto \nabla^2 \mathbf{b} + 2i(\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{b} - |\mathbf{q}|^2 \mathbf{b}$$

– самосопряженный модифицированный оператор Лапласа. Сопряженность определена в смысле обычного скалярного произведения

$$\langle \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2 \rangle = \langle \mathbf{b}_1 \cdot \overline{\mathbf{b}_2} \rangle \equiv (2\pi)^{-3} \int_{\mathbb{T}^3} \mathbf{b}_1(\mathbf{x}) \cdot \overline{\mathbf{b}_2}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

в пространстве Лебега $\mathbb{L}_2(\mathbb{T}^3)$.

При вычислении максимального инкремента γ достаточно рассматривать блоховские волновые векторы $\mathbf{q}$ в кубе $|\mathbf{q}| \leq 1/2$, т.к. $e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} \mathbf{b} = e^{i(\mathbf{q}-\mathbf{n}) \cdot \mathbf{x}} e^{i\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}} \mathbf{b}$, а поле $e^{i\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}} \mathbf{b}$ имеет периодичность течения $\mathbf{V}$ для любого вектора $\mathbf{n}$ с целочисленными компонентами. Более того, комплексное сопряжение уравнения (5) показывает, что моды (4) для противоположных $\mathbf{q}$ имеют одинаковые инкременты роста, поэтому максимальный по $\mathbf{q}$ инкремент достаточно найти в параллелепипеде

$$\{\mathbf{q} | 0 \leq q^1 \leq 1/2, -1/2 \leq q^2 \leq 1/2, -1/2 \leq q^3 \leq 1/2\}.$$

Если λ – собственное значение $\mathcal{D}_{\mathbf{q}}$ (5), то комплексно-сопряженное число $\bar{\lambda}$ – собственное значение сопряженного оператора $\mathcal{D}_{\mathbf{q}}^*$:

$$\mathcal{D}_{\mathbf{q}}^* \mathbf{b}^* = \bar{\lambda} \mathbf{b}^*. \quad (6)$$

В дальнейшем считаем, что собственные значения $\lambda(\mathbf{q})$ при $\mathbf{q} \neq 0$ имеют кратность 1. Мы нормируем собственные функции условием

$$\langle \mathbf{b}, \mathbf{b}^* \rangle = 1 \quad (7)$$

(это всегда возможно, поскольку $\langle \langle \mathbf{b}, \mathbf{b}^* \rangle \rangle \neq 0$ в силу двойственности базисов взаимно сопряженных операторов $\mathcal{D}_{\mathbf{q}}$ и $\mathcal{D}_{\mathbf{q}}^*$; какова индивидуальная нормировка $\mathbf{b}$ и $\mathbf{b}^*$, для наших целей значения не имеет).

Градиент $\lambda(\mathbf{q})$ тогда вычисляется с использованием биортогональности собственных функций линейного оператора и сопряженного к нему. Дифференцируя (5) по q^m , получим:

$$\left(\mathcal{D}_{\mathbf{q}} - \lambda \right) \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial q^m} + 2\eta \left(-q^m \mathbf{b} + i \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial x_m} \right) + i \mathbf{e}_m \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}) = \frac{\partial \lambda}{\partial q^m} \mathbf{b},$$

где $\mathbf{e}_m$ — единичные орты декартовой системы координат. Скалярно умножив это уравнение на $\mathbf{b}^*$, получим с использованием (7)

$$\frac{\partial \gamma}{\partial q^m} = -2\eta q_m - \text{Im} \langle \langle 2\eta \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial x_m} + \mathbf{e}_m \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}), \mathbf{b}^* \rangle \rangle,$$

поэтому условие максимальности инкремента (1) принимает вид:

$$2\eta \left(\mathbf{q} + \sum_m \text{Im} \langle \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial x_m} \cdot \overline{\mathbf{b}^*} \rangle \mathbf{e}_m \right) + \text{Im} \langle (\mathbf{V} \times \mathbf{b}) \times \overline{\mathbf{b}^*} \rangle = 0. \quad (8)$$

Пусть при критической величине молекулярной магнитной диффузии η_0 от семейства наименее устойчивых магнитных мод, отвечающих полуполному блоховскому волновому вектору $\mathbf{q}_0 \neq 0$, ответвляется другое семейство наименее устойчивых магнитных мод. Для определенности считаем, что ответвившееся семейство существует при $\eta < \eta_0$. Согласно численным результатам [Chertovskih, Zheligovsky, 2023b], при приближении к точке ветвления компоненты оптимального блоховского волнового вектора, при котором реализуются максимальные инкременты роста этих мод, отличаются от $\mathbf{q}_0$ на величины порядка $\vartheta = (\eta_0 - \eta)^{1/2}$. Это указывает на возможность разложения мод $\mathbf{b}(\mathbf{x})$ в ответвившемся семействе, их собственных значений λ , оптимального блоховского волнового вектора $\mathbf{q}$ и мод сопряженного оператора $\mathbf{b}^*$ в асимптотические степенные ряды по этому параметру:

$$\begin{aligned} \mathbf{b} &= \sum_{j=0}^{\infty} \mathbf{b}_j \vartheta^j, & \mathbf{b}^* &= \sum_{j=0}^{\infty} \mathbf{b}_j^* \vartheta^j, \\ \lambda &= \sum_{j=0}^{\infty} \lambda_j \vartheta^j, & \mathbf{q} &= \sum_{j=0}^{\infty} \mathbf{q}_j \vartheta^j. \end{aligned} \quad (9)$$

Для вывода условия соленидальности блоховской моды $e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}} \mathbf{b}(\mathbf{x})$ в терминах разложения (9) подставляем его в (3). В порядке ϑ^j находим:

$$\nabla \cdot \mathbf{b}_j + i \sum_{k=0}^j \mathbf{q}_k \cdot \mathbf{b}_{j-k} = 0. \quad (10)$$

Подставляя ряды (9) и соотношение $\eta = \eta_0 - \vartheta^2$ в уравнения (5) и (6) и в условия максимальности инкремента (8) и нормировки (7), мы получаем в порядках ϑ^j иерархию систем уравнений относительно слагаемых рядов (9), которые последовательно решаем в порядке возрастания степеней j .

УРАВНЕНИЯ В ПОРЯДКЕ ϑ^0

Система уравнений, возникающая в порядке ϑ^0 , имеет вид:

$$\mathcal{D}_0 \mathbf{b}_0 = \lambda_0 \mathbf{b}_0, \quad (11.1)$$

$$\mathcal{D}_0^* \mathbf{b}_0^* = \overline{\lambda_0} \mathbf{b}_0^*, \quad (11.2)$$

$$2\eta_0 \left(\mathbf{q}_0 + \sum_m \text{Im} \frac{\partial \mathbf{b}_0}{\partial x_m} \cdot \overline{\mathbf{b}_0^*} \mathbf{e}_m \right) + \text{Im} (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_0) \times \overline{\mathbf{b}_0^*} = 0, \quad (11.3)$$

$$\langle \langle \mathbf{b}_0, \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle = 1, \quad (11.4)$$

где

$$\mathcal{D}_0 : \mathbf{b} \mapsto \eta_0 \Delta_{\mathbf{q}_0} \mathbf{b} + \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}) + i \mathbf{q}_0 \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}), \quad (12)$$

$$\mathcal{D}_0^* : \mathbf{b} \mapsto \eta_0 \Delta_{\mathbf{q}_0} \mathbf{b} - \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{b} + i \mathbf{q}_0 \times \mathbf{b}).$$

Эти уравнения не несут новой информации, они только обеспечивают непрерывное причленение ответвляющегося семейства к семейству, отвечающему полуполному $\mathbf{q}_0$ (мы не рассматриваем здесь случай границы интервала молекулярной диффузии, на котором максимальный инкремент достигается в определенном семействе, а после перехода через границу — в другом, причем на границе максимальный инкремент в двух этих семействах достигается на разных блоховских волновых векторах $\mathbf{q}$).

По построению (и также это можно легко проверить непосредственно)

$$e^{-i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{x}} \mathcal{M}(e^{i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{x}} \mathbf{b}) = \mathcal{D}_0 \mathbf{b}$$

для любого векторного поля $\mathbf{b}$, поэтому умножение уравнения (11.1) на $e^{i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{x}}$ и взятие дивергенции дает:

$$\eta_0 \nabla^2 \left(\nabla \cdot (e^{i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{x}} \mathbf{b}_0) \right) = \lambda_0 \nabla \cdot (e^{i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{x}} \mathbf{b}_0).$$

Следовательно, $\nabla \cdot (e^{i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{x}} \mathbf{b}_0) = 0$, если только λ_0/η_0 не есть собственное значение лапласиана для скалярных полей с соответствующей

пространственной квазипериодичностью (эти собственные значения равны $-|\mathbf{n} + \mathbf{q}_0|^2$, где $\mathbf{n}$ — произвольный вектор с целочисленными компонентами). В дальнейшем полагаем, что λ_0 удовлетворяет этому условию (в частности, оно выполнено, когда λ_0 не действительно или $\lambda_0 \geq 0$), и поэтому выполнено модифицированное условие соленидальности (10) для $j = 0$.

Применяя теорему об альтернативе Фредгольма, можно доказать, что уравнения

$$(\mathcal{D}_0 - \lambda_0)\mathbf{b} = \mathbf{f} \text{ и } (\mathcal{D}_0^* - \overline{\lambda_0})\mathbf{b}^* = \mathbf{f}^*$$

имеют решения тогда и только тогда, когда

$$\langle \langle \mathbf{f}, \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle = 0, \quad (13.1)$$

$$\langle \langle \mathbf{f}^*, \mathbf{b}_0 \rangle \rangle = 0, \quad (13.2)$$

соответственно. При этом решение $\mathbf{b}$ определяется с точностью до произвольного слагаемого, пропорционального $\mathbf{b}_0$, а $\mathbf{b}^*$ с точностью до произвольного слагаемого, пропорционального $\mathbf{b}_0^*$.

УРАВНЕНИЯ В ПОРЯДКЕ ϑ

В порядке ϑ мы получаем из (5), (6), (8) и (7) следующую систему уравнений:

$$(\mathcal{D}_0 - \lambda_0)\mathbf{b}_1 + 2\eta_0(i(\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0 - (\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{q}_1)\mathbf{b}_0) + i\mathbf{q}_1 \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_0) = \lambda_1 \mathbf{b}_0, \quad (14.1)$$

$$(\mathcal{D}_0^* - \overline{\lambda_0})\mathbf{b}_1^* + 2\eta_0(i(\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0^* - (\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{q}_1)\mathbf{b}_0^*) - \mathbf{V} \times (i\mathbf{q}_1 \times \mathbf{b}_0^*) = \overline{\lambda_1} \mathbf{b}_0^*, \quad (14.2)$$

$$2\eta_0 \left(\mathbf{q}_1 + \text{Im} \sum_m \left\langle \frac{\partial \mathbf{b}_0}{\partial x_m} \cdot \overline{\mathbf{b}_1^*} + \frac{\partial \mathbf{b}_1}{\partial x_m} \cdot \overline{\mathbf{b}_0^*} \right\rangle \mathbf{e}_m \right) + \text{Im} \langle \langle \mathbf{V} \times \mathbf{b}_0 \rangle \times \overline{\mathbf{b}_1^*} + (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_1) \times \overline{\mathbf{b}_0^*} \rangle = 0, \quad (14.3)$$

$$\langle \langle \mathbf{b}_0, \mathbf{b}_1^* \rangle \rangle + \langle \langle \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle = 0. \quad (14.4)$$

Скалярно умножив (14.1) на $\mathbf{b}_0^*$ и (14.2) на $\mathbf{b}_0$, найдем:

$$\lambda_1 = \langle \langle 2i\eta_0(\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0 + i\mathbf{q}_1 \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_0), \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle - 2\eta_0(\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{q}_1), \quad (15.1)$$

$$\overline{\lambda_1} = \langle \langle 2i\eta_0(\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0^* - \mathbf{V} \times (i\mathbf{q}_1 \times \mathbf{b}_0^*), \mathbf{b}_0 \rangle \rangle - 2\eta_0(\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{q}_1). \quad (15.2)$$

Поскольку, как легко проверить, для любых полей $\mathbf{b}_0$ и $\mathbf{b}_0^*$ правые части (15) — взаимно комплексно-сопряженные числа, два равенства (15)

эквивалентны. Скалярно умножив (11.3) на $\mathbf{q}_1$ и сложив результат с (15.1), находим, что $\text{Re} \lambda_1 = 0$.

После подстановки (15) в (14.1) и (14.2) находим, что неоднородные члены этих уравнений являются линейными функциями компонент q_1^m вектора $\mathbf{q}_1$. Поэтому решения уравнений (14.1) и (14.2) имеют вид:

$$\mathbf{b}_1 = \sum_m \zeta_{1m} q_1^m + \mu_1 \mathbf{b}_0, \quad \mathbf{b}_1^* = \sum_m \zeta_{1m}^* q_1^m + \mu_1^* \mathbf{b}_0^*, \quad (16)$$

где ζ_{1m} и ζ_{1m}^* — решения вспомогательных задач:

$$(\mathcal{D}_0 - \lambda_0)\zeta_{1m} + 2i\eta_0 \partial \mathbf{b}_0 / \partial x_m + i\mathbf{e}_m \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_0) - \langle \langle 2i\eta_0 \partial \mathbf{b}_0 / \partial x_m + i\mathbf{e}_m \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_0), \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle \mathbf{b}_0 = 0,$$

$$(\mathcal{D}_0^* - \overline{\lambda_0})\zeta_{1m}^* + 2i\eta_0 \partial \mathbf{b}_0^* / \partial x_m - \mathbf{V} \times (i\mathbf{e}_m \times \mathbf{b}_0^*) - \langle \langle 2i\eta_0 \partial \mathbf{b}_0^* / \partial x_m - \mathbf{V} \times (i\mathbf{e}_m \times \mathbf{b}_0^*), \mathbf{b}_0 \rangle \rangle \mathbf{b}_0^* = 0$$

(проверка выполнения условий разрешимости (13) для этих уравнений тривиальна), а μ_1 и μ_1^* — произвольные константы. Подставляя выражения (16) в (14.4), находим:

$$\overline{\mu_1^*} + \mu_1 = - \sum_m \left(\langle \langle \mathbf{b}_0, \zeta_{1m}^* \rangle \rangle + \langle \langle \zeta_{1m}, \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle \right) q_1^m. \quad (17)$$

Поскольку нет необходимости нормировать собственные функции $\mathbf{b}$ и $\mathbf{b}^*$ в отдельности, других ограничений на константы μ_1 и μ_1^* нет. Однако в дальнейшем алгебра несколько упрощается, если выбрать μ_1 из условия

$$\langle \langle \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle = 0; \quad (18.1)$$

тогда μ_1^* находим из соотношения (17), а (14.4) влечет

$$\langle \langle \mathbf{b}_0, \mathbf{b}_1^* \rangle \rangle = 0. \quad (18.2)$$

Подстановка выражений (16) и (17) в уравнение (14.3) приводит его к виду однородного уравнения

$$\mathcal{E} \mathbf{q}_1 = 0 \quad (19)$$

для линейного оператора $\mathcal{E}: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$. (Отметим, что константы μ_1 и μ_1^* входят в него только в виде суммы $\mu_1^* + \mu_1$, которая определяется соотношением (17).) Это уравнение имеет решение $\mathbf{q}_1 \neq 0$, если определитель матрицы (которую мы также обозначим $\mathcal{E}$) этого оператора равен 0. Коэффициенты этой матрицы определяются параметром η_0 и полями $\mathbf{b}_0$, $\mathbf{b}_0^*$, ζ_{1m} и ζ_{1m}^* , каждое из которых также зависит от η_0 и с точностью до этой

зависимости полностью определено. Поэтому $\det \mathcal{E} = 0$ – уравнение относительно критической молекулярной магнитной диффузии η_0 , при которой от семейства наименее устойчивых нейтральных мод для ненулевого полувещного вектора $\mathbf{q}_0$ ответвляется рассматриваемое семейство.

В случае общего положения ядро оператора $\mathcal{E}$ одномерно, что мы для простоты в дальнейшем предполагаем. Это позволяет найти из (19) направление вектора $\mathbf{q}_1$. Тогда условие разрешимости уравнения $\mathcal{E}\mathbf{q} = \mathbf{f}$ состоит в ортогональности $\mathbf{f}$ вектору из ядра оператора, сопряженного к $\mathcal{E}$, а решение $\mathbf{q}$ определяется с точностью до слагаемого, пропорционального $\mathbf{q}_1$.

Таким образом, система уравнений (14) полностью решена, и найдены величина критической диффузии η_0 , при которой происходит ветвление, и вторые члены разложений (9): поля $\mathbf{b}_1$ и $\mathbf{b}_1^*$ и коэффициент λ_1 (с точностью до длины вектора $\mathbf{q}_1$), а также направление вектора $\mathbf{q}_1/|\mathbf{q}_1|$.

УРАВНЕНИЯ В ПОРЯДКЕ ϑ^2

В порядке ϑ^2 уравнения (5), (6), (8) и (7) порождают следующие уравнения:

$$\begin{aligned} & (\mathcal{D}_0 - \lambda_0)\mathbf{b}_2 + 2i\eta_0((\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_1 + (\mathbf{q}_2 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0) - \\ & - (\nabla^2\mathbf{b}_0 + 2i(\mathbf{q}_0 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0) + \\ & + i\mathbf{q}_1 \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_1) + i\mathbf{q}_2 \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_0) = \\ & = (\lambda_1 + 2\eta_0\mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{q}_0)\mathbf{b}_1 + (\lambda_2 + \eta_0(|\mathbf{q}_1|^2 + 2\mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{q}_0) - |\mathbf{q}_0|^2)\mathbf{b}_0, \end{aligned} \quad (20.1)$$

$$\begin{aligned} & (\mathcal{D}_0^* - \bar{\lambda}_0)\mathbf{b}_2^* + 2i\eta_0((\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_1^* + (\mathbf{q}_2 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0^*) - \\ & - (\nabla^2\mathbf{b}_0^* + 2i(\mathbf{q}_0 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0^*) - i\mathbf{V} \times (\mathbf{q}_1 \times \mathbf{b}_1^* + \mathbf{q}_2 \times \mathbf{b}_0^*) = \\ & = (\bar{\lambda}_1 + 2\eta_0\mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{q}_0)\mathbf{b}_1^* + (\bar{\lambda}_2 + \eta_0(|\mathbf{q}_1|^2 + 2\mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{q}_0) - |\mathbf{q}_0|^2)\mathbf{b}_0^*, \end{aligned} \quad (20.2)$$

$$\begin{aligned} & 2\eta_0 \left\{ \mathbf{q}_2 + \sum_m \text{Im} \left\langle \frac{\partial \mathbf{b}_0}{\partial x_m} \cdot \bar{\mathbf{b}}_2^* + \frac{\partial \mathbf{b}_1}{\partial x_m} \cdot \bar{\mathbf{b}}_1^* + \frac{\partial \mathbf{b}_2}{\partial x_m} \cdot \bar{\mathbf{b}}_0^* \right\rangle \mathbf{e}_m \right\} - \\ & - 2\mathbf{q}_0 - 2 \sum_m \text{Im} \left\langle \frac{\partial \mathbf{b}_0}{\partial x_m} \cdot \bar{\mathbf{b}}_0^* \right\rangle \mathbf{e}_m + \\ & + \text{Im} \langle (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_0) \times \bar{\mathbf{b}}_2^* + (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_1) \times \bar{\mathbf{b}}_1^* + (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_2) \times \bar{\mathbf{b}}_0^* \rangle = 0, \end{aligned} \quad (20.3)$$

$$\langle \langle \mathbf{b}_0, \mathbf{b}_2^* \rangle \rangle + \langle \langle \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_1^* \rangle \rangle + \langle \langle \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle = 0. \quad (20.4)$$

Решение этой системы следует тому же плану, что и решение уравнений (14), полученных в порядке ϑ . Скалярно умножив (20.1) на $\mathbf{b}_0^*$ и (20.2) на $\mathbf{b}_0$, с учетом (18) найдем:

$$\begin{aligned} \lambda_2 = & \langle \langle 2i\eta_0((\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_1 + (\mathbf{q}_2 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0) - \nabla^2\mathbf{b}_0 - 2i(\mathbf{q}_0 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0 + \\ & + i\mathbf{q}_1 \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_1) + i\mathbf{q}_2 \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_0), \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle - \\ & - \eta_0(|\mathbf{q}_1|^2 + 2\mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{q}_0) + |\mathbf{q}_0|^2, \end{aligned} \quad (21.1)$$

$$\begin{aligned} \bar{\lambda}_2 = & \langle \langle 2i\eta_0((\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_1^* + (\mathbf{q}_2 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0^*) - \\ & - \nabla^2\mathbf{b}_0^* - 2i(\mathbf{q}_0 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0^* - \\ & - i\mathbf{V} \times (\mathbf{q}_1 \times \mathbf{b}_1^* + \mathbf{q}_2 \times \mathbf{b}_0^*), \mathbf{b}_0 \rangle \rangle - \eta_0(|\mathbf{q}_1|^2 + 2\mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{q}_0) + |\mathbf{q}_0|^2. \end{aligned} \quad (21.2)$$

Легко проверить, что правые части (21) – взаимно комплексно-сопряженные числа, используя тождество:

$$\begin{aligned} & 2\eta_0 \langle \langle (\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0, \mathbf{b}_1^* \rangle \rangle + \langle \langle \mathbf{b}_1, (\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0^* \rangle \rangle + \\ & + \langle \langle -(\mathbf{q}_1 \times \mathbf{b}_0^*) \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_1) + (\mathbf{q}_1 \times \mathbf{b}_1^*) \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_0) \rangle \rangle = 0, \end{aligned}$$

которое получается скалярным умножением (14.1) на $\mathbf{b}_1^*$ и $\mathbf{b}_1$ на (14.2), и вычитанием одного произведения из другого. Действительную часть $\text{Re} \lambda_2$ можно упростить, скалярно умножив (11.3) на $\mathbf{q}_2$ и сложив результат с (21.1):

$$\begin{aligned} \text{Re} \lambda_2 = & -\text{Im} \langle \langle 2\eta_0(\mathbf{q}_1 \cdot \nabla)\mathbf{b}_1 - 2(\mathbf{q}_0 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0 + \\ & + \mathbf{q}_1 \times (\mathbf{V} \times \mathbf{b}_1), \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle - \text{Re} \langle \langle \nabla^2\mathbf{b}_0, \mathbf{b}_0^* \rangle \rangle - \eta_0|\mathbf{q}_1|^2 + |\mathbf{q}_0|^2. \end{aligned}$$

Поскольку полученное выражение не обязательно равно нулю, по-видимому, этот член вносит вклад в разложение инкремента роста моды (на графиках из работы [Chertovskih, Zheligovsky, 2023b] отрезки магнитной диффузии η , на которых видно характерное поведение ответвляющихся семейств, весьма коротки, и ни на одном из них не удастся различить, касается ли график инкрементов роста в точке ветвления η_0 графика инкрементов мод из семейства, от которого происходит ответвление, или касательные к этим графикам в точке η_0 для такой пары семейств разные).

Зависимость полученного выражения (21.1) для λ_2 от $\mathbf{q}_2$ линейная. После его подстановки в уравнения (20.1) и (20.2) условия разрешимости этих уравнений оказываются выполненными. Преобразованные уравнения (20.1) и (20.2) также линейны по $\mathbf{q}_2$. Их решения имеют вид:

$$\mathbf{b}_2 = \sum_m \zeta_{1m} q_2^m + \zeta_2 + \mu_2 \mathbf{b}_0, \quad \mathbf{b}_2^* = \sum_m \zeta_{1m}^* q_2^m + \zeta_2^* + \mu_2^* \mathbf{b}_0^*, \quad (22)$$

где функции ζ_2 и ζ_2^* не зависят от $\mathbf{q}_2$ и могут быть найдены как решения вспомогательных задач, которые легко вывести из указанных преобразованных уравнений, а μ_2 и μ_2^* – произвольные константы.

Подстановка (22) в (20.4) позволяет найти:

$$\mu_2 + \overline{\mu_2^*} = - \sum_m \langle \zeta_{1m} \cdot \overline{\mathbf{b}_0^*} + \mathbf{b}_0 \cdot \overline{\zeta_{1m}^*} \rangle q_2^m + \mu, \\ \mu = - \langle \zeta_2 \cdot \overline{\mathbf{b}_0^*} + \mathbf{b}_0 \cdot \overline{\zeta_2^*} + \mathbf{b}_1 \cdot \overline{\mathbf{b}_1^*} \rangle. \quad (23)$$

Как и коэффициенты μ_1 и μ_1^* , индивидуальные величины μ_2 и μ_2^* определяют нормировку мод $\mathbf{b}$ и $\mathbf{b}^*$, и потому не имеют принципиальной важности (хотя в дальнейшем их можно выбрать оптимально для упрощения выкладок при исследовании уравнений в старших порядках разложения по ϑ).

Подстановка выражений (22) и (23) в уравнение (20.3) преобразует его к виду:

$$\varepsilon \mathbf{q}_2 + 2\eta_0 \sum_m \text{Im} \left\langle \frac{\partial \mathbf{b}_0}{\partial x_m} \cdot \overline{\zeta_2^*} + \frac{\partial \mathbf{b}_1}{\partial x_m} \cdot \overline{\mathbf{b}_1^*} + \frac{\partial \zeta_2}{\partial x_m} \cdot \overline{\mathbf{b}_0^*} + \right. \\ \left. + \left(\mu - \frac{1}{\eta_0} \right) \frac{\partial \mathbf{b}_0}{\partial x_m} \cdot \overline{\mathbf{b}_0^*} \right\rangle \mathbf{e}_m - 2\mathbf{q}_0 + \\ + \text{Im} \left\langle \mathbf{V} \cdot \left(\overline{\zeta_2^*} - \left(\mathbf{b}_0 \cdot \overline{\zeta_2^*} \right) \overline{\mathbf{b}_0^*} \right) \right\rangle \mathbf{b}_0 + \\ + \left(\zeta_2 - \left(\zeta_2 \cdot \overline{\mathbf{b}_0^*} \right) \mathbf{b}_0 \right) \left(\mathbf{V} \cdot \overline{\mathbf{b}_0^*} \right) + \\ + \left(\mathbf{V} \cdot \overline{\mathbf{b}_1^*} \right) \mathbf{b}_1 - \left(\mathbf{V} \cdot \overline{\mathbf{b}_0^*} \right) \left(\mathbf{b}_1 \cdot \overline{\mathbf{b}_1^*} \right) \mathbf{b}_0 = 0. \quad (24)$$

Как обсуждено в предыдущем разделе, это уравнение имеет решение, если его неоднородная часть ортогональна ядру оператора, сопряженного к $\mathcal{E}$. Поля $\mathbf{b}_1$, $\mathbf{b}_1^*$, а также ζ_2 и ζ_2^* , через которые выражается неоднородная часть (24), зависят от еще не найденной длины вектора $\mathbf{q}_1$, которую определяем из этого условия разрешимости (24). После удовлетворения этого условия определяем из (24) вектор $\mathbf{q}_2$ с точностью до произвольного слагаемого, пропорционального $\mathbf{q}_1$.

На этом решение системы (20) закончено. Полностью найдены все третьи (порядка ϑ^2) члены асимптотических разложений (9), за исключением вектора $\mathbf{q}_2$, определенного с точностью до произвольного слагаемого, пропорционального $\mathbf{q}_1$.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Мы изучили найденные численно в работе [Chertovskih, Zheligovsky, 2023b] случаи ответвления семейства наименее устойчивых блоховских магнитных мод (4) от аналогичного семейства наименее устойчивых мод, отвечающего полному блоховскому вектору $\mathbf{q} \neq 0$. Вычислены первые члены асимптотических разложений (9) в степенные ряды по параметру $\vartheta = |\eta_0 - \eta|^{1/2}$ этих мод, ассоциированных с ними собственных значений оператора магнитной индукции и векторов $\mathbf{q}$, отвечающих максимальным по $\mathbf{q}$ инкрементам роста мод, в ответвляющемся семействе. Следуя описанному выше плану, несложно найти решение систем уравнений для коэффициентов этих разложений произвольных высших порядков ϑ^j для $j > 2$, однако ввиду отсутствия в настоящий момент практического интереса в построении полного разложения и определенной алгебраической громоздкости получаемых в процессе решения выражений, в данной работе это не сделано.

Внешне графики оптимальных векторов $\mathbf{q}$ в ответвляющихся семействах не сильно отличаются для случая $\mathbf{q}_0 = 0$, рассмотренного в работе [Chertovskih, Zheligovsky, 2023c], и для случая полуполного $\mathbf{q}_0 \neq 0$, рассмотренного здесь, и магнитные моды в ответвляющихся семействах и их собственные значения допускают асимптотическое разложение по одному и тому же параметру $\vartheta = |\eta_0 - \eta|^{1/2}$. Однако в деталях свойства ответвляющихся семейств в этих двух случаях существенно разные:

1. Тогда как рассмотренные здесь разложения для $\mathbf{q}_0 \neq 0$ одинаковы в случаях центрально-симметричных течений и несимметричных, разложения для $\mathbf{q}_0 = 0$ в этих случаях существенно разные. Это объясняется тем, что для ненулевого блоховского вектора $\mathbf{q}$, в отличие от случая короткомасштабных ($\mathbf{q} = 0$) мод, из центральной симметрии течения для модифицированного оператора магнитной индукции (12) не следует инвариантность подпространств центрально-симметричных и центрально-антисимметричных полей.

2. Как было показано в работе [Chertovskih, Zheligovsky, 2023c], в задаче кинематического динамо для центрально-симметричных течений при ответвлении от семейства наименее устойчивых короткомасштабных нейтральных (т.е. принадлежащих ядру оператора магнитной индукции) магнитных мод, точка ветвления (критическая молекулярная магнитная диффузия)

определяется из условия потери устойчивости к действию вихревой магнитной диффузии, т.е. в точке появления у оператора вихревой магнитной диффузии собственного значения с нулевой действительной частью. В противоположность этому, в анализе для полуцелого $q_0 \neq 0$, приведенном здесь, операторы магнитного α -эффекта или вихревой магнитной диффузии (или аналогичные им) не возникают, т.е. ветвление не связано с этими явлениями, а точка ветвления определяется появлением нетривиального ядра у оператора $\mathcal{E}$, генетически связанного с необходимым условием (1) экстремальности инкрементов мод, составляющих ответвляющееся семейство. С одной стороны, это следствие того обстоятельства, что оператор магнитной индукции $\mathcal{M}$ (2) имеет как минимум трехмерное ядро [Арнольд и др., 1982], а при исследовании ответвления от семейства нейтральных короткомасштабных магнитных мод он играет ту же роль, что и оператор $D_0 - \lambda_0$ (имеющий одномерное ядро) в настоящей работе. С другой, приведенное нами разложение показывает, что многообразие физических явлений, связанных с многомасштабностью МГД системы, не сводится к явлениям α -эффекта или вихревой (турбулентной) диффузии (впрочем, в рассматриваемом здесь случае отношение пространственных масштабов порядка $|q_0|^{-1} \leq 2$ не велико).

3. В работе [Chertovskih, Zheligovsky, 2023c] было установлено, что при ответвлении от семейства наименее устойчивых короткомасштабных нейтральных магнитных мод разложение собственных значений для магнитных мод начинается с чисто мнимого слагаемого. Построенные здесь разложения также обладают этим свойством: первый член разложения собственного значения равен собственному значению моды в точке ветвления в семействе, от которого происходит ответвление, а следующий чисто мнимый. Однако разложение инкрементов мод в ответвляющемся семействе в случае $q_0 = 0$ начинается с члена порядка ϑ^4 , в противоположность этому в рассматриваемом здесь случае первый ненулевой субдоминирующий член разложения инкрементов (в общем случае) порядка ϑ^2 .

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда № 22-17-00114, <https://rscf.ru/project/22-17-00114/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арнольд В.И., Зельдович Я.Б., Рuzмайкин А.А., Соколов Д.Д. Стационарное магнитное поле в периодическом потоке // Докл. АН СССР. 1982. Т. 266. С. 1357–1351.
- Желиговский В.А. Математическая теория устойчивости магнитогидродинамических режимов к длинномасштабным возмущениям. М.: Красанд–УРСС. 2010. 352 с.
- Желиговский В.А., Чертовских Р.А. О кинематической генерации магнитных мод блоховского типа // Физика Земли. 2020. № 1. С. 118–132. (Перевод на англ.: Zheligovsky V.A., Chertovskih R.A. On kinematic generation of the magnetic modes of Bloch type // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2020. V. 56. P. 103–116.)
- Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир. 1984. 320 с. (Пер. с англ.: Krause F., Rädler K.-H. Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory. Berlin: Academic-Verlag. 1980. 271 p.)
- Bloch F. Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern. Zeitschrift für Physik A // Hadrons and Nuclei. 1929. V. 52. P. 555–600.
- Chertovskih R., Zheligovsky V. Linear perturbations of the Bloch type of space-periodic magnetohydrodynamic steady states. I. Mathematical preliminaries // Russian J. of Earth Sciences. 2023a. V. 23. ES3001. DOI:10.2205/2023es000834
- Chertovskih R., Zheligovsky V. Linear perturbations of the Bloch type of space-periodic magnetohydrodynamic steady states. II. Numerical results // Russian J. of Earth Sciences. 2023b. V. 23. ES4004. DOI:10.2205/2023es000838
- Chertovskih R., Zheligovsky V. Linear perturbations of the Bloch type of space-periodic magnetohydrodynamic steady states. III. Asymptotics of branching // Russian J. of Earth Sciences. 2023c. V. 23. ES5004. DOI:10.2205/2023es000841
- Rädler K.-H. Mean-field dynamo theory: early ideas and today's problems. Magnetohydrodynamics. Historical evolution and trends. Fluid mechanics and its applications. V. 80 / Molokov S., Moreau R., Moffatt K. (eds.). Springer. 2007. P. 55–72.
- Zheligovsky V.A. Large-scale perturbations of magnetohydrodynamic regimes: linear and weakly nonlinear stability theory. Lecture Notes in Physics. V. 829. Heidelberg: Springer-Verlag. 2011. 330 p.

Asymptotics of Branching of Families of the Least Stable Magnetic Modes of the Bloch Type

V. A. Zheligovsky

Institute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

Received February 26, 2024

revised March 04, 2024

accepted April 27, 2024

Abstract — We consider the kinematic generation of Bloch magnetic modes by a space-periodic flow of an electrically conducting fluid. A Bloch mode is a vector field that is the product of a three-dimensional field of the flow periodicity, and a Fourier harmonic $e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}}$ for an arbitrary wave vector $\mathbf{q}$. Previous computations showed that the modes whose growth rates are maximum over all vectors $\mathbf{q}$ are arranged in families, which are smoothly parameterised by the molecular magnetic diffusivity. In some families, the growth rates assume the maximum for the so-called half-integer $\mathbf{q}$, whose all components are integer or half-integer, and $\mathbf{q}$ is constant for the entire family. From such families, other families can stem, in which the optimal $\mathbf{q}$ of the modes varies smoothly over a family. For the modes comprising such offshoot families, the associated eigenvalues of the magnetic induction operator and the optimal $\mathbf{q}$, we construct here asymptotic expansions in power series in the parameter $\vartheta = (\eta_0 - \eta)^{1/2}$, where η_0 is the magnetic diffusivity for which the branching occurs. In this paper, we assume that the modes in the family undergoing the branching involve a constant non-zero half-integer wave vector $\mathbf{q}$. The asymptotic expansions differ significantly from the similar expansions that we constructed earlier for the branching from a family of short-scale (i.e., for $\mathbf{q} = 0$) neutral (associated with a zero eigenvalue of the magnetic induction operator) magnetic modes generated by a parity-invariant flow.

Keywords: kinematic magnetic dynamo, magnetic field generation, Bloch mode, asymptotic expansion in a power series, family branching